

# THESE

*présentée à*

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES  
ET TECHNIQUES DE LILLE

*pour obtenir le titre de*

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉS

*par*

*TANRE Didier*

\*

## ETUDE DE L'INFLUENCE DES AEROSOLS

## SUR LE RAYONNEMENT TERRESTRE REDIFFUSE



*Soutenue le 29 Juin 1977 devant la Commission d'examen*

*Membres du Jury*

<i>M<sup>me</sup> LENOBLE</i>	<i>Président</i>
<i>M. HERMAN</i>	<i>Rapporteur</i>
<i>M. DESCHAMPS</i>	<i>Examineur</i>
<i>M<sup>me</sup> CHANIN</i>	<i>Membre invité</i>

ETUDE DE L'INFLUENCE DES AEROSOLS SUR LE

RAYONNEMENT TERRESTRE RETRODIFFUSE

Ce travail a été effectué sous la direction de Monsieur HERMAN, Professeur au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de LILLE, dirigé par Madame LENOBLE, Professeur. Que tous deux reçoivent ici l'expression de mes sentiments de profonde gratitude.

Je tiens à remercier Madame LENOBLE qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le Jury, ainsi que Madame CHANIN, Maître de Recherche au C.N.R.S. et Monsieur DESCHAMPS qui ont accepté de juger mon travail.

Mes remerciements s'adressent à l'ensemble des chercheurs du Laboratoire pour les conseils qu'ils n'ont cessé de me donner.

Que Monsieur GONZALES, dont l'aide et l'amitié m'ont été précieuses, les membres du personnel technique de l'U.E.R. de Physique et ceux du C.I.T.I., qui ont participé à ce travail, trouvent ici l'expression de mes remerciements.

## SOMMAIRE

### INTRODUCTION

### CHAPITRE I - MODELES D'AEROSOLS ; CALCUL EN DIFFUSION PRIMAIRE

#### I-1- Résultats expérimentaux

I-1-a- Forme

I-1-b- Indice

I-1-c- Granulométrie

I-1-d- Epaisseur optique

#### I-2- Matrices de phase des modèles étudiés

I-2-a- Influence du rayon maximum

I-2-b- Influence de la granulométrie

I-2-c- Influence de l'indice

I-2-d- Coefficient efficace de diffusion

### CHAPITRE II - MODELE D'ATMOSPHERE

II-1- Mise en place des équations

II-2- Prise en compte de la réflexion

II-3- Cas d'une couche inhomogène

### CHAPITRE III - ATMOSPHERE RAYLEIGH

III-1- Cas de visées sur des sites terrestres

III-2- Cas de visées océanographiques

### CHAPITRE IV - ETUDE DE L'INFLUENCE DES AEROSOLS

IV-1- Etude de la luminance rétrodiffusée

IV-1-a- Rôle des principaux paramètres

IV-1-b- Linéarisation du signal rétrodiffusé

IV-1-c- Fonction de transmission de l'atmosphère

IV-2- Etude de la luminance polarisée

### CONCLUSION

## INTRODUCTION

L'étude des aérosols atmosphériques s'est considérablement développée ces dernières années, compte tenu de leur rôle confirmé dans le bilan énergétique de l'atmosphère et dans l'évolution climatique à long terme. L'utilisation de satellites pour les détecter, à l'échelle de la planète, apparaît donc justifiée et souhaitable.

Une conséquence secondaire de la présence des aérosols est la dégradation qu'ils apportent au signal réfléchi par le sol, qui doit être prise en compte durant le dépouillement des données satellitaires en vue d'applications aux ressources terrestres.

Nous nous proposons dans ce travail, d'étudier plus particulièrement leur influence sur le rayonnement atmosphérique, dans le spectre visible, ceci dans un double but

- préciser les possibilités de leur détection à partir des perturbations apportées au rayonnement solaire rediffusé.
- dégager des méthodes de correction, afin d'éliminer leur rôle perturbateur dans les problèmes de télédétection.

Nous nous limiterons plus particulièrement au rayonnement réfléchi par l'atmosphère en envisageant le cas de mesures effectuées à partir de satellites.

Un premier travail bibliographique a consisté à rechercher les principaux paramètres permettant de caractériser les propriétés optiques des aérosols atmosphériques. Une étude en diffusion primaire nous a alors permis de définir les rôles principaux de ces paramètres.

Un programme numérique de calcul du rayonnement atmosphérique a ensuite été mis au point ; il prend en compte les inhomogénéités verticales éventuelles dans la répartition des aérosols, et une réflexion du site pouvant présenter une composante spéculaire. De plus, ce programme tient compte de la polarisation du rayonnement. Ce paramètre est nécessaire pour un calcul précis de l'intensité, dans le cas de la diffusion moléculaire. Mais surtout, la polarisation constitue une donnée supplémentaire sur les aérosols, beaucoup plus sensible à leurs propriétés optiques que la seule intensité diffuse. Ce travail est résumé dans le second chapitre.

Dans le cas d'une atmosphère purement moléculaire, un algorithme simple de correction atmosphérique a alors été développé, il permet de remonter à la réflectivité du sol avec une précision suffisante.

Enfin, dans le dernier chapitre, on a envisagé la généralisation de ces algorithmes au cas d'une atmosphère comprenant des aérosols. Plusieurs simplifications intéressantes ont pu être mises en évidence, et on a cherché à dégager des informations sur les aérosols accessibles suivant les mesures disponibles, et les données indispensables à une correction satisfaisante de la perturbation qu'ils apportent.

CHAPITRE I

MODELES D'AEROSOLS - CALCUL EN DIFFUSION PRIMAIRE

## I - MODELES D'AEROSOLS ; CALCUL EN DIFFUSION PRIMAIRE

### I-1 - Résultats expérimentaux

Pour caractériser la diffusion des aérosols, il nous faut préciser les paramètres suivants

- leur forme
- leur nature (homogénéité ; indice)
- leur dimension.

Les aérosols ont des origines multiples : hydrocarbures, résidus de combustion, poussières volcaniques, poussières dues à l'érosion, particules salines..... De plus ces particules peuvent se coaguler de manière à former des agglomérats de caractéristiques variables. Il est clair que les paramètres permettant de définir les aérosols sont difficiles à établir théoriquement. Nous devons donc nous référer aux mesures expérimentales afin d'en dégager différents modèles proches de la réalité.

#### I-1-a - Forme

La forme des particules est le paramètre fondamental de notre étude. La théorie de MIE qui nous permet d'atteindre les propriétés diffusantes et absorbantes d'une particule en fonction de son indice et de son rayon, ne s'applique qu'à des particules sphériques. On ne possède pas de théorie équivalente dans le cas de particules de formes quelconques.

On peut distinguer deux sortes de particules suivant la phase dans laquelle elles se trouvent. Les expériences ont montré que, dans la phase solide, la forme peut être quelconque mais que la sphéricité est assez souvent réalisée (FRASER, 1959). Dans la phase liquide, les particules sont pratiquement toujours sphériques. Par phase liquide, nous comprenons les gouttelettes, les aérosols en solution, les aérosols formés d'un noyau entouré d'une pellicule d'eau. Bien que l'observation de ce dernier type d'aérosols soit difficile, il a été mis en évidence par divers auteurs (DESSENS, 1946, 1947, 1949 ; GILBERT, 1954). Des études plus poussées (JUNGE, 1952) ont relié la forme des particules au taux d'humidité relative. Pour des particules inférieures au micron, la surface est liquide si l'humidité relative est supérieure à 70 % ; pour des particules de rayon compris entre 1 et 5 microns, si le taux d'humidité relative est supérieur

à 85 %. Des études théoriques (ADEN et KERKER, 1951) ont d'ailleurs montré que dans le cas de deux sphères concentriques, si la surface extérieure est de l'eau, l'ensemble se comporte comme s'il était uniquement composé d'eau. De plus, il apparaît (ATLAS, KERKER et HITSCHFELD, 1953) que la diffusion par des ellipsoïdes n'est pas très différente de celle obtenue par une sphère, dans le cas d'indice de réfraction peu élevé.

Nous utiliserons la théorie de MIE pour déterminer les matrices de diffusion de nos aérosols. Il est clair que cette démarche sera justifiée pour la plupart des aérosols marins et certains aérosols troposphériques. Il est non moins clair que l'on commettra ainsi de sérieuses erreurs, pour certains types d'aérosols, particulièrement en rétrodiffusion (HOLLAND et GAGNE, 1970).

#### I-1- b - Indice

Examinons maintenant le problème de la détermination de l'indice. Sa valeur va dépendre de leur nature chimique, fonction du lieu géographique et de l'altitude.

Les sels les plus couramment trouvés au dessus des continents tels que  $(\text{NH}_4)_2 \text{SO}_4$  et  $\text{NH}_4 \text{HSO}_4$ , et les sels trouvés au dessus des océans tels que NaCl ont des indices compris entre 1,52 et 1,54 (JUNGE, 1956). VOLZ (1956) a mesuré les indices de réfraction des aérosols, résultant des différents procédés de combustion. En mesurant l'angle de réflexion totale, il trouve un indice réel autour de 1,53. Enfin pour le minéral le plus abondant  $\text{SiO}_2$ , on a  $m = 1,50$ . Il semble donc que la plupart des aérosols, non aqueux, ont un indice assez bien défini pour le spectre visible compris entre 1,50 et 1,55. Pour un aérosol en solution, des travaux théoriques (PARTINGTON, 1953) permettent d'atteindre la valeur de l'indice. Par exemple, pour une solution d'eau, d'indice 1,33 et de sel, d'indice 1,55, l'indice du mélange varie de 1,33 à 1,39. Pour des sphères concentriques, l'indice équivalent dépend du rapport volumique de chaque composant. Le résultat est confirmé par les mesures de BULLRICH (1968) données dans la tableau I. Plus le taux d'humidité relative est important, plus l'indice se rapproche de celui de l'eau. Les valeurs de KONDRAT'YEV (1973 ; tableau I) ont été obtenues en se fixant le type d'aérosols et en calculant théoriquement l'indice résultant. Quant aux mesures de VOLZ (1972 ; tableau I), elles indiquent que la

$\lambda$	m	m*
0,4	1,65	.005
0,5	1,65	.005
0,6	1,65	.005
0,7	1,65	.005
0,8	1,65	.005
0,9	1,648	.005

d'après KONDRAT'YEV

$\lambda$	aérosols hydrosolubles	poussières
	m - im*	m - im*
.4880	1,53 - 0,005 i	1,53 - 0,008 i
.5145	1,53 - 0,005 i	1,53 - 0,008 i
.6328	1,53 - 0,006 i	1,53 - 0,008 i
.6943	1,53 - 0,007 i	1,53 - 0,008 i
.8600	1,52 - 0,012 i	1,52 - 0,008 i

d'après VOLZ

Date	Taux d'humidité relative	m
26-10-1966	0,98	1,370 ± 0,001
27-10-1966	0,98	1,385 ± 0,001
28-10-1966	0,96	1,355 ± 0,001
18-22-1- 1966	0,4	1,580 ± 0,020
12-17-5- 1966	0,4	1,550 ± 0,010
17-20-5- 1966	0,4	1,630 ± 0,030
5-27-7- 1966	0,4	1,550 ± 0,035
27-8- 1966	0,4	1,540 ± 0,015

d'après BULLRICH et al



dépendance en longueur d'onde va être primordiale pour l'indice imaginaire. Toutes ces mesures ont été effectuées en laboratoire, à partir de prélèvements. Des techniques de mesures in situ sont actuellement proposées mais restent encore à l'état de projet (mesures par Lidar (REAGAN et al, 1976), par spectroscopie Raman (ROSEN, 1976)).

Nous étudierons donc les 2 valeurs extrêmes de l'indice plausible des aérosols, soit 1,33 et 1,55. Pour la partie imaginaire de l'indice, elle sera prise nulle. Nous reviendrons plus loin sur cette question.

### I-1-c - Granulométrie

Les paramètres étant admis, il reste à déterminer la manière dont les aérosols se répartissent dans l'atmosphère : répartition en fonction du rayon, répartition en fonction de l'altitude, concentration.

On a regroupé, figure I-1, à titre d'exemple, quelques modèles de granulométries dérivés de mesures expérimentales. Pour effectuer ces mesures, des techniques différentes sont généralement utilisées, suivant le domaine de rayon considéré.

La figure tirée de KONDRAT'YEV (1969) correspond à des mesures effectuées en ballon. On peut approcher ces courbes par une distribution de JUNGE en  $r^{-\nu}$  où l'exposant  $\nu$  varie entre 3,5 et 4 suivant les valeurs du rayon.

Le modèle de JUNGE (1972) représente un modèle d'aérosols marins. Il correspond à un lissage de données expérimentales.

Le modèle maritime de FENN et SHETTLÉ (1975) tient compte de l'influence des aérosols continentaux. Ce modèle est basé sur les mesures de MEZAROS et VISSY (1974). Quant à leur modèle rural, il résulte de la somme de deux distributions log-normales. Dans la bande 0,1 à 10  $\mu$ , il est similaire au modèle C de DEIRMENDJIAN (1964).

Des très nombreuses études expérimentales de granulométries, il ressort que la décroissance en  $r^{-\nu}$  ( $\nu \approx 3$  à 5) semble qualitativement assez caractéristique, en moyenne, avec cependant deux principales incertitudes :

- une assez grande indétermination de la composante en très petites particules ( $r < 0,05 \mu$ )

- et l'observation, dans certains cas, d'une composante supplémentaire en grosses particules (transport de poussières sahariennes pour les aérosols continentaux ou embruns, gouttelettes (spray) pour les aérosols marins, par exemple).

Pour la suite de notre étude, nous avons donc sélectionné les 3 granulométries suivantes, de façon à couvrir raisonnablement le domaine des variations observées (tableau II)

	$r$ en $\mu$	$N(r)$
modèle D	0,03 - 0,1	1352,8
	0,1 - 0,5	$42,78 \times r^{-3/2}$
	0,5 - 20	$7,562 \times r^{-4}$
modèle C	0,03 - 0,1	$2,251 \times 10^4$
	0,1 - 20	$2,251 \times r^{-4}$
Haze M	0,1 - 20	$5,333 \times 10^4 \times r \times \exp(-8,9443 \times r^{1/2})$

TABLEAU II

Le modèle D, basé sur les mesures de GILBERT (1954), et mis au point par DEIRMENDJIAN, représente un mélange d'aérosols continentaux et maritimes.

Le Haze M utilisé par DEIRMENDJIAN représente un modèle d'aérosols purement maritimes.

Quant au modèle C, suggéré par JUNGE (1953) et basé sur des mesures expérimentales effectuées au-dessus de Francfort, il semble assez représentatif d'aérosols continentaux.

Ces différents modèles sont représentés sur la figure I-2.

#### I-1- d - Epaisseur optique

Il ne reste plus que deux paramètres à préciser, l'épaisseur optique et la répartition en altitude; le dernier paramètre fera l'objet d'une étude plus approfondie dans les prochains chapitres.

L'épaisseur optique  $\tau_\lambda$  varie avec la longueur d'onde, les variations

sont théoriquement calculables à partir du modèle (granulométrie et indice) et nous y reviendrons plus loin. Mais il est intéressant de connaître les mesures qui ont été faites. La loi de variation la plus couramment admise a été mise au point par ANGSTRÖM (1929, 1930, 1961). Elle s'exprime sous la forme

$$\tau(\lambda) = \beta \lambda^{-\alpha}$$

où le coefficient de turbidité  $\beta$  est égal à l'épaisseur optique mesurée à  $\lambda = 1 \mu$ .

La valeur théorique limite de  $\alpha$  est de 4 pour les très petites particules (diffusion RAYLEIGH). Une étude plus poussée (ANGSTRÖM, 1969) montre que les valeurs les plus courantes observées sont comprises entre 0,5 et 1,6. Indépendamment de cet effet de longueur d'onde sur lequel on reviendra, le rôle des aérosols sur le rayonnement diffusé sera essentiellement conditionné par leur épaisseur optique totale. Cette quantité est évidemment très variable, mais il est indispensable de préciser les valeurs courantes.

A titre d'exemple, le tableau III donne une série de valeurs de  $\tau_{\lambda=1 \mu}$  et  $\alpha$  obtenues lors de la campagne Gate pour des jours différents (KONDRAT'YEV et al, 1976)

$\alpha$	0,90	0,20	0,60	0,90	0,90	0,80
$\beta$	0,29	0,14	0,30	0,22	0,22	0,16

TABLEAU III

ce qui nous donne à  $\lambda = 0,4 \mu$ , les valeurs extrêmes de 0,66 et 0,17. (pour  $\tau$ )

FRASER (1975), en partant de mesures faites au dessus de Washington, trouve respectivement  $\alpha = 1,18$  et  $\beta = 0,099$  (soit pour  $\lambda = 0,4$ ,  $\tau = 0,134$ ).

Ces différents résultats sont assez significatifs, et nous avons retenu comme gamme d'épaisseur d'optique, l'intervalle  $\{0 ; 0,5\}$ .

Les caractéristiques des aérosols étant fixées, nous pouvons étudier leurs propriétés de diffusion et d'absorption à l'aide de la théorie de MIE. Les luminances incidente  $\tilde{I}$  et diffusée  $\tilde{I}'$  étant caractérisées par les paramètres de STOKES, on peut mettre la matrice de diffusion du milieu sous la forme

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \sum_{\ell=0}^{\infty} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu) & \sum_{\ell=2}^{\infty} \gamma_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) & 0 & 0 \\ \sum_{\ell=2}^{\infty} \gamma_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) & \sum_{\ell=0}^{\infty} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sum_{\ell=0}^{\infty} \delta_{\ell} P_{\ell}(\mu) & \sum_{\ell=2}^{\infty} \epsilon_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) \\ 0 & 0 & -\sum_{\ell=2}^{\infty} \epsilon_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) & \sum_{\ell=0}^{\infty} \delta_{\ell} P_{\ell}(\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (I-1)$$

où A est une constante multiplicative, et  $\theta = \text{Arccos}\mu$  est l'angle de diffusion.

Les coefficients  $\beta_{\ell}$ ,  $\gamma_{\ell}$ ,  $\delta_{\ell}$ ,  $\epsilon_{\ell}$ , s'obtiennent à partir des séries de MIE  $S_1(\theta)$  et  $S_2(\theta)$  qui dépendent de l'indice, de l'angle de diffusion  $\theta$  et du paramètre de MIE  $\alpha$  ( $\alpha = \frac{2\pi R}{\lambda}$  où R est le rayon de la particule), (HERMAN, 1968).

L'équation (I-1) montre que dans le cas d'un faisceau incident non polarisé ( $Q=U=V=0$ ), il ne subsiste que les termes  $\sum_{\ell=0}^{\infty} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu)$  et  $\sum_{\ell=2}^{\infty} \gamma_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu)$  qui caractérisent assez bien à eux seuls les propriétés diffusantes du milieu. Nous étudierons donc les variations de ces deux termes en fonction des paramètres de nos modèles : valeur du rayon maximum, choix de la granulométrie, et choix de l'indice.

Rappelons que si les aérosols sont distribués suivant une granulométrie  $N(r)$ , les coefficients de la fonction de phase du milieu s'obtiennent à partir de ceux calculés pour chaque valeur de r par

$$\beta_{\ell} = \frac{\int_0^{r_{\max}} \beta_{\ell}(r) \pi r^2 k_2(r) N(r) dr}{\int_0^{r_{\max}} \pi r^2 k_2(r) N(r) dr}$$

où  $k_2(r)$  est la section de diffusion des particules et où  $r_{\max}$  est le rayon où s'arrête la granulométrie. (les autres coefficients sont calculés à partir d'équations analogues)

1-2- a - Influence du rayon maximum

Un calcul correct des coefficients, dans (I-1), nécessite la prise en

compte des différents coefficients jusqu'à un ordre  $L$ , théoriquement proportionnel à la dimension des particules ( $L \approx \frac{4\pi r_{\max}}{\lambda}$ ). Si nous devons prendre en considération de très grosses particules, les calculs s'alourdissent. Afin d'éviter des temps de calcul prohibitifs, nous avons étudié, dans le cas du modèle C, les résultats obtenus, en arrêtant arbitrairement la granulométrie à différentes valeurs du rayon maximum  $r_{\max}$ . Pour l'intensité diffuse (terme  $\sum_{l=0}^L \beta_l P_l(\mu)$ ), l'allure générale est déjà bien restituée en s'arrêtant à un rayon maximum de  $l\mu$  (fig. I-3). Les écarts pour la luminance polarisée (fig. I-4) sont plus importants, mais nous verrons qu'ils sont négligeables devant les variations de  $\sum_{l=2}^L \gamma_l P_2^l(\mu)$  avec les autres paramètres. Les figures (I-5) et (I-6), tracées pour une autre valeur de l'indice, nous amènent aux mêmes conclusions (l'influence sur la luminance polarisée devient même moins importante).

Nous avons donc arrêté toutes nos granulométries à un rayon maximum de  $l\mu$ . Les résultats resteront ainsi qualitativement significatifs. Pour des calculs définitifs, nous prendrons en compte la granulométrie complète, le procédé de troncature étant généralisé au cas de la polarisation (SANTER, 1977), les temps de calcul resteront raisonnables.

### I-2-b - Influence de $N(r)$

Le problème de l'influence du type de granulométrie semble à priori très complexe, compte tenu des nombreux exemples de granulométrie donnés précédemment. HANSEN (1973) a montré qu'en réalité les propriétés de diffusion du milieu ne dépendent essentiellement que de deux paramètres caractéristiques de cette distribution : le rayon effectif et la variance effective définis par

$$\langle r \rangle_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} r \pi r^2 N(r) dr}{\int_0^{\infty} \pi r^2 N(r) dr}$$

$$\langle v \rangle_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} (r - \langle r \rangle_{\text{eff}})^2 \pi r^2 N(r) dr}{\langle r \rangle_{\text{eff}}^2 \int_0^{\infty} \pi r^2 N(r) dr}$$

Les moments d'ordre plus élevés n'interviennent que très faiblement, surtout sur la polarisation, et les deux paramètres suffiront à notre étude.

On a reporté dans le tableau IV, les valeurs de  $r_{\text{eff}}$  et  $v_{\text{eff}}$  pour les trois modèles retenus et pour les trois valeurs du rayon maximum envisagées.

modèle	$r_{\max}$	$\langle r \rangle$	$\langle v \rangle$
Haze M	1	.5447	.1931
	3	.8618	.4282
	4,45	.8930	.4971
Modèle C	1	.2083	.7316
	3	.2826	1.8312
	4,45	.3105	2.4801
Modèle D	1	.4799	.2281
	3	.7448	.6209
	4,45	.8476	.8691

TABLEAU IV

On voit que les granulométries "Haze M" et D, bien que différentes de forme, donnent des valeurs comparables du rayon effectif. On retrouve bien sur les figures (I-7) et (I-8) que les intensités diffuses et leurs composantes polarisées sont très semblables pour ces deux distributions. Les écarts de variance ne jouent qu'au deuxième ordre, il faudrait une variation d'un facteur plus élevé pour que l'effet soit sensible. Le modèle C, avec un rayon effectif plus petit, présente bien des caractéristiques de diffusion nettement différenciées.

I-2-c - Influence de  $m$

Considérons d'abord l'influence de l'indice imaginaire. A titre d'exemple, on a reporté dans les tableaux V et VI les valeurs des coefficients  $\beta_{\ell}$  et  $\gamma_{\ell}$  pour différentes valeurs de la partie imaginaire de l'indice, à partie réelle constante, dans le cas d'une particule de paramètre de MIE  $\alpha = 4,2$  (HERMAN, 1968). Les  $\beta_{\ell}$  varient au plus de 2 à 3 % lorsque  $m^*$  passe de 0 à  $10^{-2}$  ce qui correspond à une variation énorme de la transmission du milieu. Quant aux  $\gamma_{\ell}$ , leur variation est inférieure au pour-cent quant  $m^*$  passe de 0 à  $10^{-3}$  et elle atteint quelques pourcents pour  $m^* = 10^{-2}$ . Les parties imaginaires annoncées le plus couramment dans la littérature, dans l'intervalle 0,4 - 0,9  $\mu$  qui nous intéresse, sont toujours

inférieures à  $10^{-2}$  (tableau I). Il semble donc raisonnable, en première analyse, de négliger l'influence de l'absorption propre des particules, sur la matrice de phase du milieu ; son effet portera essentiellement sur la transmission du milieu.

Pour mettre en évidence l'influence de l'indice réel, nous avons tracé, pour une même granulométrie et pour deux valeurs de l'indice, les courbes d'intensité et de luminance polarisée (fig. I-9 et I-10).

Les variations observées sur l'intensité sont notables, mais restent du même ordre que celles que peuvent entraîner les incertitudes de granulométrie (fig. I-7). Pour la luminance polarisée, l'influence de l'indice est beaucoup plus considérable, particulièrement en rétrodiffusion. On peut comparer cette courbe à celle de la figure I-8, où la signature en rétrodiffusion est identique pour les trois modèles. Sur cette même figure, la polarisation négative pour le modèle C est due aux petites particules plus nombreuses qui se comportent comme la diffusion RAYLEIGH.

#### I-2- d - Coefficient efficace de diffusion

L'épaisseur optique est directement reliée au coefficient efficace de diffusion, il est donc important d'avoir une idée des variations de ce coefficient.

L'épaisseur optique  $\tau_\lambda$  est donnée par

$$\tau_\lambda(z) = \int_z^\infty (k_\lambda(z) + b_\lambda(z)) dz$$

où  $b_\lambda(z)$  est le coefficient d'absorption propre du milieu.

Pour un seul type de particules,  $\tau_\lambda$  peut encore s'écrire

$$\tau_\lambda(z) = \frac{1}{\omega_0} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi r^2 K(m, \lambda, r) N(r) dr \int_z^\infty d(z) dz$$

où  $\omega_{0\lambda}$  est l'albédo pour une diffusion  $\frac{k_\lambda}{k_\lambda + b_\lambda}$  (intégré sur la granulométrie)

$K(m, \lambda, r)$  est le coefficient de diffusion pour une particule

$d(z)$  est le nombre de particules par unité de volume, si la granulométrie  $N(r)$

est normalisée.

Le coefficient efficace de diffusion sera défini par

$$k_\lambda = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi r^2 K(m, \lambda, r) N(r) dr$$

TABLEAU V

$m = 1, 20$        $\alpha = 4, 2$

$\ell$	$m = 0$	$m = -10^{-4}$	$m = -10^{-3}$	$m = -10^{-2}$
0	1	1	1	1
1	2,59220	2,59232	2,5934	2,60347
2	3,53145	3,53164	3,53337	3,54993
3	3,67947	3,67983	3,68312	3,71469
4	3,25311	3,25355	3,25746	3,29554
5	2,41657	2,41703	2,42112	2,46118
6	1,41865	1,41899	1,42213	1,45339
7	.63128	.63151	.63356	.65415
8	.22344	.22355	.22448	.23384
9	.06236	.06239	.06270	.06580
10	.01389	.01390	.01398	.01475
11	.00251	.00251	.00253	.00268
12	.00038	.00038	.00038	.00040
13	.00005	.00005	.00005	.00005

Tableau des  $\beta_\ell$  pour différentes valeurs de l'indice



TABLEAU VI

$m = 1,20$        $\alpha = 4,2$

$\ell$	$m^* = 0$	$m^* = - 10^{-4}$	$m^* = - 10^{-3}$	$m^* = - 10^{-2}$
2	-0,07250	-0,07251	-0,07262	-0,07376
3	-0,05708	-0,05714	-0,05768	-0,06307
4	-0,08511	-0,08518	-0,08576	-0,09173
5	-0,10055	-0,10062	-0,10127	-0,10803
6	-0,20505	-0,20575	-0,20668	-0,21579
7	-0,22728	-0,22737	-0,22819	-0,23637
8	-0,13004	-0,13010	-0,13065	-0,13616
9	-0,04726	-0,04728	-0,04751	-0,04985
10	-0,01221	-0,01222	-0,01229	-0,01296
11	-0,00240	-0,00241	-0,00242	-0,00256
12	-0,00038	-0,00038	-0,00038	-0,00040
13	-0,00005	-0,00005	-0,00005	-0,00005

Tableau des  $\gamma_\ell$  pour différentes valeurs de l'indice



Les valeurs de  $k_\lambda$  seront rapportées à un nombre constant de 100 particules par  $\text{cm}^3$  pour tous les cas.

On a reporté dans le tableau VII, les valeurs de ce coefficient pour le modèle C, pour un indice de 1,33 et pour différentes valeurs du rayon maximum, et à la longueur d'onde de  $0,4 \mu$ . On voit qu'il sera difficile de détecter les grosses particules. Le coefficient de diffusion ne varie pratiquement plus quand le rayon maximum passe de  $3 \mu$  à  $4,45 \mu$ . La contribution des particules de rayon supérieur à  $4,45 \mu$  est du même ordre de grandeur que celle due aux particules dont le rayon est compris entre  $3 \mu$  et  $4,45$ .

$$\left( \frac{\int_3^{4,45} \pi r^2 N(r) K(m, \lambda, r) dr}{\int_{4,45}^{\infty} \pi r^2 N(r) K(m, \lambda, r) dr} \right) \approx 1,2 \quad ; \text{ en supposant que dans}$$

cette gamme de rayon,  $K(m, \lambda, r)$  est égale à 2).

De plus, nous avons calculé ce coefficient en faisant débiter la granulométrie à un rayon minimum nul. Les valeurs obtenues sont identiques à la 5ème décimale près, les particules de rayons inférieurs à  $0,03 \mu$  ne pourront donc pas être distinguées de la diffusion RAYLEIGH. L'épaisseur optique maximum des aérosols étant de l'ordre de 1, cette contribution en  $10^{-5}$  ne perturbera pas l'épaisseur optique RAYLEIGH de 0,0134 au minimum pour  $\lambda = 0,9$ .

Le tableau VIII nous montre par ailleurs que l'influence de la granulométrie est considérable, puisqu'elle peut modifier d'un facteur 20 l'épaisseur optique, pour un même nombre de particules.

Nous avons enfin étudié la dépendance en longueur d'onde pour trois indices et deux granulométries (tableau IX). Pour le modèle C, le coefficient efficace de diffusion décroît quelle que soit la valeur de l'indice, en suivant la loi classique en  $\beta_\lambda^{-\alpha}$  ( $\alpha$  compris entre 0,9 et 1). Par contre, pour le modèle D, cette décroissance n'est plus observée pour les indices de 1,46 et 1,55. On voit donc que la loi expérimentale d'ANGSTRÖM doit être utilisée avec précaution et risque d'être en défaut, essentiellement lorsque la quantité de grosses particules est importante. Ce résultat a d'ailleurs été observé expérimentalement (QUENZEL, 1970).

TABLEAU VIII

m = 1,33      λ = 0,4

Haze M		Modèle C	
r <sub>max</sub>	k x 10 <sup>8</sup> en cm <sup>-1</sup>	r <sub>max</sub>	k x 10 <sup>8</sup> en cm <sup>-1</sup>
1	80,32	1	5,07
3	111,38	3	5,54
4,45	111,84	4,45	5,60

TABLEAU VII

Modèle C      m = 1,33

		λ = 0,4	λ = 0,9
r <sub>max</sub>	k x 10 <sup>8</sup> en cm <sup>-1</sup>	k x 10 <sup>8</sup> en cm <sup>-1</sup>	k x 10 <sup>8</sup> en cm <sup>-1</sup>
1	5,07	1,93	
3	5,54	2,46	
4,45	5,60	2,53	

TABLEAU IX

Modèle D ;      r<sub>max</sub> = 4,45

		1,33	1,46	1,55
λ	m			
0,4		72,08	70,46	70,69
0,6		70,85	74,73	74,73
0,9		59,96	71,19	75,81

Modèle C ;      r<sub>max</sub> = 4,45

		1,33	1,46	1,55
λ	m			
0,4		5,60	7,38	8,47
0,6		3,82	5,13	5,95
0,9		2,53	3,43	4,03



Les conclusions de cette étude en diffusion primaire semblent donc indiquer :

1 - que, compte tenu du très large spectre en dimension pratiquement toujours observé pour les aérosols, le seul moment  $\langle r \rangle_{\text{eff}}$  suffit à caractériser une granulométrie donnée, les variances restant toujours assez larges pour n'avoir qu'un rôle négligeable.

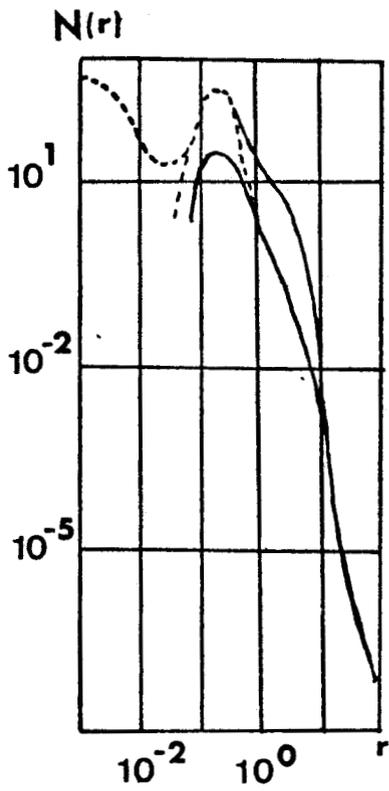
2 - que, dans les gammes d'absorption propre rencontrées, ce paramètre  $\omega_0$  ne joue pratiquement pas sur la matrice de phase du milieu. Cette variable peut donc être découplée et être simplement introduite par l'albédo de diffusion.

Si nous nous limitons au cas d'aérosols sphériques et d'un seul type, et en un site donné, le problème est donc à cinq paramètres :

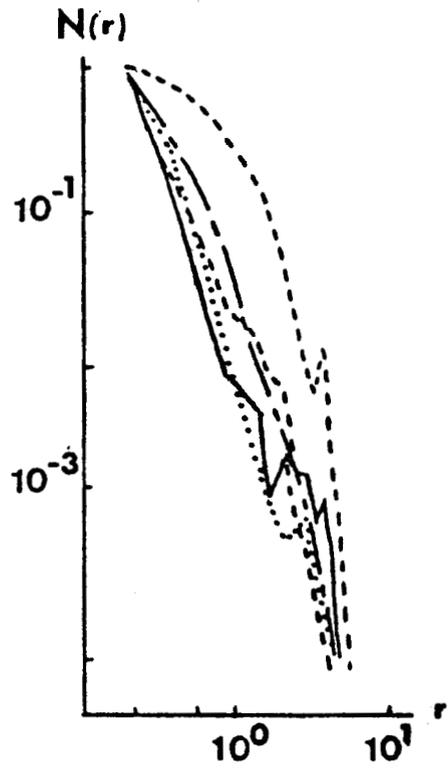
- l'albédo  $\omega_0$
- l'indice  $m$
- le rayon effectif  $\langle r \rangle_{\text{eff}}$
- l'épaisseur optique  $\tau_\lambda$
- la répartition en altitude  $N(z)$ .

CHAPITRE II

MODELE D'ATMOSPHERE

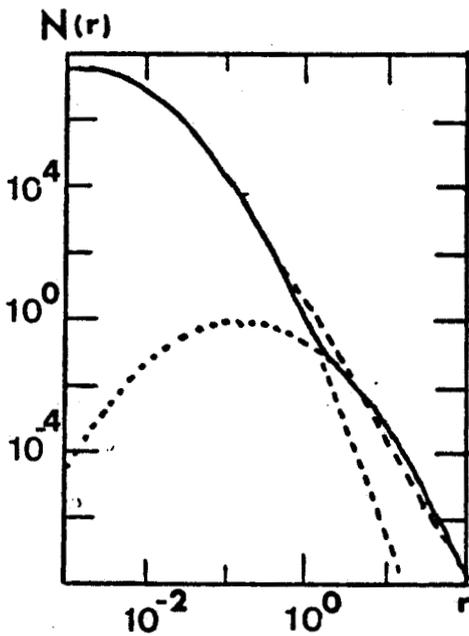


d'après JUNGE

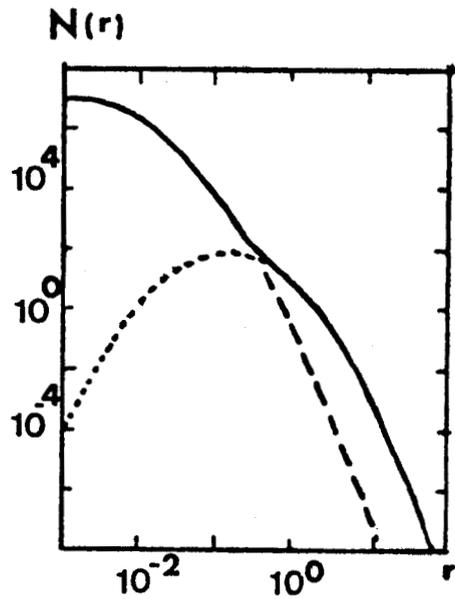


d'après KONDRAT'YEV

Modèle rural



Modèle maritime

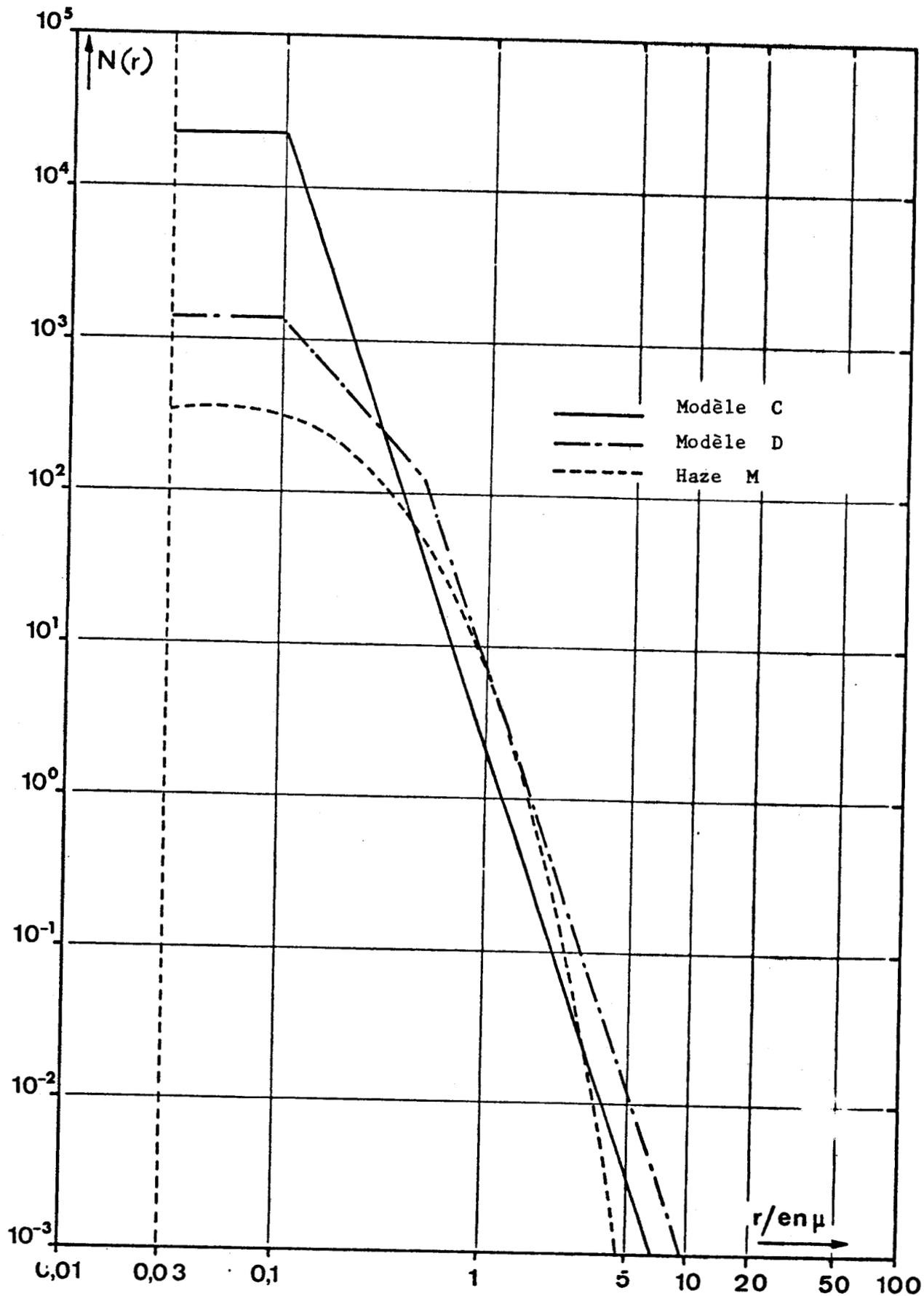


d'après FENN et SHETTLE

Exemples de granulométries

Figure I-1

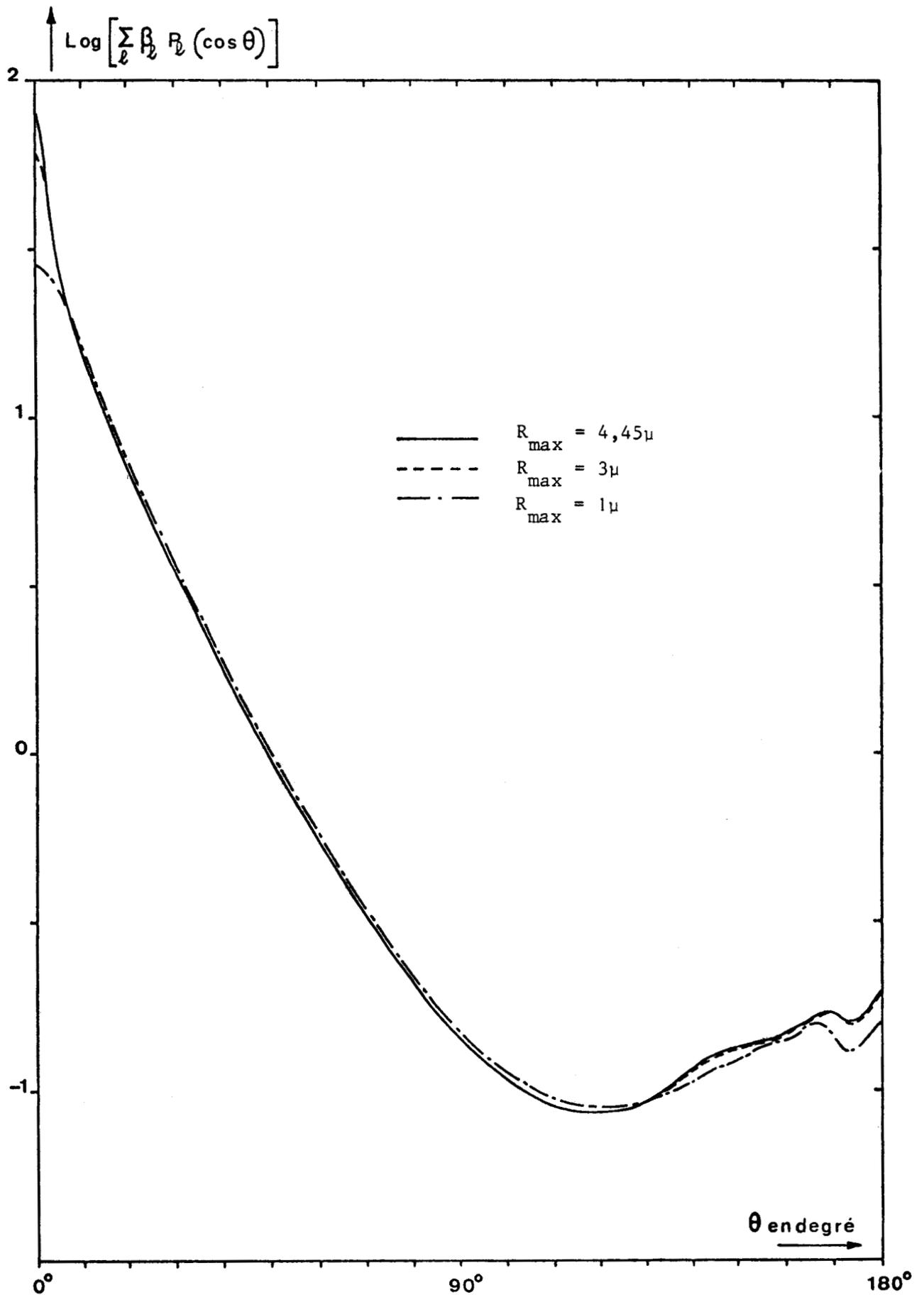




Granulométries utilisées

Figure I-2

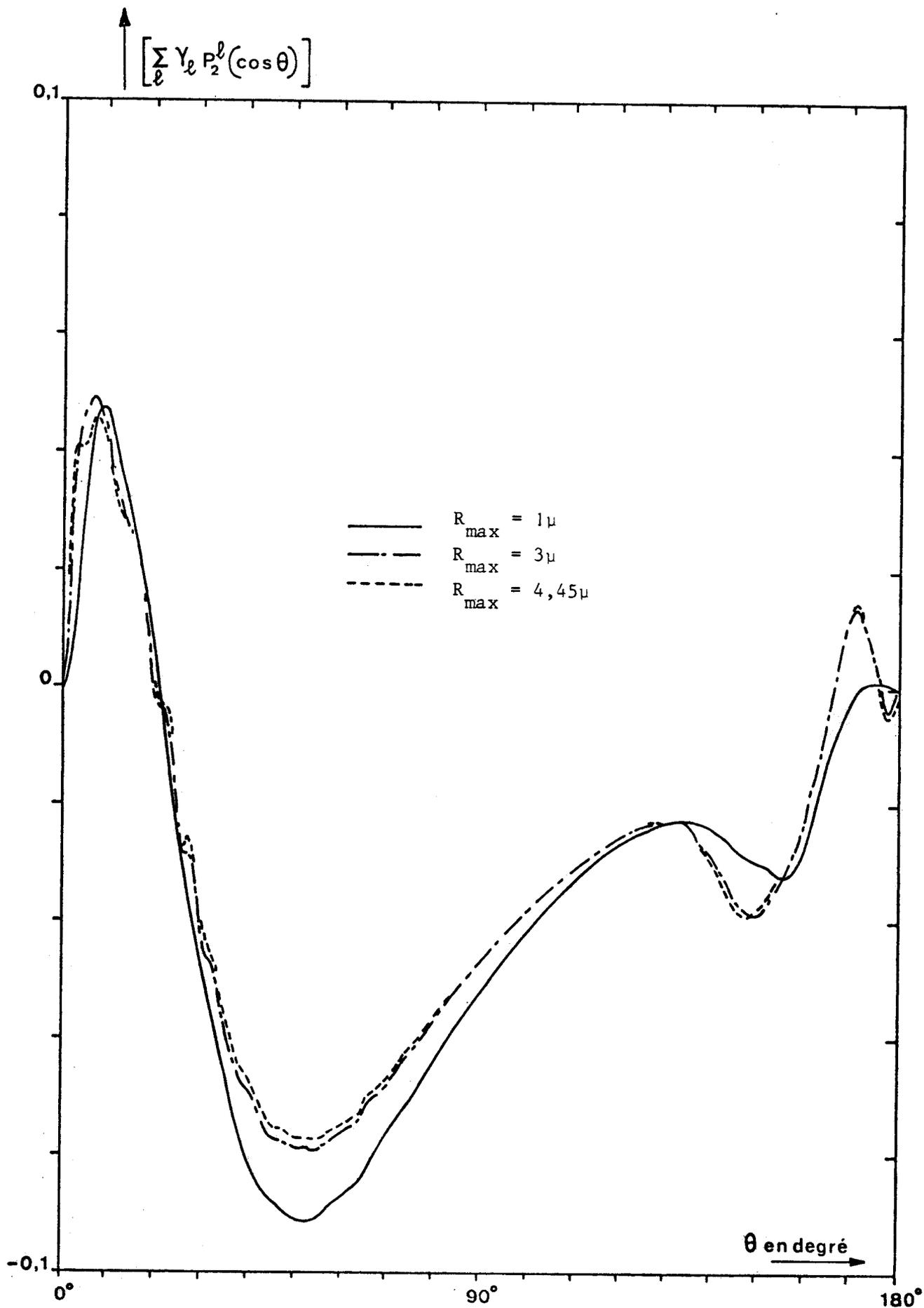




BIS  
LILLE

Influence du rayon maximum sur l'intensité primaire  
 (modèle C ;  $m = 1,33$  ;  $\lambda = 0,4\mu$ )

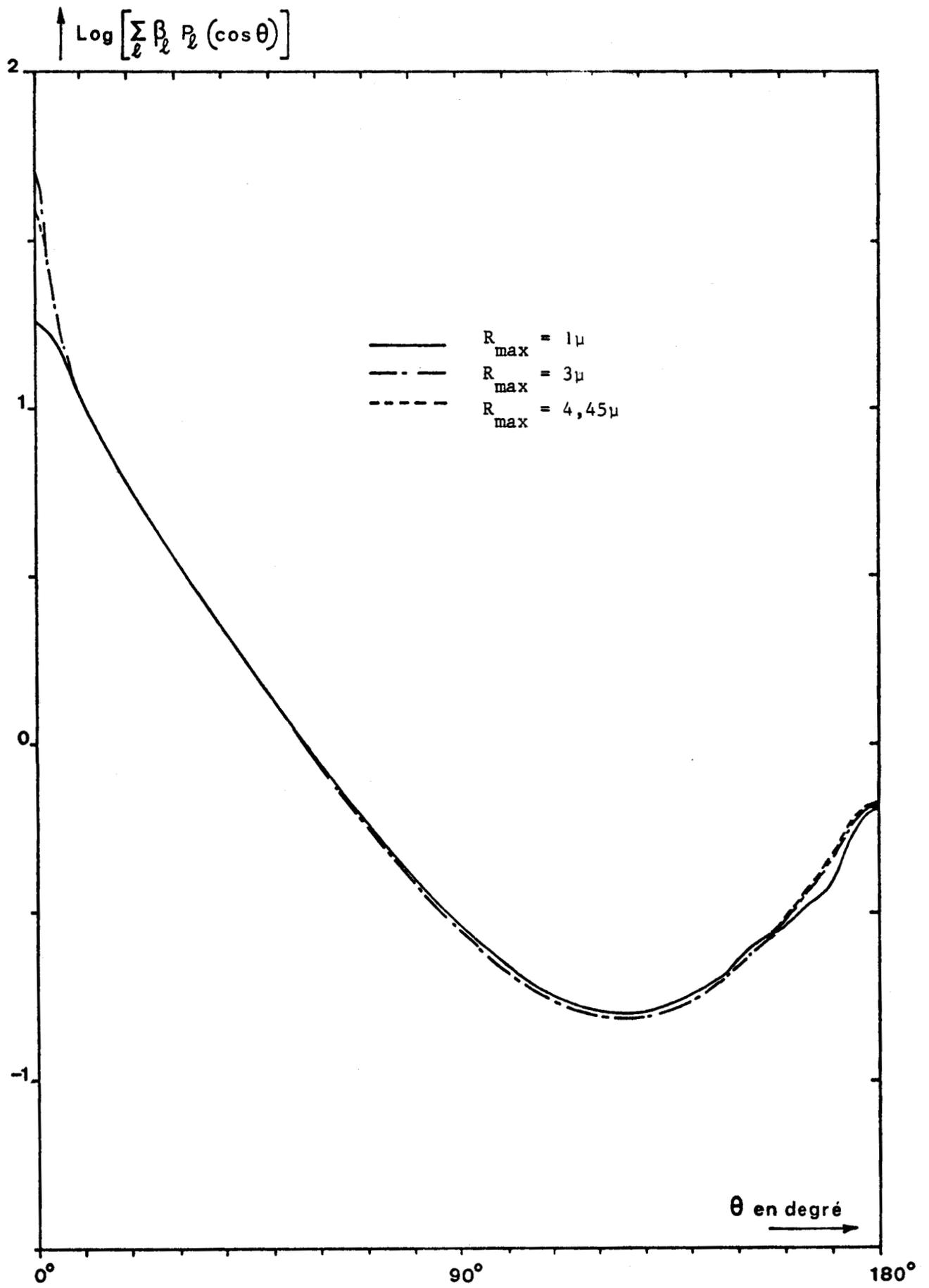
Figure I-3



Influence du rayon maximum sur la luminance polarisée  
 (modèle C ;  $m = 1,33$  ;  $\lambda = 0,4 \mu$ )

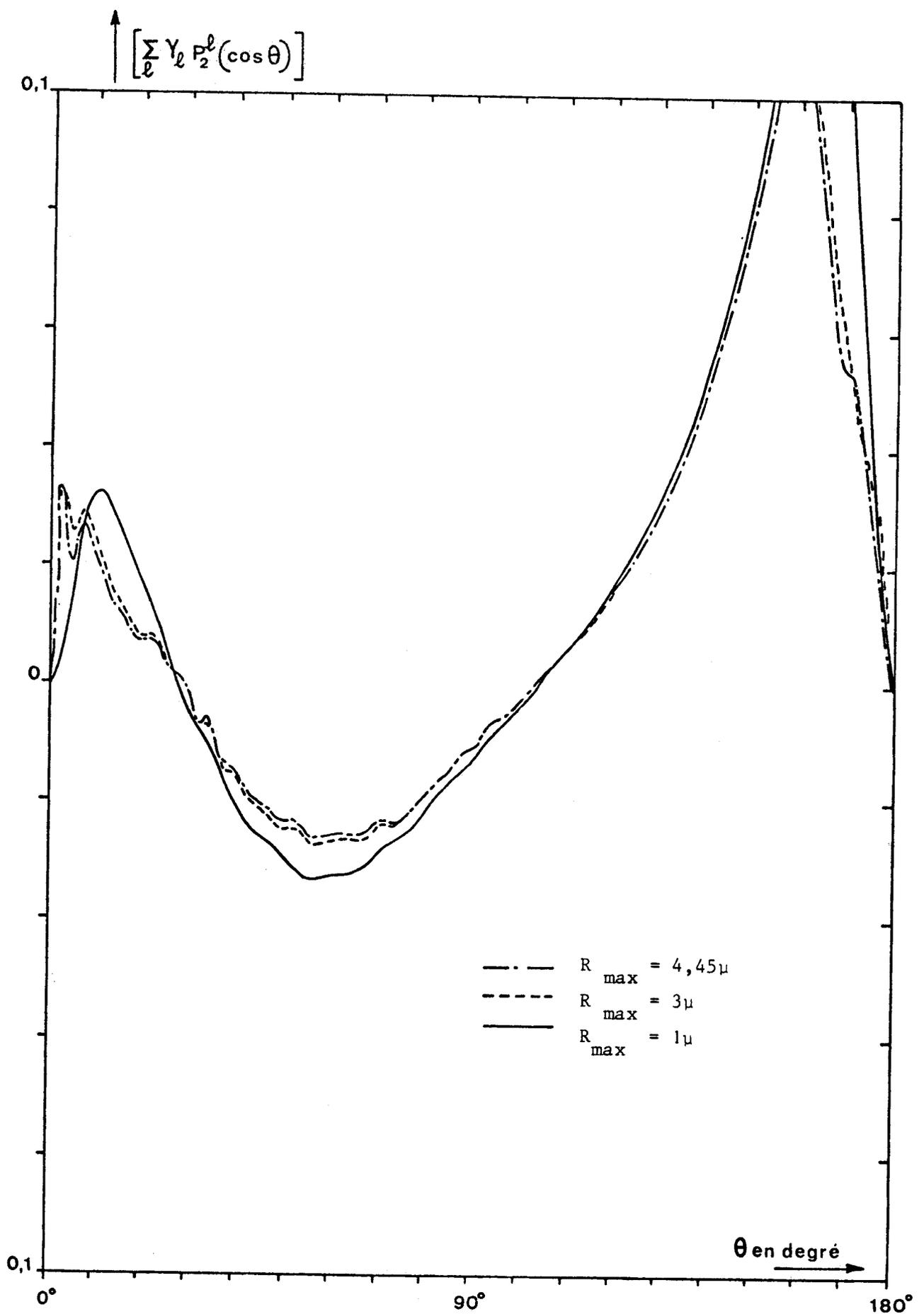


Figure I-4



Influence du rayon maximum sur l'intensité  
(modèle C ;  $m = 1,55$  ;  $\lambda = 0,4\mu$ )





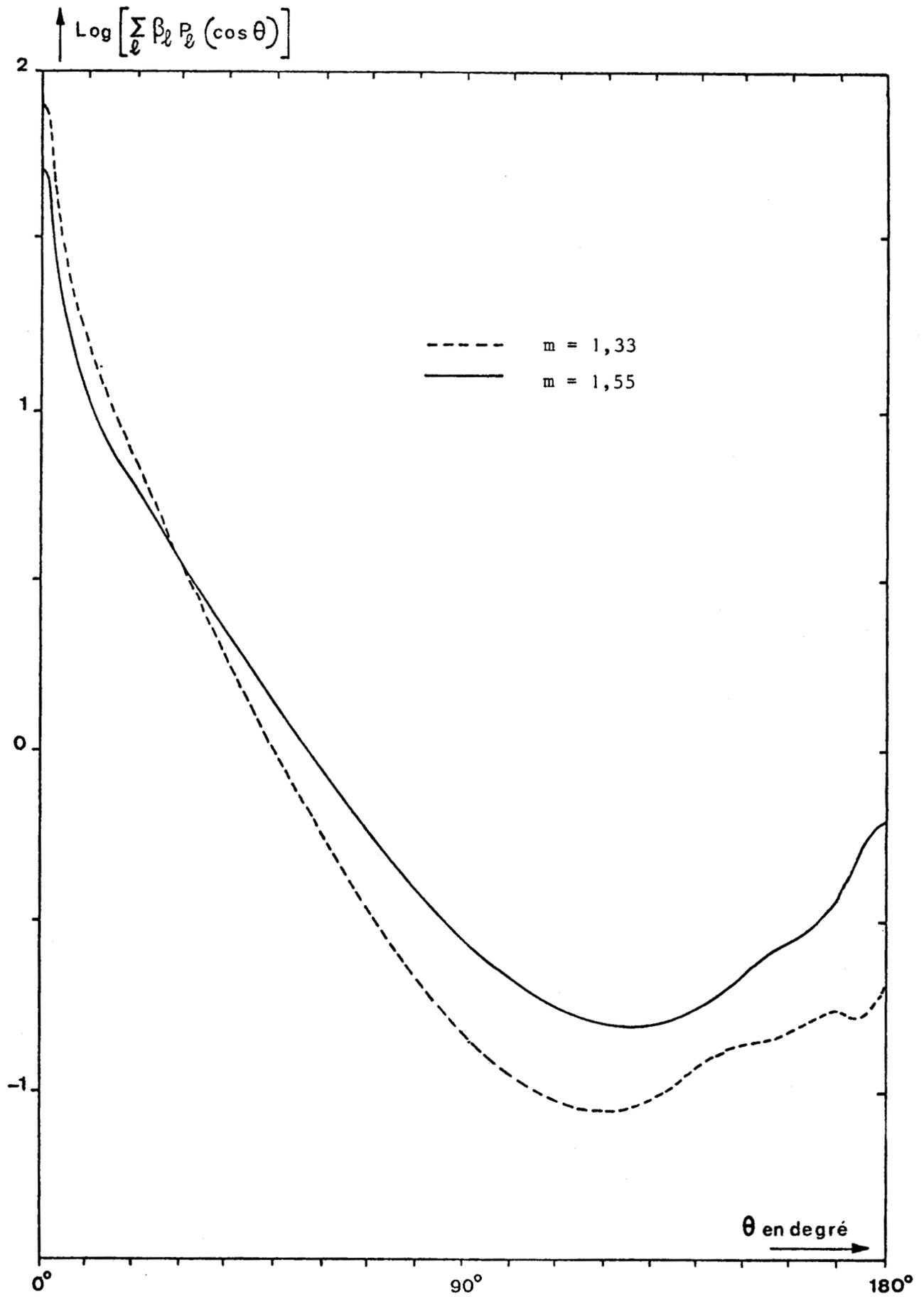
Influence du rayon maximum sur la luminance polarisée  
 (modèle C ; m = 1,55 ; λ = 0,4 μ)

Figure I-6





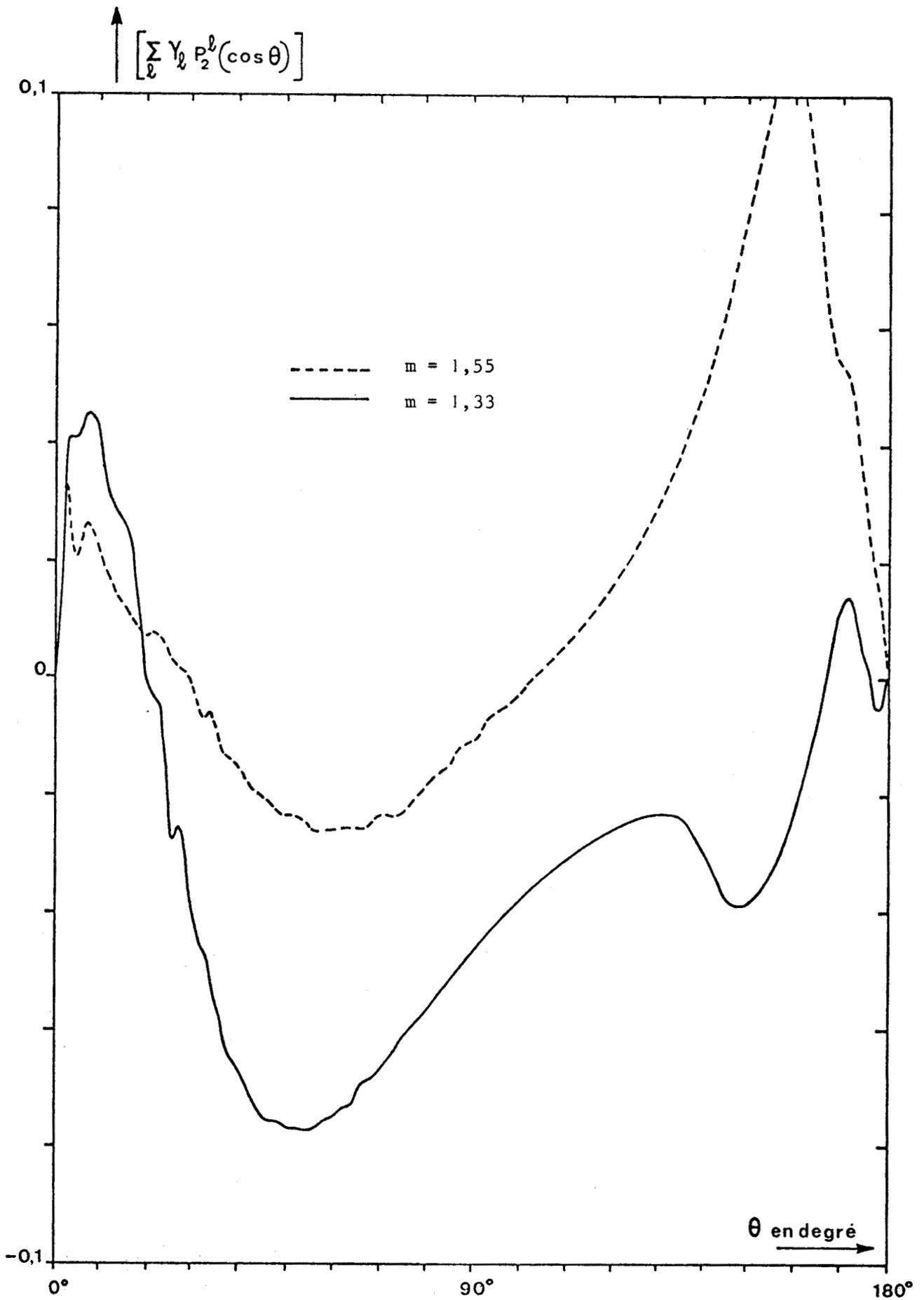




Influence de l'indice sur l'intensité primaire  
 (modèle C ;  $R_{\max} = 4,45\mu$  ;  $\lambda = 0,4\mu$ )



Figure I-9



Influence de l'indice sur la luminance polarisée  
 (modèle C ;  $R_{\max} = 4,45\mu$  ;  $\lambda = 0,4\mu$  )



Figure I-10

II - MODELE D'ATMOSPHERE

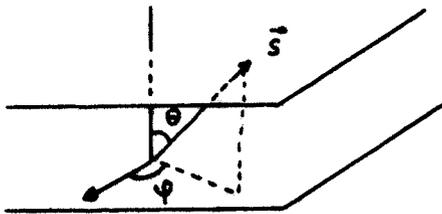
II-1 - Mise en place des équations

L'équation générale de transfert, pour un rayonnement monochromatique s'écrit sous la forme (LENOBLE, 1974)

$$\frac{d\tilde{I}(M, \vec{S})}{d\vec{S}} = -K(M) \{ \tilde{I}(M, \vec{S}) - \tilde{J}(M, \vec{S}) \}, \quad (II-1)$$

où  $\tilde{I}(M, \vec{S})$  représente le rayonnement polarisé en M, se propageant dans la direction  $\vec{S}$ ,  $K(M)$  est le coefficient d'absorption totale, et  $\tilde{J}(M, \vec{S})$  la fonction source dans la direction  $\vec{S}$ , au point M.

Nous nous limiterons ici à l'étude d'une atmosphère plan-parallèle.



La direction  $\vec{S}$  sera alors repérée par  $\theta$  et  $\phi$  et on posera  $\mu = \cos\theta$ . En introduisant l'épaisseur optique  $\tau(z)$  définie par

$$\tau(z) = \int_z^\infty K(z) dz \quad (II-2)$$

l'équation générale devient

$$\mu \frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tau} (\tau, \mu, \phi) = \tilde{I}(\tau, \mu, \phi) - \tilde{J}(\tau, \mu, \phi) \quad (II-3)$$

Dans le domaine de longueurs d'onde étudié, l'émission propre du milieu est négligeable et la fonction source s'écrit

$$\tilde{J}(\tau, \mu, \phi) = \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} \tilde{P}(\tau, \mu, \phi, \mu', \phi') \tilde{I}(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi', \quad (II-4)$$

où  $\tilde{P}(\tau, \mu, \phi, \mu', \phi')$  est la matrice de phase du milieu, (de dimension 4 x 4) au niveau considéré et  $\bar{\omega}_0(\tau)$  l'albédo pour une diffusion donnée par  $\frac{k(\tau)}{K(\tau)}$  ( $k(\tau)$  est le coefficient de diffusion).

En séparant le rayonnement solaire, directement transmis au niveau  $\tau$ , du rayonnement diffus auquel on s'intéresse exclusivement, l'équation (II-2) s'écrit

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tau}(\tau, \mu, \phi) &= \tilde{I}(\tau, \mu, \phi) - \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{4\pi} \tilde{P}(\tau, \mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \pi \tilde{F} e^{\tau/\mu_0} \\ &- \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} \tilde{P}(\tau, \mu, \phi, \mu', \phi') \tilde{I}(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \end{aligned} \quad (II-5)$$

où  $\pi \tilde{F}$  est le flux solaire incident de direction  $(\mu_0, \phi_0)$ .

KUSCER a montré que l'on pouvait séparer les variables  $\mu$  et  $\phi$  en décomposant les éléments de la matrice de diffusion en séries de fonctions généralisées de LEGENDRE.

L'équation (II-4) se sépare alors en L équations intégral-différentielles de la forme

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \tilde{I}^S}{\partial \tau}(\tau, \mu) &= \tilde{I}^S(\tau, \mu) - \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{4} e^{\tau/\mu_0} P^S(\tau, \mu, \mu_0) F^S \\ &- \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P^S(\tau, \mu, \mu') \tilde{I}^S(\tau, \mu') d\mu' \end{aligned} \quad (II-6)$$

où  $S = 0, \dots, L$

$\tilde{I}(\tau, \mu, \phi)$  et  $\tilde{P}(\tau, \mu, \phi, \mu', \phi')$  étant développés sous la forme

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\tau, \mu, \phi) &= \sum_{S=-\infty}^{+\infty} \exp(iS(\phi - \phi_0)) \tilde{I}^S(\tau, \mu) \\ \tilde{P}(\tau, \mu, \phi, \mu', \phi') &= \sum_{S=-\infty}^{+\infty} \exp(iS(\phi - \phi')) P^S(\tau, \mu, \mu') \end{aligned} \quad (II-7)$$

Nous avons choisi de travailler dans le formalisme de STOKES, c'est à dire que le rayonnement polarisé sera représenté par les quatre paramètres (I, Q, U, V). L'équation (II-5) se transforme en 4 équations

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I^S}{\partial \tau}(\tau, \mu) &= I^S(\tau, \mu) - \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{11}^S(\tau, \mu, \mu') I^S(\tau, \mu') d\mu' \\ &- \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{12}^S(\tau, \mu, \mu') Q^S(\tau, \mu') d\mu' \\ &- \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{13}^S(\tau, \mu, \mu') U^S(\tau, \mu') d\mu' - \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{4} e^{\tau/\mu_0} P_{11}^S(\tau, \mu, \mu_0) F^S \end{aligned} \quad (II-8)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial Q^S}{\partial \tau}(\tau, \mu) &= Q^S(\tau, \mu) - \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{21}^S(\tau, \mu, \mu') I^S(\tau, \mu') d\mu' \\ &\quad - \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{22}^S(\tau, \mu, \mu') Q^S(\tau, \mu') d\mu' \\ &\quad - \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{23}^S(\tau, \mu, \mu') U^S(\tau, \mu') d\mu' \end{aligned} \quad (II-9)$$

$$- \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{24}^S(\tau, \mu, \mu') V^S(\tau, \mu') d\mu' - \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{4} e^{\tau/\mu_o} P_{21}^S(\tau, \mu, \mu_o) F^S,$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial U^S}{\partial \tau}(\tau, \mu) &= U^S(\tau, \mu) - \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{31}^S(\tau, \mu, \mu') I^S(\tau, \mu') d\mu' \\ &\quad - \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{32}^S(\tau, \mu, \mu') Q^S(\tau, \mu') d\mu' \end{aligned} \quad (II-10)$$

$$- \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{33}^S(\tau, \mu, \mu') U^S(\tau, \mu') d\mu'$$

$$- \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{34}^S(\tau, \mu, \mu') V^S(\tau, \mu') d\mu' - \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{4} e^{\tau/\mu_o} P_{31}^S(\tau, \mu, \mu_o) F^S,$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial V^S}{\partial \tau}(\tau, \mu) &= V^S(\tau, \mu) - \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{42}^S(\tau, \mu, \mu') Q^S(\tau, \mu') d\mu' \\ &\quad - \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{43}^S(\tau, \mu, \mu') U^S(\tau, \mu') d\mu' \end{aligned} \quad (II-11)$$

$$- \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} P_{44}^S(\tau, \mu, \mu') V^S(\tau, \mu') d\mu',$$

où les éléments  $P_{mn}^S$  de la matrice de phase sont des combinaisons linéaires des fonctions généralisées de LEGENDRE (DEUZE, 1974), calculables à partir du modèle choisi.

Il existe de nombreuses méthodes de résolution de l'équation de transfert (LENOBLE, 1974). Nous avons choisi la méthode des ordres successifs de diffusion car elle permet de traiter les couches inhomogènes. Le principal inconvénient de cette méthode porte sur les temps de calcul a priori longs. Dans la mesure où nous travaillerons avec des épaisseurs optiques relativement faibles, ce défaut est négligeable et la méthode reste assez rapide. Rappelons en brièvement le principe.

Reprenons l'une des équations intégral-différentielles (II-7) et mettons la sous forme intégrale, en séparant le rayonnement montant et le rayonnement descendant. Le rayonnement montant par exemple s'écrira

$$I_+^S(\tau, \mu) = \int_{\tau}^{\tau_1} e^{-(t-\tau)/\mu} \frac{dt}{\mu} \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} S^S(t, \mu, \mu') d\mu' + I_+^S(\tau_1, \mu), \quad (II-12)$$

où l'on a posé

$$S^S(t, \mu, \mu') = P_{11}^S(t, \mu, \mu') I^S(t, \mu') + P_{12}^S(t, \mu, \mu') Q^S(t, \mu') + P_{13}^S(t, \mu, \mu') U^S(t, \mu'),$$

et où le rayonnement de fond  $I_+^S(\tau_1, \mu)$  dépend des conditions aux limites sur le fond de la couche.

L'équation du rayonnement descendant est identique ; simplement l'intégration sur  $\tau$  y devient de la forme  $\int_0^{\tau} e^{-(\tau-t)/\mu} \frac{dt}{\mu}$ , et la condition aux limites porte sur  $I_-^S(0, \mu)$  qui sera prise nulle.

La méthode consiste à décomposer le rayonnement diffus sous la forme

$$I(\tau, \mu, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} I^{(n)}(\tau, \mu, \phi), \quad (II-13)$$

où  $I^{(n)}(\tau, \mu, \phi)$  représente le rayonnement ayant subi  $n$  diffusions.

La luminance à l'ordre  $n$  sera obtenue en substituant au deuxième membre des équations intégrales la luminance à l'ordre  $n - 1$ . En développant  $I^{(n)}(\tau, \mu, \phi)$  en série de FOURIER comme dans l'équation (II-6), on aura

$$I_+^{S(n)}(\tau, \mu) = \int_{\tau}^{\tau_1} e^{-(t-\tau)/\mu} \frac{dt}{\mu} \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} S^{S(n-1)}(t, \mu, \mu') d\mu' + I_+^{S(n)}(\tau_1, \mu), \quad (II-14)$$

avec

$$S^{(n-1)}(t, \mu, \mu') = P_{11}^S(t, \mu, \mu') I^{(n-1)}(t, \mu') + P_{12}^S(t, \mu, \mu') Q^{(n-1)}(t, \mu') + P_{13}^S(t, \mu, \mu') U^{(n-1)}(t, \mu')$$

Les intégrations sur  $\mu$  et sur  $\tau$  se feront respectivement par une quadrature de GAUSS et par une discrétisation en sous-couches.

La solution s'amorcera à partir de la diffusion primaire, calculable exactement et qui s'écrit

$$I_+^S(1)(\tau, \mu) = \frac{\mu_0}{\mu_0 + \mu} \frac{\omega_0(\tau)}{2} F (1 - e^{-\tau/\mu_0}) e^{-\tau/\mu} P_{11}^S(\tau, \mu, \mu_0) \quad (II-15)$$

Un programme de calcul numérique avait déjà été mis au point au laboratoire dans le cas d'une couche épaisse (DEUZE, 1974). Nous y avons apporté les modifications permettant de tenir compte d'une réflexion de sol.

## II-2 - Prise en compte de la réflexion

Nous distinguerons deux types de réflexion, une réflexion isotrope et une réflexion spéculaire afin de traiter le cas de visées au dessus de la mer.

### II-2-a - Réflexion isotrope

Le coefficient de réflexion  $\rho$  sera défini par le rapport du flux rediffusé et du flux incident sur le sol, soit

$$\rho = \frac{\Phi^+(\tau_1)}{\Phi^-(\tau_1)},$$

le rayonnement rediffusé n'étant pas polarisé.

La présence du fond de couche ne modifie que l'expression du rayonnement montant et le problème revient à initialiser  $I^+(\tau_1, \mu)$ . Compte tenu de la symétrie de révolution de la réflexion autour de l'axe  $z$ , seul le terme d'ordre  $S = 0$  est à modifier, pour les termes d'ordres supérieurs, on a  $I_+^S(\tau_1, \mu) = 0$ .

Pour le terme d'ordre  $n = 1$  (intensité primaire), on écrit

$$I_+^{o(1)}(\tau, \mu) = I_+^{o(1)}(\tau, \mu) + \frac{\rho}{\pi} \mu_0 \pi F^o e^{-\tau_1/\mu_0} e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} \quad (II-16)$$

où  $I_+^{o(1)}(\tau, \mu)$  est l'intensité primaire, due aux seules diffusions, donnée par l'équation (II-15).

Pour un rayonnement d'ordre  $n > 1$ , la présence du fond de couche revient à initialiser  $I_+^o(\tau_1, \mu)$ . Pour chaque ordre de diffusion, on calculera le flux descendant d'ordre  $n - 1$ , soit

$$\phi_-^{(n-1)}(\tau_1) = 2\pi \int_0^1 \mu I_-^{o(n-1)}(\tau_1, \mu) d\mu \quad (II-17)$$

et on posera

$$I_+^{o(n)}(\tau_1, \mu) = \frac{\rho}{\pi} \phi_-^{(n-1)}(\tau_1) \quad (II-18)$$

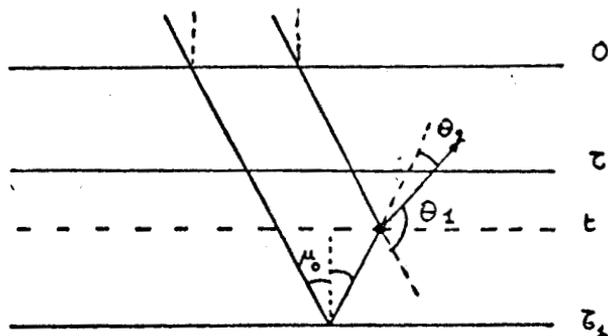
II-2-b - Réflexion spéculaire

De la même manière que pour la réflexion isotrope, nous distinguerons le cas de la diffusion primaire de celui des ordres de diffusion supérieurs.

Prendre en compte une réflexion spéculaire, revient à considérer un problème à deux sources : le flux solaire et la "source" due à la réflexion de la forme

$$\pi \tilde{F} \tilde{R} e^{-\tau_1/\mu_0}, \quad \text{où } \tilde{R} \text{ est la matrice de réflexion du sol, à}$$

priori polarisant.



A tout ordre  $S$ , le rayonnement primaire pourra donc s'écrire formellement

$$\begin{aligned} \tilde{I}_+^S(1)(\tau, \mu) &= \int_{\tau}^{\tau_1} \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{4} \tilde{F}^S \tilde{P}^S(\theta_1) \frac{dt}{\mu} e^{-t/\mu_o} e^{-\frac{(t-\tau)}{\mu}} \\ &+ \int_{\tau}^{\tau_1} \frac{\bar{\omega}_o(\tau)}{4} R^S(\mu_o, \mu) \tilde{F}^S e^{-\tau_1/\mu_o} \tilde{P}^S(\theta_2) e^{-(\tau_1-t)/\mu_o} e^{-(t-\tau)/\mu}, \end{aligned} \quad (II-19)$$

où  $\theta_1$  est l'angle entre les directions  $(\mu_o, \phi_o)$  et  $(\mu, \phi)$   
 et  $\theta_2$  est l'angle entre les directions  $(-\mu_o, \phi_o)$  et  $(\mu, \phi)$   
 et où la matrice  $R^S(\mu_o, \mu)$  est supposée décomposée en séries de FOURIER (TANRE, 1975).

En intégrant sur  $\tau$ , on obtient

$$\begin{aligned} \tilde{I}_+^S(1)(\tau, \mu) &= \frac{\mu_o}{\mu + \mu_o} \cdot \frac{\omega_o(\tau)}{4} \tilde{F}^S e^{-\tau/\mu_o} (1 - e^{-(\tau_1 - \tau)(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_o})}) \tilde{P}^S(\mu_o, \mu) \\ &+ \frac{\mu_o}{\mu_o - \mu} \frac{\omega_o(\tau)}{4} \tilde{F}^S \tilde{R}^S(\mu_o, \mu) e^{-\tau_1/\mu_o} e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu_o} (1 - e^{-(\tau_1 - \tau)(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_o})}) \\ &\times \tilde{P}^S(-\mu_o, \mu) \end{aligned} \quad (II-20)$$

De même pour les directions descendantes, on obtient

$$\begin{aligned} \tilde{I}_-^S(1)(\tau, \mu) &= \frac{\mu_o}{\mu_o - \mu} \frac{\omega_o(\tau)}{4} \tilde{F}^S e^{-\tau/\mu_o} (1 - e^{-\tau(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_o})}) \tilde{P}^S(\mu_o, \mu) \\ &+ \frac{\mu_o}{\mu + \mu_o} \frac{\omega_o(\tau)}{4} \tilde{F}^S \tilde{R}^S(\mu_o, \mu) e^{-\tau_1/\mu_o} e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu_o} (1 - e^{-(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_o})}) \tilde{P}^S(-\mu_o, \mu) \end{aligned} \quad (II-21)$$

Pour les diffusions d'ordre  $n > 1$ , il suffira de changer le terme d'initialisation du fond de couche. Le rayonnement arrivant dans la direction  $(-\mu, \phi)$  repart dans la direction symétrique par rapport à la normale à la surface. Soit, en identifiant les termes des décompositions de FOURIER de  $\tilde{Y} - (\tau_1, \mu, \phi)$  et  $\tilde{Y} + (\tau_1, \mu, \phi)$

$$\tilde{I}_+^S(\tau_1, \mu) = \tilde{R}^S(\mu) \tilde{I}_-^S(\tau_1, \mu) \quad (II-22)$$

II-3 - Cas d'une couche inhomogène

Nous n'envisagerons ici qu'un seul type de particules et la seule inhomogénéité verticale rencontrée portera sur le mélange RAYLEIGH - particules, variable avec l'altitude.

Soient  $k^P(z)$  et  $k^R(z)$  les sections efficaces respectives de diffusion des molécules et des particules, variables avec l'altitude, et  $b^P(z)$  le coefficient d'absorption des particules (le coefficient d'absorption  $b^R$  des molécules étant nul).

L'épaisseur optique est définie (II-2) par

$$d\tau = - (k^P(z) + k^R(z) + b^P(z)) dz \quad (II-23)$$

L'albédo pour une diffusion du mélange

$$\omega_o(z) = \frac{k^P(z) + k^R(z)}{k^P(z) + k^R(z) + b^P(z)} \quad (II-24)$$

peut se mettre sous la forme

$$\omega_o(z) = \frac{\omega_o^P}{1 - (1 - \omega_o^P) \delta(z)} \quad (II-25)$$

où l'albédo  $\omega_o^P$  des particules est indépendant de l'altitude et où on a introduit le pourcentage de diffusion RAYLEIGH

$$\delta(z) = \frac{k^R(z)}{k^P(z) + k^R(z)} \quad (II-26)$$

L'équation de transfert

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tau}(\tau, \mu, \phi) = \tilde{I}(\tau, \mu, \phi) - \frac{1}{k^P(z) + k^R(z) + b^P(z)} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} \{ k^P(z) \tilde{I}^P(\mu, \phi, \mu', \phi') \\ + k^R(z) \tilde{I}^R(\mu, \phi, \mu', \phi') \} d\mu' d\phi' \end{aligned} \quad (II-27)$$

s'écrira, avec les notations adoptées, sous la forme

$$\mu \frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tau}(\tau, \mu, \phi) = \tilde{I}(\tau, \mu, \phi) - \omega_0(z) \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} \{(1-\delta(z)) \tilde{P}^P(\mu, \phi, \mu', \phi') + \delta(z) \tilde{P}^R(\mu, \phi, \mu', \phi')\} d\mu' d\phi' \quad (\text{II-28})$$

Les cas envisagés seront en fait des modèles extrêmes à une ou deux couches, avec

- (a)  $\delta = c^{ste}$ ,  $\omega_0 = c^{ste}$  sur  $\{0, \tau\}$  ; mélange homogène
- (b)  $\delta = 0$ ,  $\omega_0 = c^{ste}$  sur  $\{0, \tau_A\}$  ; couche d'aérosols au-dessus de la  
 $\delta = 1$ ,  $\omega_0 = 1$  sur  $\{\tau_A, \tau\}$  couche RAYLEIGH
- (c)  $\delta = 1$ ,  $\omega_0 = 1$  sur  $\{0, \tau_R\}$  ; couche RAYLEIGH au-dessus d'une  
 $\delta = 0$ ,  $\omega_0 = c^{ste}$  sur  $\{\tau_R, \tau\}$  couche d'aérosols

Nous étudierons plus loin l'influence de l'inhomogénéité.

CHAPITRE III

ATMOSPHERE RAYLEIGH

## INTRODUCTION

Nous aborderons dans ce chapitre le problème de la correction atmosphérique, et chercherons comment remonter à la réflectivité du sol à partir de mesures satellites. On n'envisagera que dans le chapitre suivant la prise en compte délicate des aérosols. On se limitera ici au cas simple d'une atmosphère claire, purement moléculaire, sur lequel on dégagera les ordres de grandeur des différents mécanismes et développera le principe d'une méthode d'inversion.

On distinguera deux types de visées.

Dans le cas d'observations au-dessus d'un site terrestre, on supposera une réflectivité de sol répondant à la loi de LAMBERT, avec un coefficient de réflexion ou albédo,  $\rho_\lambda$ . On admettra donc que la luminance rétrodiffusée par le sol est isotrope, et de la forme

$$I(\tau_1, \mu > 0) = I(\tau_1) = \rho_\lambda \Phi(\tau_1) / \pi \quad (\text{III-1})$$

où  $\Phi(\tau_1)$  est le flux total arrivant au niveau du sol

Dans le cas d'exploitations océanographiques de données satellites, le problème de la condition aux limites est plus compliqué. La luminance à l'épaisseur optique  $\tau_1$  peut se décomposer en deux termes.

- Un signal diffus, provenant de la rétro-diffusion de l'eau de mer et que l'on peut pratiquement caractériser par une réflexion de LAMBERT (VIOLLIER, 1976). L'ordre de grandeur de cette réflexion est de 5 % à  $\lambda = 0,4 \mu$  pour une eau chargée en chlorophylle et de 10 % à  $\lambda = 0,55 \mu$  pour une eau chargée en sédiments. Cette réflectivité  $\rho_\lambda$  est la grandeur physique intéressante, qu'on cherchera ici encore à déduire du signal détecté.

- Mais on devra, dans l'évaluation de ce signal, tenir compte d'un terme parasite supplémentaire dû à la réflexion spéculaire sur la surface de la mer.

L'intervalle spectral étudié sera de 0,4 à 0,9  $\mu$ . (la détection de la chlorophylle requiert des mesures dans le bleu.)

Pour la diffusion Rayleigh de l'atmosphère terrestre, les épaisseurs optiques utilisées sont tirées du Handbook of Geophysics and Space Environments (1965). Le tableau (III-1) donne ces épaisseurs optiques aux longueurs d'onde utilisées.

TABLEAU III - 1

Épaisseur optique de l'atmosphère moléculaire terrestre

$\lambda$ en $\mu$	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$\tau_{\lambda}$	0,364	0,145	0,0690	0,0369	0,0215	0,0134

Pour préciser les ordres de grandeur des différents paramètres rencontrés lors de cette étude, on remarquera que l'albédo  $A$  d'une couche plane, diffusante, conservative, peut s'exprimer très approximativement par l'équation

$$A \approx \rho + \frac{(3-\beta_1)}{4} \tau_1 \quad (\text{III-2})$$

où  $\rho$  est le coefficient de réflexion du sol supposé suivre la loi de LAMBERT,  $\beta_1$  le deuxième élément de la fonction de phase et  $\tau_1$  l'épaisseur optique (BIGOURD et al, 1975).

En présence d'une composante supplémentaire de réflexion spéculaire de coefficient  $R$ , il faudra ajouter une troisième composante. En se limitant à la diffusion primaire de ce faisceau réfléchi par l'atmosphère (dont l'expression est donnée dans le chapitre II), on aura très grossièrement un signal diffus supplémentaire  $R\tau_1$ , soit

$$A \approx \rho + \frac{3}{4}\tau_1 + R\tau_1 \quad (\text{III-3})$$

Dans le cas de la mer,  $\rho$  est de l'ordre de 0,05 et  $R$  de l'ordre de 0,04. Pour  $\lambda = 0,4\mu$ , l'épaisseur optique vaut 0,364 ; pour  $\lambda = 0,9\mu$ , elle vaut 0,0134. On voit qu'aux petites longueurs d'onde, la rediffusion du faisceau réfléchi va donc perturber l'albédo de la couche, cette perturbation étant du même ordre de grandeur que la réflectivité de la mer que l'on veut atteindre. On remarquera que ces réflectivités (III-2) concernent exclusivement la luminance diffuse, et ne tiennent pas compte du signal directement réfléchi (phénomène de "glitter"), évidemment beaucoup plus intense, mais que l'on supposera non reçu par le détecteur.

### III-1- Cas de visées sur des sites terrestres :

Nous avons vu dans le chapitre II, comment prendre en compte théoriquement une réflexion du sol. Pour une réflectivité de sol donnée  $\rho_\lambda$ , suivant la loi de LAMBERT, nous pouvons calculer l'intensité et la luminance polarisée sortant d'une telle atmosphère.

Les figures (III-1) à (III-4) donnent les courbes d'égale luminance aux deux longueurs d'onde extrêmes ( $\lambda = 0,4 \mu$  et  $\lambda = 0,9 \mu$ ), pour deux valeurs de la réflectivité du sol ( $\rho = 0,05$  et  $\rho = 0,20$ ) et pour une même direction d'incidence  $\mu_0 = 0,5$ . Dans tous les résultats présentés ici, le flux solaire incident est pris égal à  $\Pi$ . Les courbes montrent qualitativement la perturbation apportée par l'atmosphère au signal dû au sol. Les réseaux de courbes d'égale luminance sont à comparer aux signaux théoriques plats  $I = \frac{\rho}{\pi} \mu_0 \pi$  (soit respectivement  $I = 0,025$  pour  $\rho = 0,05$  et  $I = 0,1$  pour  $\rho = 0,20$ ) que l'on observerait en l'absence d'atmosphère. Pour  $\lambda = 0,4 \mu$ , la perturbation atmosphérique est considérable et il est évidemment indispensable d'en tenir compte.

Par contre, la luminance polarisée est une caractéristique pratiquement intrinsèque de l'atmosphère seule. Nous voyons en effet, sur le tableau (III-2), que cette quantité reste pratiquement constante quelle que soit la réflectivité du sol. Ce résultat est évident pour la direction d'observation à la verticale. La réflexion diffuse du sol introduit en effet une source auxiliaire dont la symétrie de révolution autour de la direction d'observation ne peut entraîner aucune direction de polarisation privilégiée. Mais il est remarquable que la non influence du sol sur la luminance polarisée reste tout à fait valable même pour des directions d'émergence très obliques, et on reviendra sur cette propriété intéressante.

On notera enfin que dans le cas d'une atmosphère RAYLEIGH, la prise en compte de cette composante polarisée, dans les calculs, a une influence non négligeable sur l'intensité (tableau III-3) (LENOBLE, 1970). Négliger la polarisation entraînerait une erreur systématique  $\Delta I$  de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-3}$ ; soit un défaut de réflectivité  $\pi \Delta I$  pouvant représenter 20 pour-cent de la réflectivité diffuse  $\rho_\lambda$  que l'on cherche, dans le cas de visées océanographiques.

		$\lambda = 0,4\mu$			$\lambda = 0,9\mu$		
$\phi$	$\mu$ $\rho$	0	0,05	0,20	0	0,05	0,20
0	.99877	$-416,7 \cdot 10^{-4}$	$-416,7 \cdot 10^{-4}$	$-416,7 \cdot 10^{-4}$	$-198,1 \cdot 10^{-5}$	$-198,1 \cdot 10^{-5}$	$-198,1 \cdot 10^{-5}$
	.80706	$-605,6 \cdot 10^{-4}$	$-605,6 \cdot 10^{-4}$	$-605,9 \cdot 10^{-4}$	$-305,1 \cdot 10^{-5}$	$-305,1 \cdot 10^{-5}$	$-305,1 \cdot 10^{-5}$
	.57722	$-611,3 \cdot 10^{-4}$	$-611,4 \cdot 10^{-4}$	$-612,2 \cdot 10^{-4}$	$-353,1 \cdot 10^{-5}$	$-353,1 \cdot 10^{-5}$	$-353,0 \cdot 10^{-5}$
	.34876	$-547,2 \cdot 10^{-4}$	$-547,5 \cdot 10^{-4}$	$-549,4 \cdot 10^{-4}$	$-414,1 \cdot 10^{-5}$	$-414,1 \cdot 10^{-5}$	$-413,9 \cdot 10^{-5}$
	.03238	$-334,3 \cdot 10^{-4}$	$-337,4 \cdot 10^{-4}$	$-348,1 \cdot 10^{-4}$	$-1696,4 \cdot 10^{-5}$	$-1696,5 \cdot 10^{-5}$	$-1695,6 \cdot 10^{-5}$
90	.99877	$393,7 \cdot 10^{-4}$	$393,7 \cdot 10^{-4}$	$393,7 \cdot 10^{-4}$	$187,7 \cdot 10^{-5}$	$187,7 \cdot 10^{-5}$	$187,7 \cdot 10^{-5}$
	.80706	$569,9 \cdot 10^{-4}$	$569,9 \cdot 10^{-4}$	$569,7 \cdot 10^{-4}$	$260,5 \cdot 10^{-5}$	$260,5 \cdot 10^{-5}$	$260,5 \cdot 10^{-5}$
	.57722	$842,7 \cdot 10^{-4}$	$842,7 \cdot 10^{-4}$	$842,1 \cdot 10^{-4}$	$398,9 \cdot 10^{-5}$	$398,9 \cdot 10^{-5}$	$399,0 \cdot 10^{-5}$
	.34876	$1275,0 \cdot 10^{-4}$	$1274,8 \cdot 10^{-4}$	$1273,7 \cdot 10^{-4}$	$694,0 \cdot 10^{-5}$	$694,0 \cdot 10^{-5}$	$694,1 \cdot 10^{-5}$
	.03238	$2341,6 \cdot 10^{-4}$	$2333,9 \cdot 10^{-4}$	$2339,9 \cdot 10^{-4}$	$6441,5 \cdot 10^{-5}$	$6441,4 \cdot 10^{-5}$	$6442,4 \cdot 10^{-5}$
180	.99877	$-367,7 \cdot 10^{-4}$	$-367,7 \cdot 10^{-4}$	$-367,7 \cdot 10^{-4}$	$-176,4 \cdot 10^{-5}$	$-176,4 \cdot 10^{-5}$	$-176,4 \cdot 10^{-5}$
	.80706	$-42,5 \cdot 10^{-4}$	$-42,5 \cdot 10^{-4}$	$-42,8 \cdot 10^{-4}$	$-48,0 \cdot 10^{-5}$	$-48,0 \cdot 10^{-5}$	$-47,9 \cdot 10^{-5}$
	.57722	$-112,2 \cdot 10^{-4}$	$-112,1 \cdot 10^{-4}$	$-111,3 \cdot 10^{-4}$	$+1,3 \cdot 10^{-5}$	$+1,3 \cdot 10^{-5}$	$+1,4 \cdot 10^{-5}$
	.34876	$-160,4 \cdot 10^{-4}$	$-160,1 \cdot 10^{-4}$	$-158,2 \cdot 10^{-4}$	$-10,4 \cdot 10^{-5}$	$-10,4 \cdot 10^{-5}$	$-10,1 \cdot 10^{-5}$
	.03238	$-208,5 \cdot 10^{-4}$	$-211,6 \cdot 10^{-4}$	$-222,3 \cdot 10^{-4}$	$-1336,7 \cdot 10^{-5}$	$-1336,8 \cdot 10^{-5}$	$-1334,9 \cdot 10^{-5}$



TABLEAU III - 2

Luminance polarisée sortant en haut de la couche. - Réflexion de LAMBERT du sol. - Atmosphère moléculaire pure.

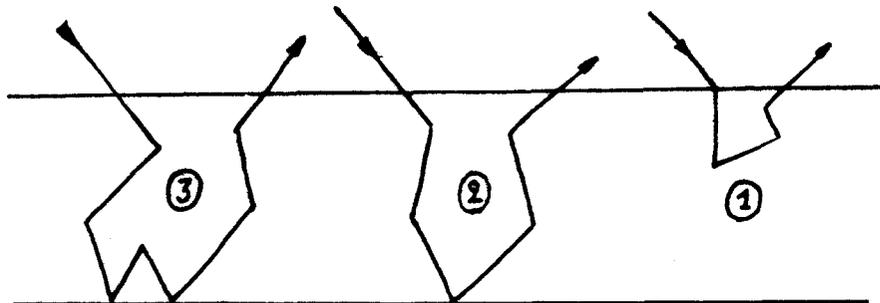
TABLEAU III-3

Intensité sortant en haut de la couche pour  $\lambda = 0,4\mu$  et  $\rho = 20\%$ , ( $\mu_0 = 0,5$ )

$(\mu, \phi)$	calcul sans polarisation	calcul exact
(0,99877,0)	0,1447	0,1413
(0,57723,0)	0,1801	0,1854
(0,03238,0)	0,4562	0,4418
(0,99877,180)	0,1462	0,1484
(0,57723,180)	0,2525	0,2396
(0,03238,180)	0,4688	0,4519

Nous nous sommes limités ici à exposer le principe d'une méthode. Afin d'éviter des temps de calcul importants, nous avons généralement négligé la polarisation quand on ne s'intéressait qu'à la seule luminance totale, mais l'équation matricielle complète (II-5) devra être prise en compte lors du développement de formules numériques de correction.

A priori la détermination de  $\rho$  à partir du signal mesuré pose un problème non linéaire.



L'équation de transfert étant linéaire par rapport aux sources, il est intéressant de considérer la lumière rétrodiffusée par le sol comme une source linéarisée au maximum.

De façon générale, on peut distinguer trois contributions au rayonnement sortant :

- 1- le rayonnement interagissant seulement avec l'atmosphère
- 2- le rayonnement interagissant une fois seulement avec le sol
- 3- le rayonnement interagissant plusieurs fois avec le sol par l'intermédiaire de l'atmosphère.

Le terme 1 peut s'exprimer par la fonction de réflexion de l'atmosphère à la longueur d'onde considérée  $R_R(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi, \tau_1)$  calculée pour  $\rho = 0$  et ayant pour source le flux incident  $\mu_0 \pi F$ .

Les termes 2 et 3 s'exprimeront par la fonction de transmission de l'atmosphère  $T(\mu)$ , avec pour sources respectives, à l'épaisseur optique  $\tau_1$ , les rayonnements isotropes correspondants rétrodiffusés par le sol.

- pour le terme 2, le flux correspondant aura la valeur  $\Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho=0)$ , c'est le flux descendant dû au rayonnement ayant interagi uniquement avec l'atmosphère et donc indépendant de  $\rho$ .

- pour le terme 3, le flux correspondant aura la valeur  $\Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho)$ , c'est le flux descendant dû au rayonnement ayant interagi à la fois avec le sol et avec l'atmosphère et qui seul dépend de  $\rho$ .

On aura donc

$$(III-4) \quad I(0, \mu, \phi) = \mu_0 \pi F R_R(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi, \tau_1) + \rho \Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho=0) T(\mu) + \rho \Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho) T(\mu)$$

le flux  $\Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho=0)$  pouvant se décomposer en un flux direct et un flux diffus, soit

$$\Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho=0) = \mu_0 \pi F e^{-\tau_1/\mu_0} + \Phi_{d-}(\tau_1, \mu_0, \rho=0)$$

quant au flux  $\Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho)$ , il peut s'écrire, si  $R_d(\tau_1, \mu)$  caractérise la réflexion de la couche, pour un flux incident isotrope, et si on note

$$\int_0^{2\pi} \int_0^1 R_d(\tau_1, \mu) \mu \, d\mu = R_d^*(\tau_1)$$

$$(III-4-b) \quad \Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho) = \Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho=0) R_d^*(\tau_1) (\rho + \rho^2 R_d^*(\tau_1) + \dots)$$

Dans l'équation (III-4), les deux premiers termes sont calculables indépendamment de la valeur de la réflectivité et peuvent être tabulés pour différentes longueurs d'onde. Seul le troisième terme, qui représente un terme de couplage entre le sol et l'atmosphère, introduit la non linéarité.

Le tableau (III-4) précise les ordres de grandeur des différents termes  $R_R$ ,  $T$ ,  $\Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho=0)$ ,  $\Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho)$ , (tous calculés pour un faisceau incident de  $\pi$ ) Nous envisagerons diverses approximations, mais il est clair que le couplage sol-atmosphère reste faible (termes en  $\Phi_-(\tau_1, \mu_0, \rho)$  très petits) et que ce problème ne deviendra important qu'en présence d'assez fortes concentrations d'aérosols pour lesquelles l'épaisseur optique sera plus importante.

a- L'approximation la plus grossière (approximation 1) consiste à n'ajouter à la diffusion atmosphérique  $R_R$  que la luminance réfléchie par le sol et directement transmise. Dans cette approximation, l'intensité sortant en haut de la couche s'écrit

$$(III-5) \quad I_{(1)}(0, \mu, \phi) = \mu_0 \pi F R_R(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi, \tau_1) + \mu_0 \pi F e^{-\tau_1/\mu_0} \frac{\rho}{\pi} e^{-\tau_1/\mu}$$

Pour  $\lambda = 0,9\mu$ , cette approximation est relativement satisfaisante (quelques pour cent). Par contre, pour  $\lambda = 0,4\mu$ , l'erreur est importante, ce qui était prévisible vu les ordres de grandeur obtenus dans le tableau III-4.

Ce résultat est intéressant dans le cas d'observations au-dessus d'un site terrestre. Supposons que le coefficient de réflectivité varie fortement sur de petites zones. Soit  $\bar{\rho}$  la réflectivité moyenne du site et S un détail de la surface, de réflectivité  $\rho_S$ . Soit par exemple  $\rho_S = 0,05$  et  $\bar{\rho} = 0,20$ , et considérons des mesures en proche infrarouge:  $\lambda = 0,9\mu$

Si l'on interprète le signal reçu comme correspondant à la lumière venant directement de la cible (atténuée par les traversées atmosphériques), à laquelle se superpose simplement la diffusion atmosphérique dans laquelle on néglige l'influence du sol, on écrira au-dessus de S

$$I_{\text{mesurée}} = \frac{\rho_S}{\pi} e^{-\tau_1/\mu_0} e^{-\tau_1/\mu} + I_{\rho=0}(0, \mu, \phi) = I_{\text{appr.1}}^{\rho=0,05}(0, \mu, \phi) \quad (III-6)$$

La rediffusion par l'atmosphère de la lumière réfléchie par le sol (avec une réflectivité moyenne  $\bar{\rho}$ ) ajoute en fait une contribution donnée par

$$\Delta I_{\text{mesuré}} = I_{\rho=0,20}^{\text{exacte}} - I_{\rho=0,20}^{\text{appr.1}}$$

On voit que dans le cas présenté  $\Delta I_{\text{mesuré}}$  est du même ordre de grandeur que la diffusion RAYLEIGH et atteint 10 pour cent du signal cherché.

( $\Delta I_{\text{mesuré}}=0,002$  pour  $I_{\text{appr.1}}=0,027$ ). Une restitution correcte des contrastes devra prendre en compte soigneusement la diffusion atmosphérique.

b- La deuxième approximation consiste à ne retenir comme fonction source au sol, que le flux directement transmis (approximation 2). L'intensité sortant en haut de la couche peut alors s'écrire

$$(III-7) \quad I_{(2)}(0, \mu, \phi) = \mu_0 \pi F R_R(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi, \tau_1) + \mu_0 \pi F e^{-\tau_1/\mu_0} \rho T(\mu)$$

Pour  $\lambda = 0,9\mu$ , cette approximation donne les résultats exacts à 1%. Pour  $\lambda = 0,4\mu$ , elle reste insuffisante, le flux diffus contribuant pour 50% au flux total (tableau III-4).

c- La troisième approximation sera de prendre en compte les termes (1) et (2) en négligeant le terme (3) (cf page 40). Avec le RAYLEIGH seul, l'approximation semble raisonnable. Pour la longueur d'onde la plus défavorable et pour la plus forte réflectivité ( $\rho=0,20$ ), ce terme ne représente que 5% du flux total au sol (tableau III-4).

L'intensité s'écrit alors

$$(III-8) \quad I_{(3)}(0, \mu, \phi) = \mu_0 \pi F R_R(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi, \tau_1) + (\mu_0 \pi F e^{-\tau_1/\mu_0} + \phi_{-d}(\tau_1, \mu_0, \rho=0)) T(\mu)$$

L'inversion de  $\rho$  est directe et donne des résultats très satisfaisants. Pour  $\lambda = 0,4\mu$ , l'erreur introduite pour  $\rho = 0,05$  est de l'ordre du millième et elle atteint le pour cent pour  $\rho = 0,20$  (tableau III-5).

d- Enfin, si nécessaire, il suffira d'itérer le résultat.

En explicitant  $\rho$  à partir de l'équation (III-8), on obtient

$$(III-9) \quad \rho = \frac{I(0, \mu, \phi) - R_R(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi, \tau_1) \mu_0 \pi F}{(\mu_0 \pi F e^{-\tau_1/\mu_0} + \phi_{-d}(\tau_1, \mu_0, \rho=0)) T(\mu)}$$

où les fonctions  $R_R$ ,  $\phi_{-d}$  et  $T$  sont tabulées et où  $I(o, \mu, \phi)$  représente l'intensité mesurée.

On en tirera une valeur approchée  $\rho^{(1)}$  de  $\rho$ . La figure III-5 nous donne parallèlement les variations de  $\phi_{-}(\tau_1, \mu_o, \phi)$  en fonction de  $\rho$ . On voit que ce terme est pratiquement linéaire en  $\rho$ , (c'est à dire que l'on peut arrêter le développement de l'équation III-4-b à l'ordre 1) et en écrivant  $\phi_{-}(\tau_1, \mu, \rho) = A\rho$ , on aura une deuxième approximation largement satisfaisante avec

$$(III-10) \quad \rho = \frac{I(o, \mu, \phi) - R_R(\mu_o, \phi_o, \mu, \phi, \tau_1) \mu_o \pi F - \rho^{(1)} \phi_{-}(\tau_1, \mu_o, \rho = \rho^{(1)}) T(\mu)}{(\mu_o \pi F e^{-\tau_1/\mu_o} + \phi_{-d}(\tau_1, \mu_o, \rho=0)) T(\mu)}$$

Une méthode de correction très satisfaisante est donc aisément développable dans le cas d'une atmosphère purement moléculaire et d'un sol suivant une loi de LAMBERT.

Un dernier travail, qui n'a pas été fait ici, consistera à développer des formules approchées simples des fonctions  $R_R$ ,  $T$ , et  $\phi_{-}$ ; ces quantités devront être calculées à partir de l'équation de transfert matricielle complète prenant en compte la polarisation, comme on l'a déjà signalé

Dans le cas d'un site réel, une réflexion parfaitement isotrope n'existe pas. A titre d'exemple, la figure (III-6) extraite de COULSON et al (1965) montre le coefficient de réflectivité dans le cas d'un sol d'argile rouge. Il est clair que les écarts à la loi de LAMBERT sont relativement faibles. On pourrait d'ailleurs à partir de mesures de ce type développer le coefficient de réflexion diffuse du sol en série de FOURIER pour l'introduire dans l'équation de transfert et évaluer précisément l'influence des termes d'anisotropie. On verra cependant dans le paragraphe suivant que même une loi de réflexion purement spéculaire n'entraîne que de légères divergences par rapport aux résultats observés avec une loi de LAMBERT, et il est extrêmement probable que l'influence de l'anisotropie du sol est tout à fait négligeable.

$\lambda$	$\phi_- (\tau_1, \mu_0, \rho = 0)$		$\phi_- (\tau_1, \mu_0, \rho)$		$\phi_{-total}$	
	$\mu_0 \Pi Fe^{-\tau_1/\mu_0}$	$\phi_{-d}(\tau_1, \mu_0, \rho=0)$	$\rho=0,05$	$\rho=0,20$	$\rho=0,05$	$\rho=0,20$
0,4 $\mu$	0,7583	0,3906	0,0138	0,0573	1,1627	1,2062
0,9 $\mu$	1,5293	0,0207	0,0010	0,0041	1,5510	1,5541

Flux descendant à l'épaisseur optique  $\tau_1$

$(\mu, \phi)$	$\lambda = 0,4\mu$		$\lambda = 0,9\mu$	
	$R(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi, \tau_1)$	$T(\mu)$	$R(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi, \tau_1)$	$T(\mu)$
(0,99877;0)	0,05089	0,26881	0,00195	0,31619
(0,57722;0)	0,08096	0,24141	0,00330	0,31465
(0,99877;90)	0,05198	0,26881	0,00202	0,31619
(0,57722,90)	0,07658	0,24141	0,00304	0,31465

Fonctions  $R(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi, \tau_1)$  et  $T(\mu)$  pour  $\mu_0 = 0,5$



TABLEAU III - 4

$(\mu ; \phi)$		$\lambda = 0,4 \mu\text{m}$		$\lambda = 0,9 \mu\text{m}$	
		$\rho = 0,05$	$\rho = 0,20$	$\rho = 0,05$	$\rho = 0,20$
$(0,99877 ; 0)$	I( $\rho=0$ )	0,07990	0,07990	0,00307	0,00307
	I(exact)	0,09551	0,14475	0,02758	0,10135
	I(appr.1)	0,08828	0,11343	0,02708	0,09912
	I(appr.2)	0,09009	0,12067	0,02724	0,09977
	I(appr.3)	0,09541	0,14195	0,02757	0,10108
$(0,57722 ; 0)$	I( $\rho=0$ )	0,12717	0,12717	0,00517	0,00517
	I(exact)	0,14116	0,18538	0,02957	0,10298
	I(appr.1)	0,13359	0,15286	0,02895	0,10029
	I(appr.2)	0,13632	0,16378	0,02923	0,10141
	I(appr.3)	0,14110	0,18289	0,02956	0,10271
$(0,99877 ; 90)$	I( $\rho=0$ )	0,08165	0,08165	0,00317	0,00317
	I(exact)	0,09726	0,14650	0,02769	0,10145
	I(appr.1)	0,09003	0,11518	0,02718	0,09922
	I(appr.2)	0,09184	0,12242	0,02734	0,09987
	I(appr.3)	0,09716	0,14370	0,02767	0,10118
$(0,57722 ; 90)$	I( $\rho=0$ )	0,12030	0,12030	0,00477	0,00477
	I(exact)	0,13429	0,17851	0,02917	0,10258
	I(appr.1)	0,12671	0,14599	0,02855	0,09989
	I(appr.2)	0,12945	0,15691	0,02883	0,10101
	I(appr.3)	0,13423	0,17602	0,02916	0,10231

TABLEAU (III-5)

Intensité sortant en haut de la couche pour les diverses approximations.



III-2 Cas de visées océanographiques

La méthode développée précédemment sera applicable, pour remonter à la réflectivité diffuse  $\rho_\lambda$  de la mer. Mais nous avons vu qu'un terme parasite supplémentaire, du à la réflexion de surface, devra auparavant être correctement soustrait du signal reçu. Les ordres de grandeur cités dans l'introduction de ce chapitre nous montrent qu'une correction précise est nécessaire, compte tenu des faibles valeurs de la réflectivité  $\rho_\lambda$  cherchée.

Nous avons montré dans le deuxième chapitre comment prendre en compte une réflexion spéculaire. Seule la forme de la matrice reste à expliciter.

Si  $\theta$  est l'angle entre la normale à la surface réfléchissante et la direction d'incidence la matrice s'écrit

$$\begin{aligned}
 \tilde{R}(\theta) = \frac{1}{2} & \begin{vmatrix} (r_\ell r_\ell^* + r_r r_r^*) & (r_\ell r_\ell^* - r_r r_r^*) & 0 & 0 \\ (r_\ell r_\ell^* - r_r r_r^*) & (r_\ell r_\ell^* + r_r r_r^*) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (r_\ell r_r^* + r_r r_\ell^*) & i(r_\ell r_r^* - r_r r_\ell^*) \\ 0 & 0 & -i(r_\ell r_r^* - r_r r_\ell^*) & (r_\ell r_r^* + r_r r_\ell^*) \end{vmatrix} \\
 \text{(III-11)} &
 \end{aligned}$$

$r_\ell$  et  $r_r$  étant respectivement les coefficients de réflexion en amplitude pour la vibration parallèle et pour la vibration perpendiculaire au plan d'incidence ;  $r_\ell^*$  et  $r_r^*$  sont leurs quantités conjuguées. Dans le domaine de longueur d'onde où nous travaillons, nous pouvons supposer que l'indice de l'eau  $m$  est réel, et écrire

$$r_\ell = r_\ell^* = \frac{\sqrt{m^2 - \sin^2 \theta} - m \cos \theta}{\sqrt{m^2 - \sin^2 \theta} + m \cos \theta} \tag{III-12}$$

$$r_r = r_r^* = \frac{\cos \theta - \sqrt{m^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{m^2 - \sin^2 \theta}}$$

Il est facile de prendre en compte cette réflexion si on a une mer plate. Le plan de réflexion coïncide alors avec le plan méridien, il suffit d'exprimer les éléments de la matrice en fonction de  $\theta$ .

Le problème se complique très vite, dans le cas d'une surface agitée. Partant d'un profil de vague donné, exprimant la probabilité  $P(\mu_n, \phi_n)$  de trouver la normale à la surface dans la direction  $(\mu_n, \phi_n)$ , la condition de réflexion exacte s'écrit

$$\tilde{I}^+(\tau_1, \mu', \phi') = \int_0^1 \int_0^{2\pi} d\mu d\phi P(\mu_n, \phi_n) \tilde{R}(\mu', \phi', \mu_n, \phi_n) \tilde{I}^-(\tau_1, \mu, \phi) \quad , \quad (\text{III-13})$$

où les directions  $(\mu, \phi)$ ,  $(\mu', \phi')$  et  $(\mu_n, \phi_n)$  sont liées par la loi de réflexion et où  $P(\mu_n, \phi_n)$ , suivant COX et MUNCK (1953), par exemple, pourrait être de la forme

$$P(\mu_n, \phi_n) = \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp \left\{ - \left( \frac{1-\mu_n^2}{2\mu_n} \right) \times \frac{1}{\sigma^2} \right\} \quad (\text{III-14})$$

où la variance  $\sigma^2$  est reliée à la vitesse du vent.

Dans le formalisme utilisé, nous souhaitons obtenir une séparation des variables  $\mu$  et  $\phi$ , mais il ne semble pas possible de développer en série de FOURIER la matrice

$$\tilde{R}^+(\mu', \phi', \mu, \phi) = P(\mu_n, \phi_n) \tilde{R}(\mu', \phi', \mu_n, \phi_n)$$

qui apparaît dans l'équation (III-13). Un calcul rigoureux nécessiterait d'évaluer, pour chaque ordre  $n$  de diffusion, le développement complet de la luminance  $\tilde{I}(\tau, \mu, \phi)$  avant de pouvoir appliquer exactement la condition de réflexion (II-22) à la luminance d'ordre  $(n+1)$ , sauf pour la diffusion primaire où seul le faisceau incident direct est à considérer. Un tel traitement semble à l'évidence bien lourd pour évaluer un simple terme correctif ; on s'est contenté ici de rechercher si un traitement approché de la réflexion pouvait suffire. Dans le cas d'une mer plate (où le calcul exact ne pose pas de problème) on a calculé la luminance polarisée rétrodiffusée en prenant successivement, comme loi de réflexion de surface

- 1 - un fond noir
- 2 - la matrice de réflexion  $R$  exacte à tous les ordres de diffusion
- 3 - la matrice de réflexion exacte pour le faisceau solaire directement transmis, puis une matrice non polarisante pour le rayonnement diffus (c'est à dire en annulant tous les termes  $R_{ij}$ , sauf le terme  $R_{11}$ )

4 - la matrice de réflexion non polarisante à tous les ordres de diffusion (seul le terme  $R_{11}$  est non nul)

5 - la matrice de réflexion exacte pour le faisceau solaire direct, puis une réflexion isotrope pour la lumière diffuse, le coefficient de réflexion  $\rho$  étant ajusté pour essayer de respecter au mieux la conservation du flux. Plus précisément, le flux montant à l'épaisseur optique  $\tau_1$ , dans le cas d'une réflexion s'écrivant

$$\Phi^+(\tau_1) = 2\mu \int_0^1 \mu R_{11}(\mu) I^-(\tau, \mu) d\mu$$

et

$$\Phi^+(\tau_1) = 2\pi \rho \int_0^1 \mu I^-(\tau, \mu) d\mu$$

dans le cas d'une réflexion isotrope, on a posé

$$\rho = 2 \int_0^1 R_{11}(\mu) d\mu \quad (\text{III-15})$$

en supposant  $I^-(\tau, \mu)$  sensiblement isotrope.

On remarquera que, dans le cas de mesures avec balayage, les directions de visées utilisables sont en pratique réduits à la région  $|\theta| < 30^\circ$  à  $45^\circ$ . Pour des directions plus inclinées, la sphéricité de l'atmosphère interviendrait.

Les calculs ont été faits pour une couche RAYLEIGH, aux deux longueurs d'onde ( $\lambda = 0,4 \mu$  et  $\lambda = 0,9 \mu$ ) et pour une direction d'incidence  $\mu_0 = 0,5$ . On a représenté les résultats obtenus dans le plan d'incidence ; les résultats sont comparables dans les autres directions.

Dans le calcul de l'intensité (figures III-7 et III-8), il est remarquable de constater que la prise en compte de la polarisation du faisceau solaire réfléchi (différence entre les approximations (3) et (4)) reste un facteur important de la précision. Au-delà de la diffusion primaire, la polarisation par réflexion perd pratiquement toute importance (approximation (3) excellente) mais le caractère spéculaire est encore marqué, et l'approximation (5) n'est bonne qu'à 5 % à  $\lambda = 0,9 \mu$ . Sa validité croît cependant vite avec l'épaisseur optique du milieu et l'isotrope croissante du rayonnement (de l'ordre du 1 % pour  $\lambda = 0,4$ ).

On pourrait sans doute améliorer ici la précision en ajustant mieux le coefficient de réflectivité diffus équivalent  $\rho$  dans l'approximation (5). Le critère de la conservation du flux retenu dans l'équation (III-15) conduit finalement à une surestimation du rayonnement dans les directions proches de la verticale, que compense une sous-estimation pour les émergences plus rasantes (figure III-9). Ce défaut est évidemment lié à la réinjection isotrope des fortes valeurs de  $R_{11}(\mu)$  pour les directions rasantes. Pour une surface de mer agitée, une telle égalisation de la réflectivité doit justement être observée et on peut espérer que la validité de l'approximation (5) serait accrue.

Mais il semble surtout peu réaliste de pousser davantage la précision sur ce phénomène de réflexion. Dans le cas de mesures réelles, la détection difficilement évitable d'une partie du "glitter", et la rediffusion intense de l'écume (white caps) auront des signaux nettement plus grands que l'erreur précédente. On estime que ce signal parasite (glitter et écume) correspond à un signal équivalent à une réflectivité de 1% à 2%. C'est à dire à une intensité pour une direction d'incidence  $\mu_0 = 0,5$ , telle que

$$I_{\text{parasite}} \pi = \mu_0 \pi \rho$$

donc

$$I_{\text{parasite}} \approx 0,01$$

Ces termes supplémentaires semblent difficilement modélisables, et la solution actuellement envisagée (DESCHAMPS et al.) consisterait à exploiter les différences de luminance, mesurées à différentes longueurs d'onde, de façon à éliminer ce terme parasite, sensiblement indépendant de  $\lambda$ .

Par contre, le signal secondaire étudié ici, et correspondant à la rediffusion par l'atmosphère de ce terme parasite dépend fortement de la longueur d'onde, et ne peut être éliminé par ce procédé. L'évaluation qui en est faite ici semble satisfaisante.

En effet, si dans nos calculs, nous négligeons cette rediffusion, nous trouvons pour  $\lambda = 0,9\mu$

$$I^{(1)} = 0,0031 \quad (\text{fond noir})$$

$$I^{(2)} = 0,0034 \quad (\text{cas exact})$$

$$I^{(3)} = 0,0036 \quad (\text{approximation 5})$$



La correction de réflexion est ici un peu superflue; elle est de deux ordres de grandeur plus petite que les signaux parasites probables, qu'on ne peut pas espérer corriger aussi valablement.

Par contre, à  $\lambda = 0,4\mu$

$$I^{(1)} = 0,079 \quad (\text{fond noir})$$

$$I^{(2)} = 0,086 \quad (\text{cas exact})$$

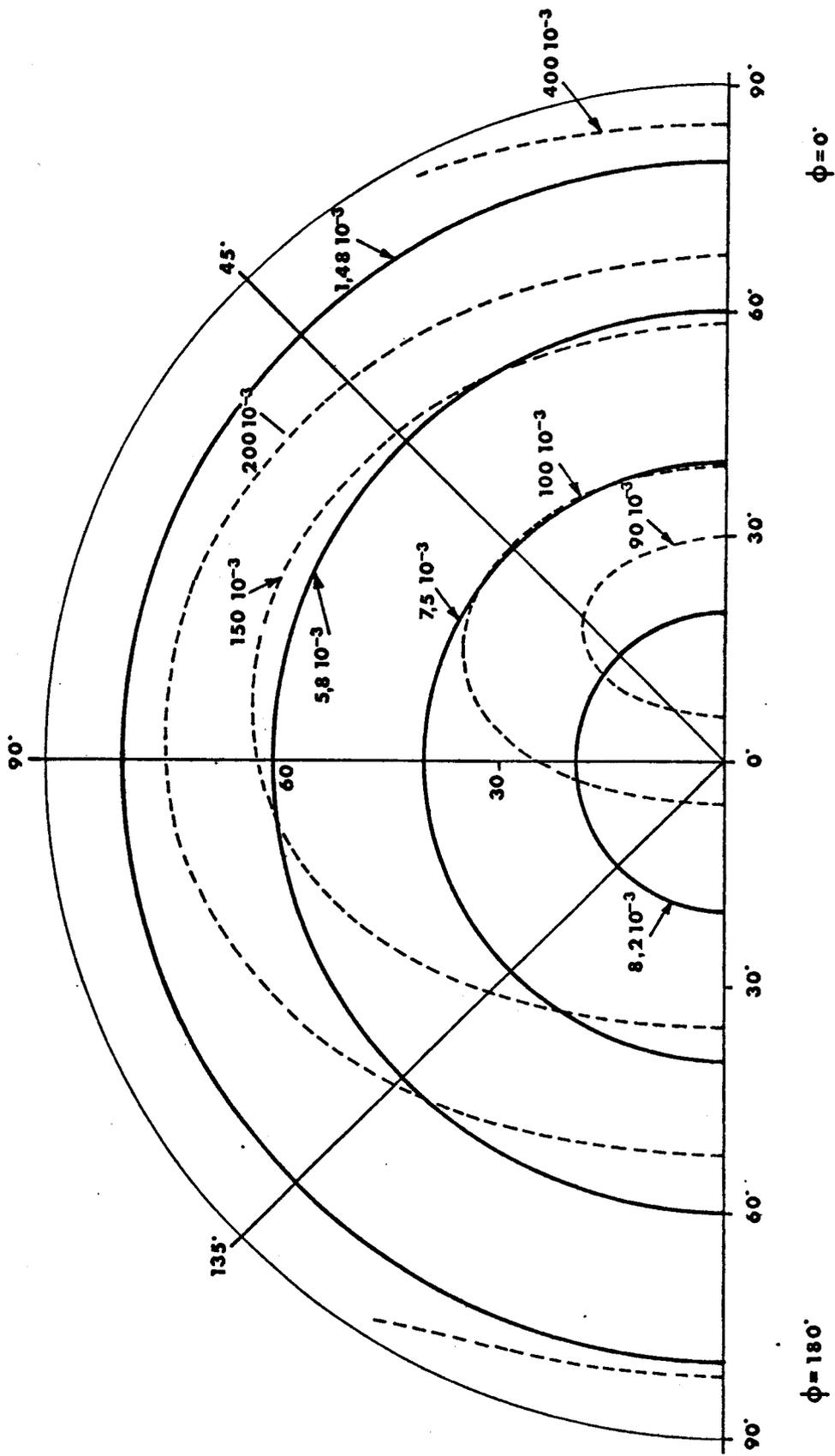
$$I^{(3)} = 0,087 \quad (\text{approximation 5})$$

On voit que les perturbations sont du même ordre de grandeur ( $I^{(1)} - I^{(2)}$  et  $I_{\text{parasite}}$ ). Il devient intéressant de tenir compte de la rediffusion du glitter, et l'erreur introduite par l'approximation (5) ( $I^{(2)} - I^{(5)}$ ) étant négligeable, l'approximation proposée sera suffisante.

On notera enfin que, pour le calcul de la polarisation (figures IV-10 et IV-11), la validité de l'approximation (5) est également satisfaisante: l'erreur introduite est au maximum de 3% .

Dans le cas d'une atmosphère claire, la dégradation du signal provenant du sol ou de la mer a pu être évaluée avec précision, et une méthode de restitution de la réflectivité mise au point. Un dernier travail reste à faire, qui consistera à représenter par des fonctions analytiques simples les fonctions de réflexion et de transmission de l'atmosphère claire.

— Intensité directement transmise  
 - - - Intensité totale



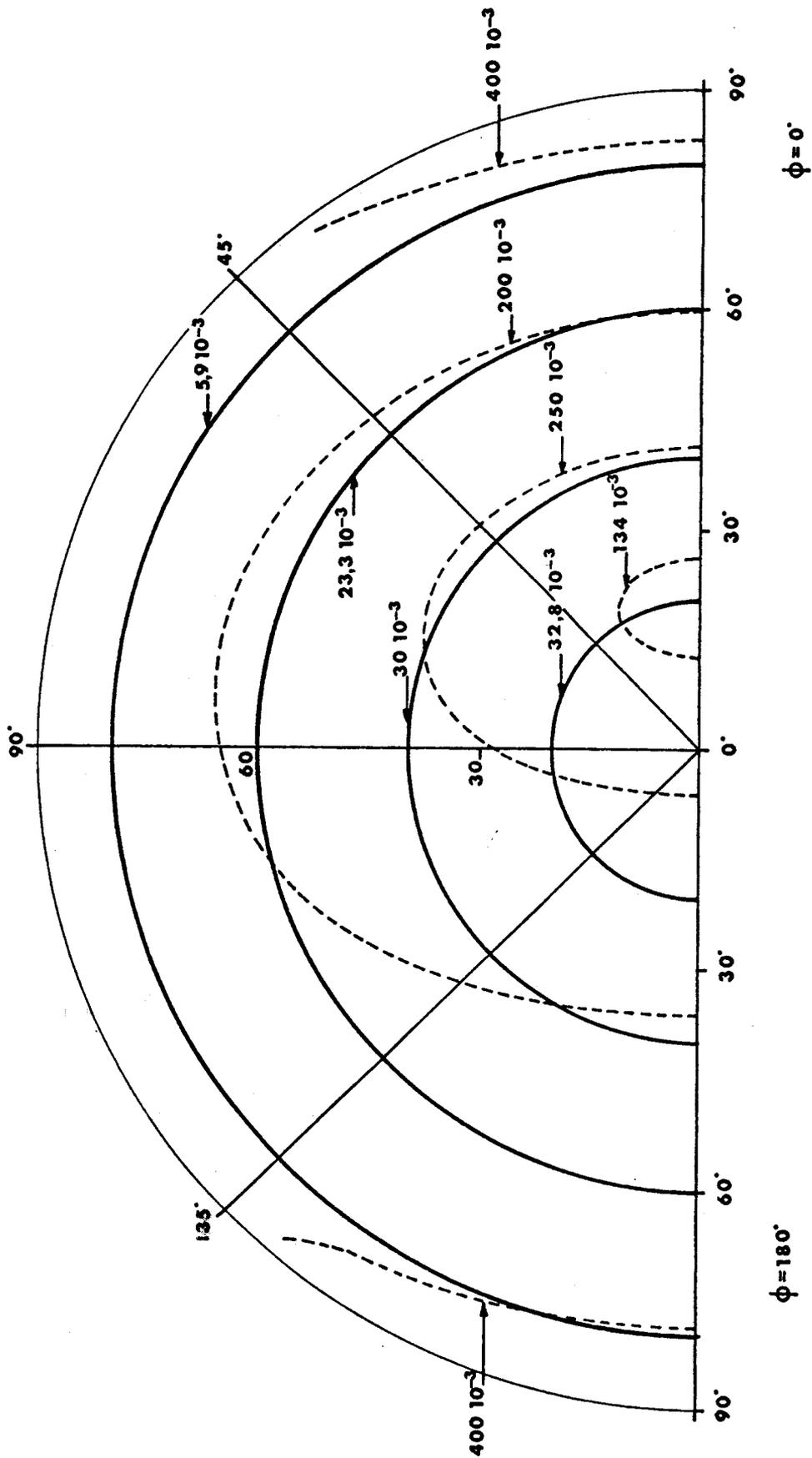
Courbes d'égale luminance

( atmosphère Rayleigh ;  $\rho = 0,05$  ;  $\lambda = 0,4\mu$  )

Figure III-1



— Intensité directement transmise  
 - - - - Intensité totale



Courbes d'égale luminance

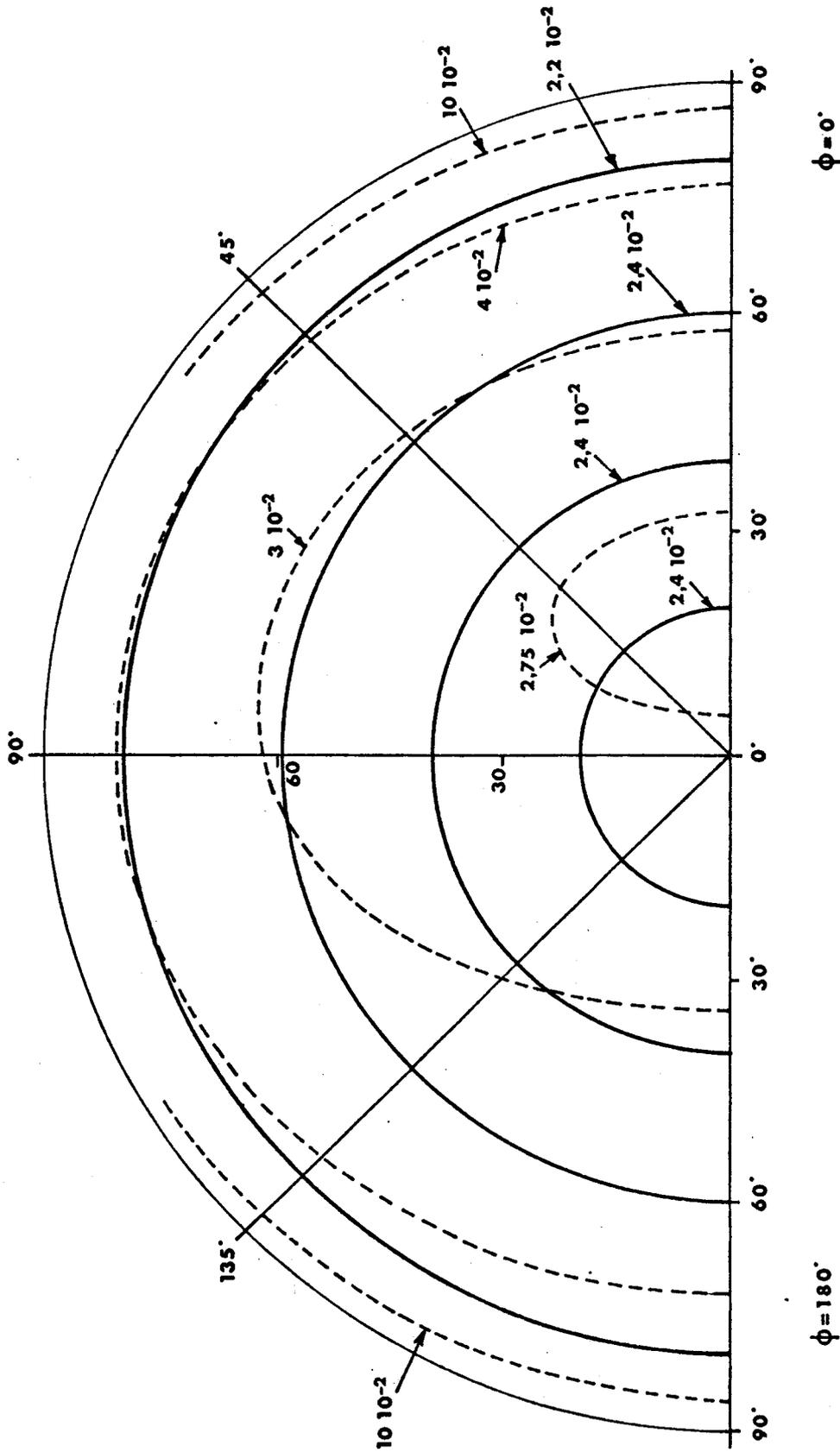
( atmosphère Rayleigh ;  $\rho = 0,20$  ;  $\lambda = 0,4\mu$  )

Figure III-2



Intensité directement transmise

Intensité totale



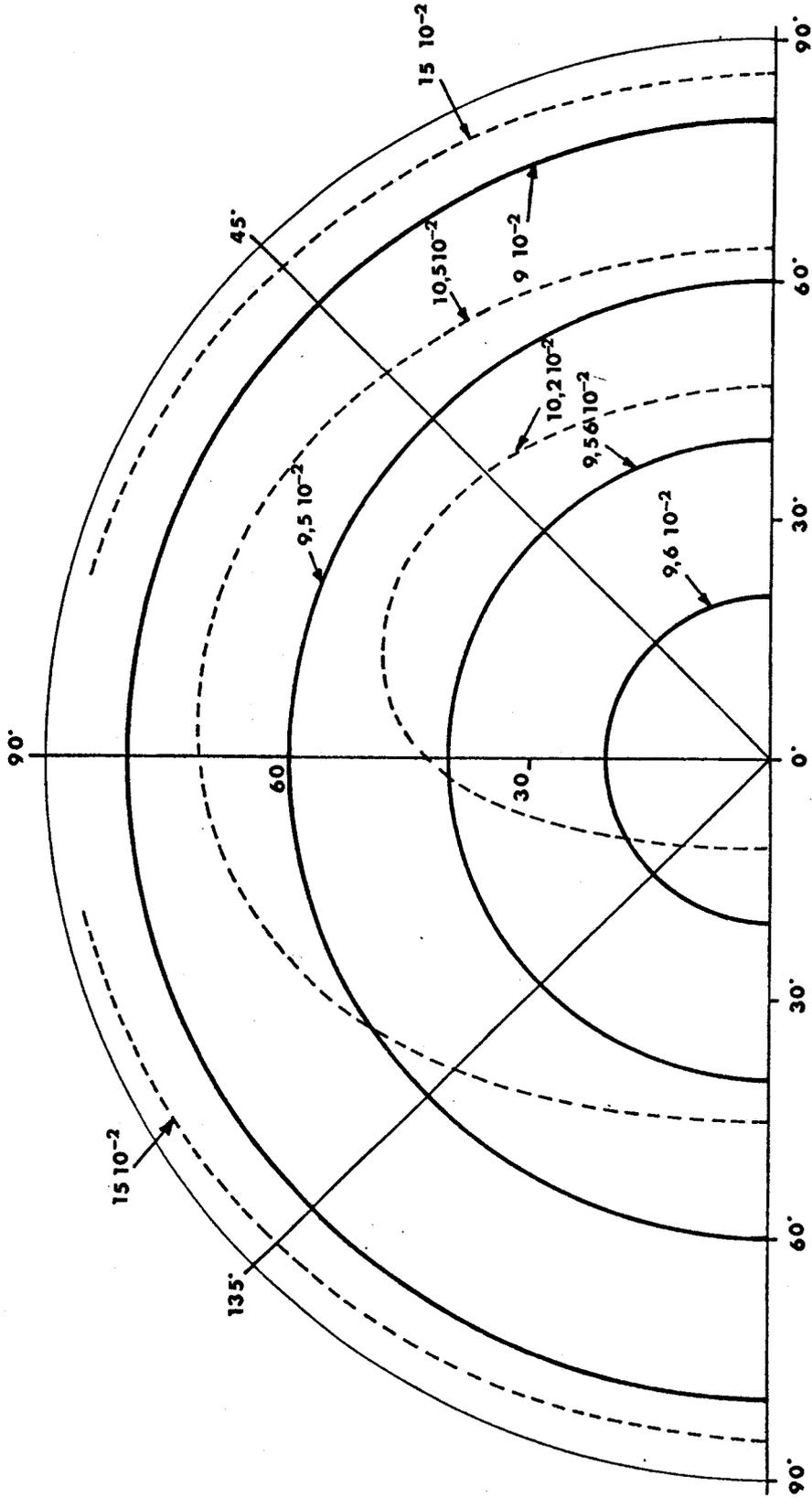
Courbes d'égale luminance

( atmosphère Rayleigh ;  $\rho = 0,05$  ;  $\lambda = 0,9\mu$  )

Figure III-3



— Intensité directement transmise  
 - - - Intensité totale



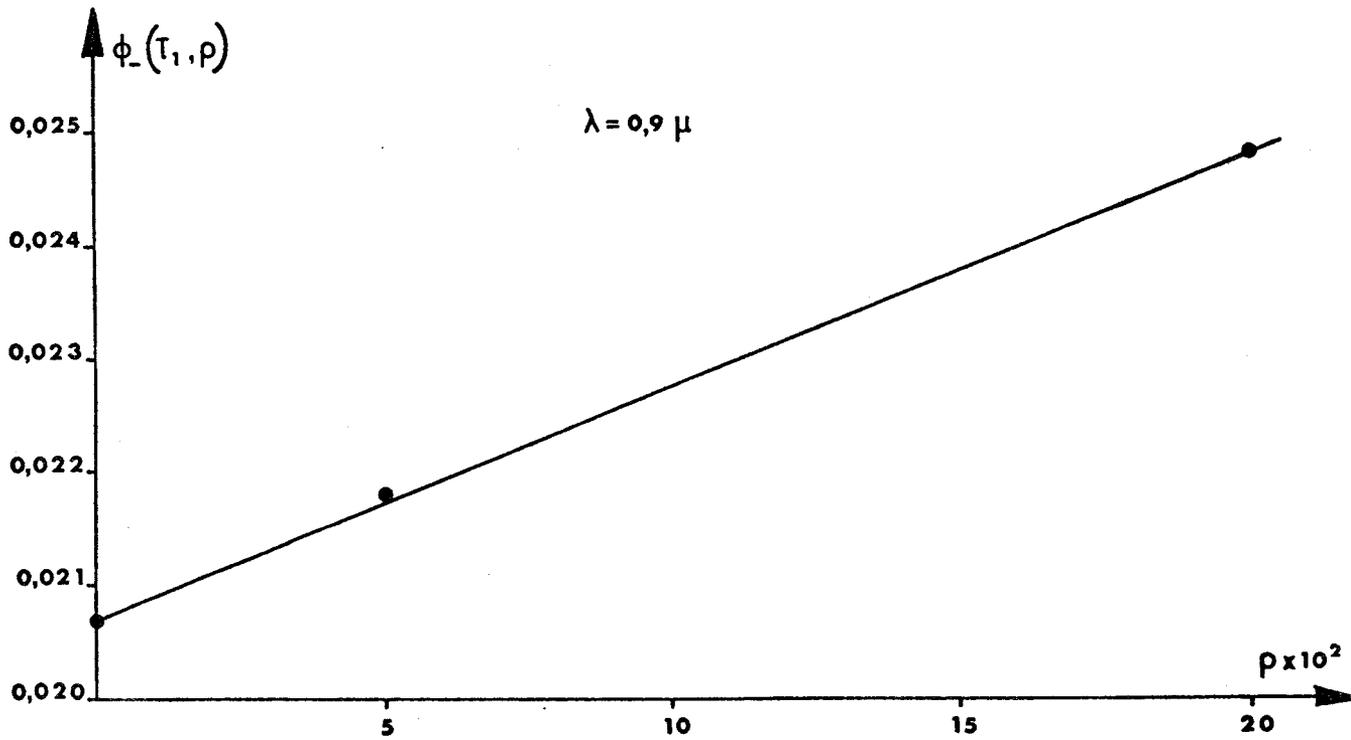
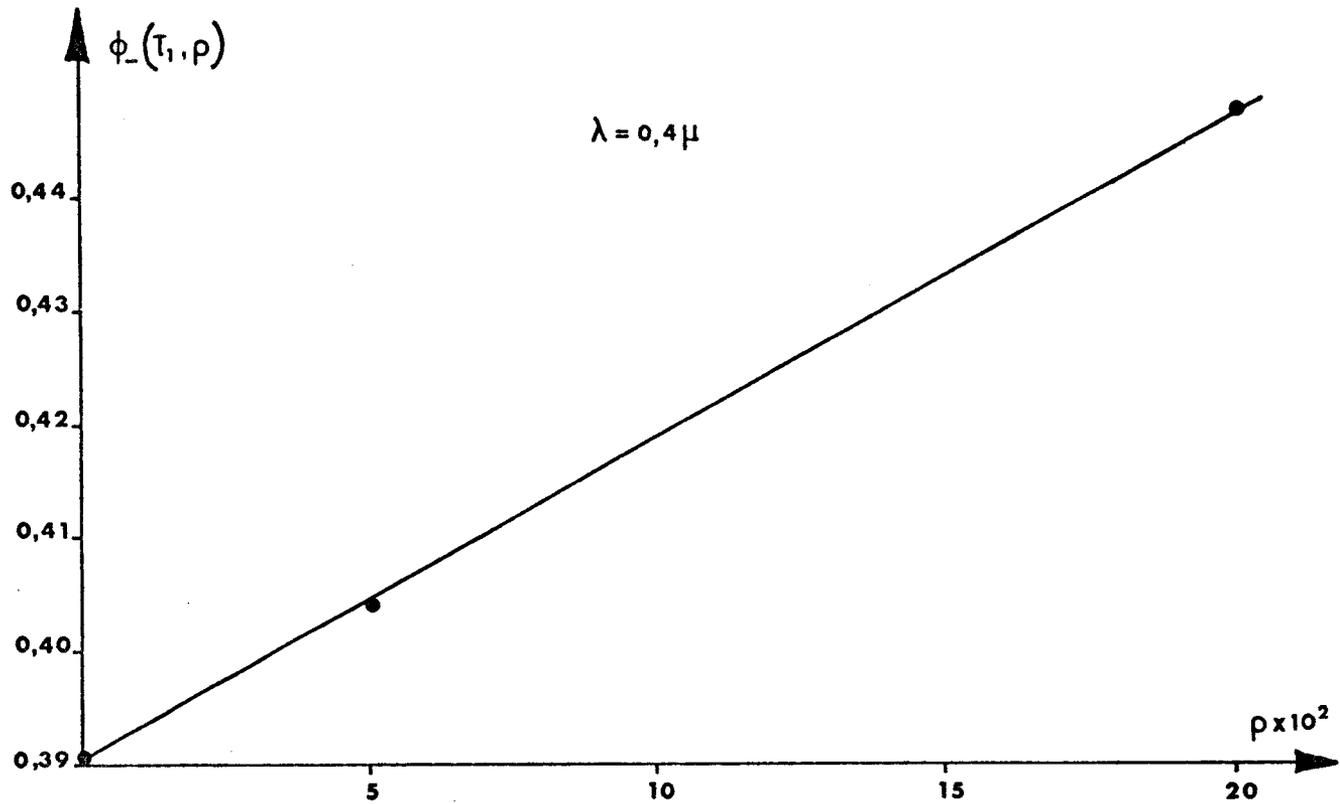
$\phi = 180^\circ$   $\phi = 0^\circ$

Courbes d'égale luminance

( atmosphère Rayleigh ;  $\rho = 0,20$  ;  $\lambda = 0,9\mu$  )

Figure III-4



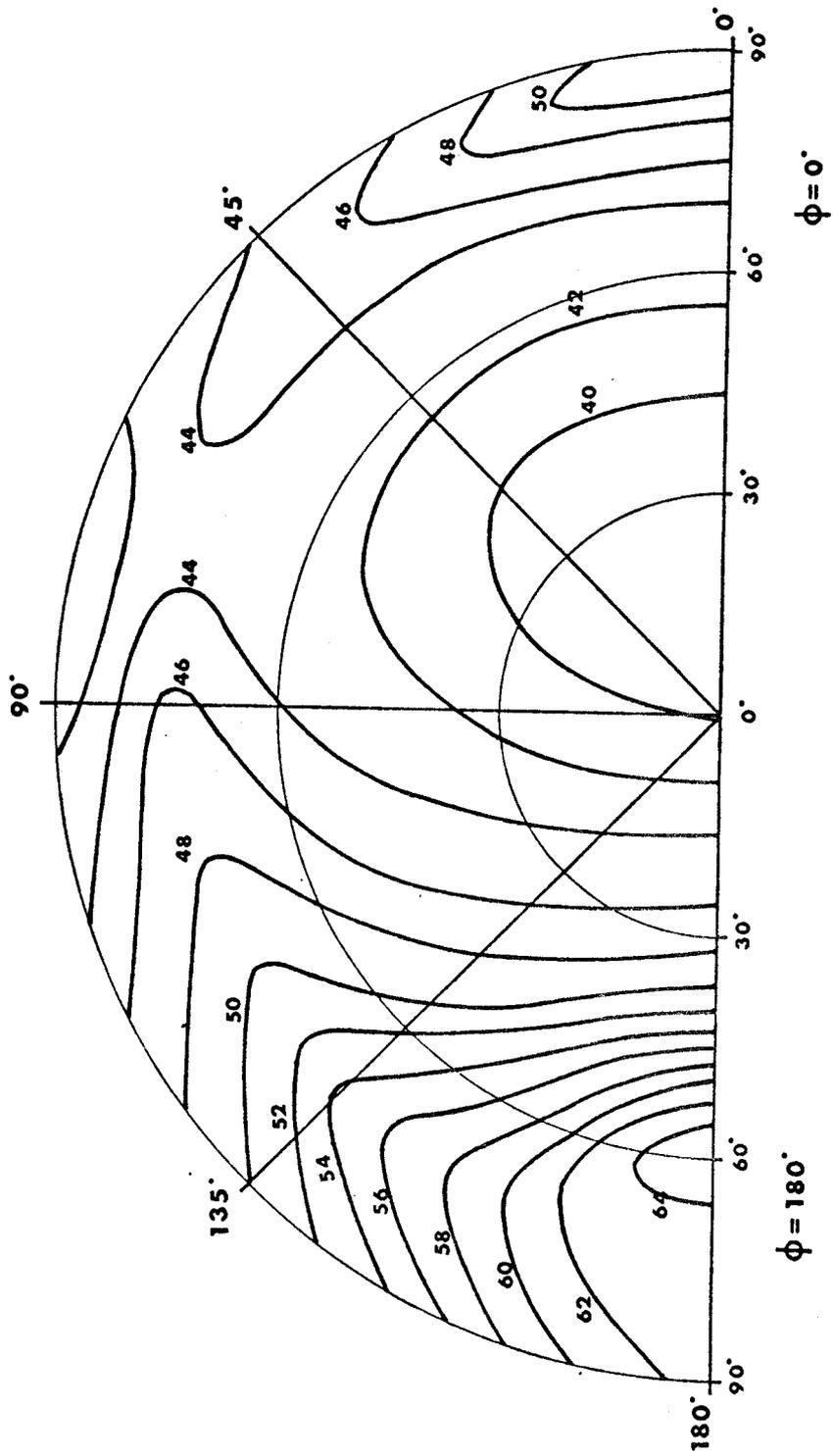


Flux descendant à l'épaisseur optique  $\tau_1$

en fonction de  $\rho$

Figure III-5





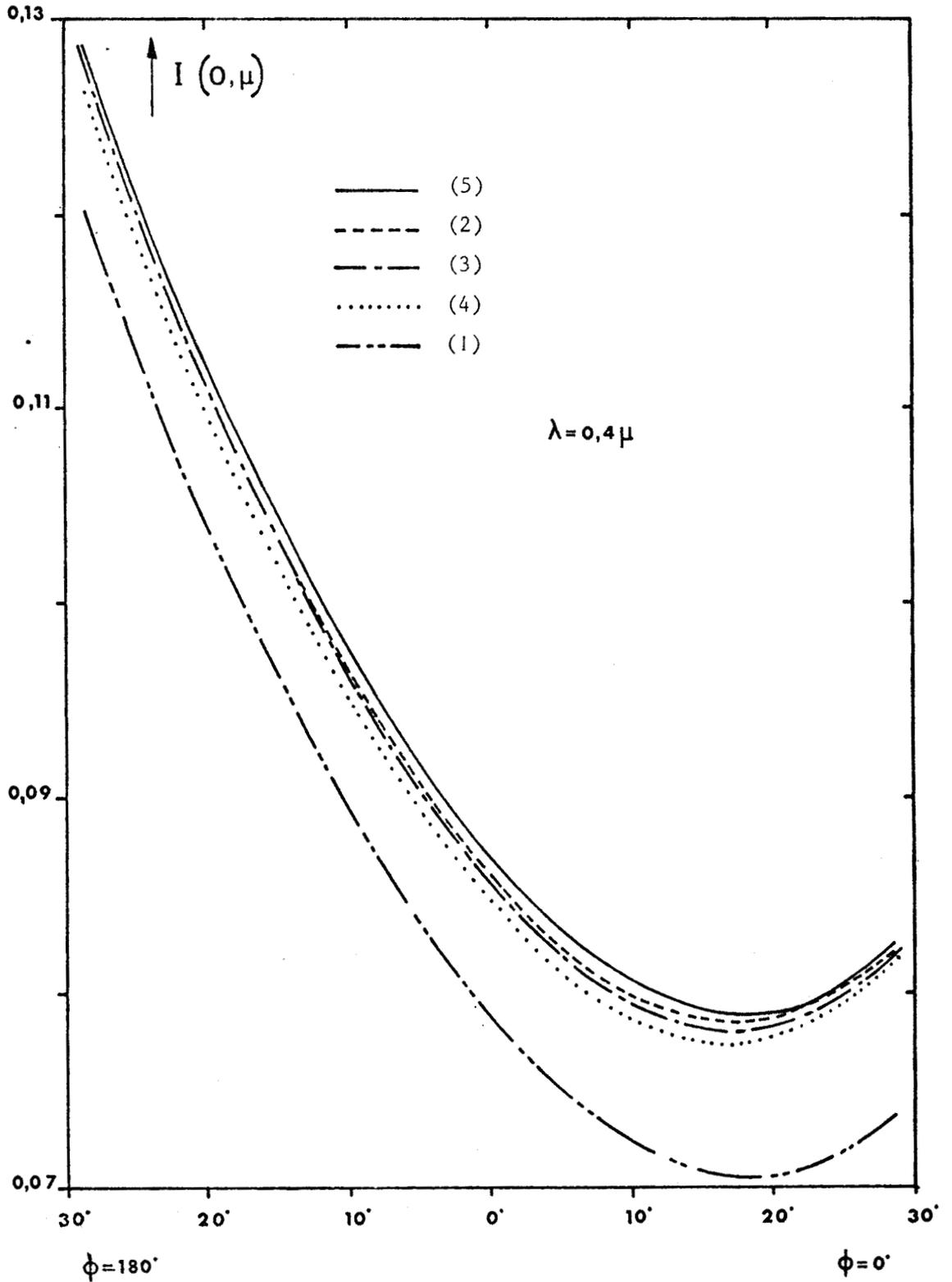
Coefficient de réflectivité d'un sol d'argile rouge  
 ( d'après COULSON )

Figure III-6



LEGENDE DES FIGURES SUIVANTES

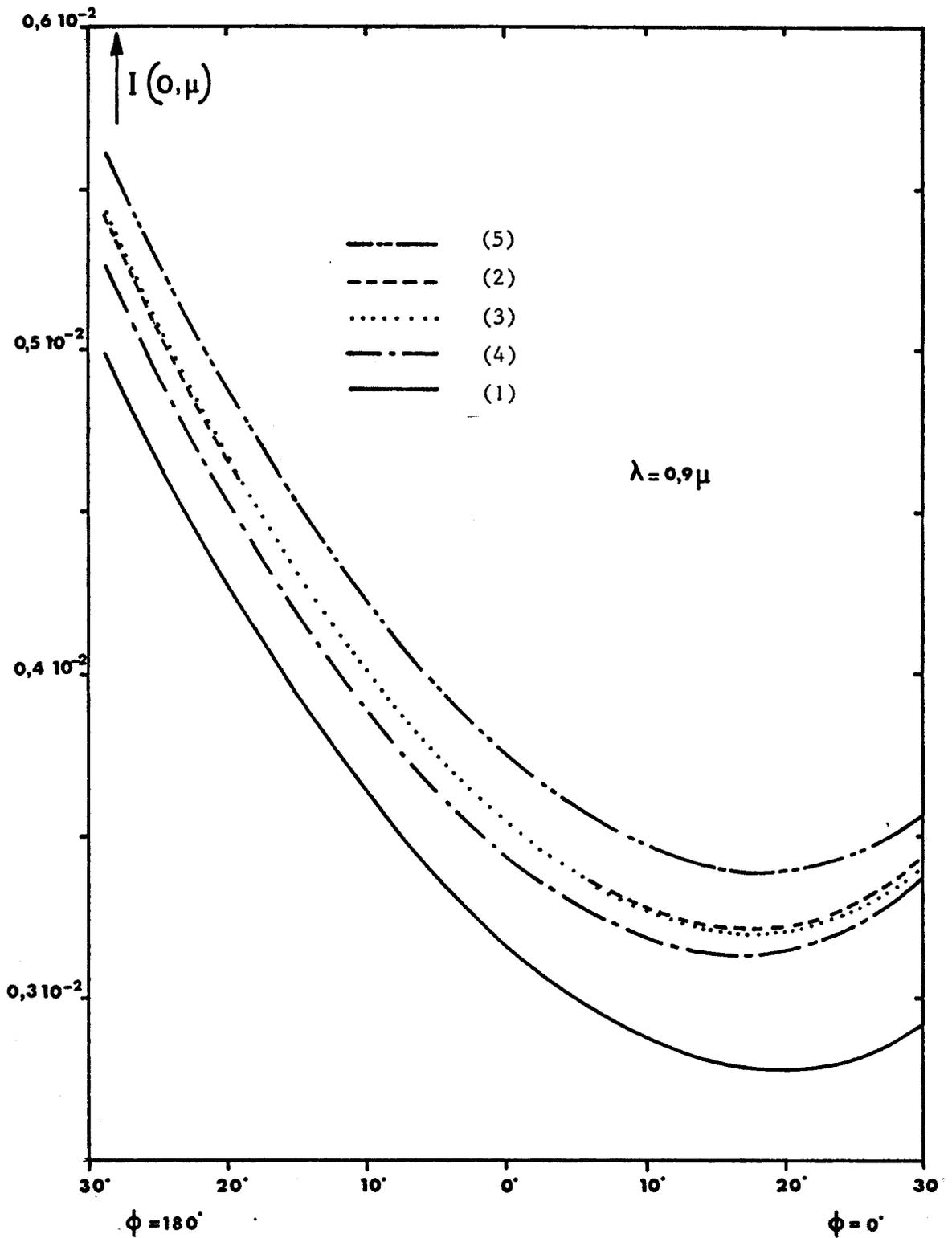
- 1- fond noir
- 2- matrice de réflexion exacte à tous les ordres de diffusion
- 3- matrice de réflexion exacte pour le faisceau solaire directement transmis, puis une matrice non polarisante pour le rayonnement diffus
- 4- matrice de réflexion non polarisante à tous les ordres de diffusion
- 5- matrice de réflexion exacte pour le faisceau solaire direct puis une réflexion isotrope pour la lumière diffuse



Intensité sortant en haut de la couche pour les différentes approximations de la réflexion

Figure III-7

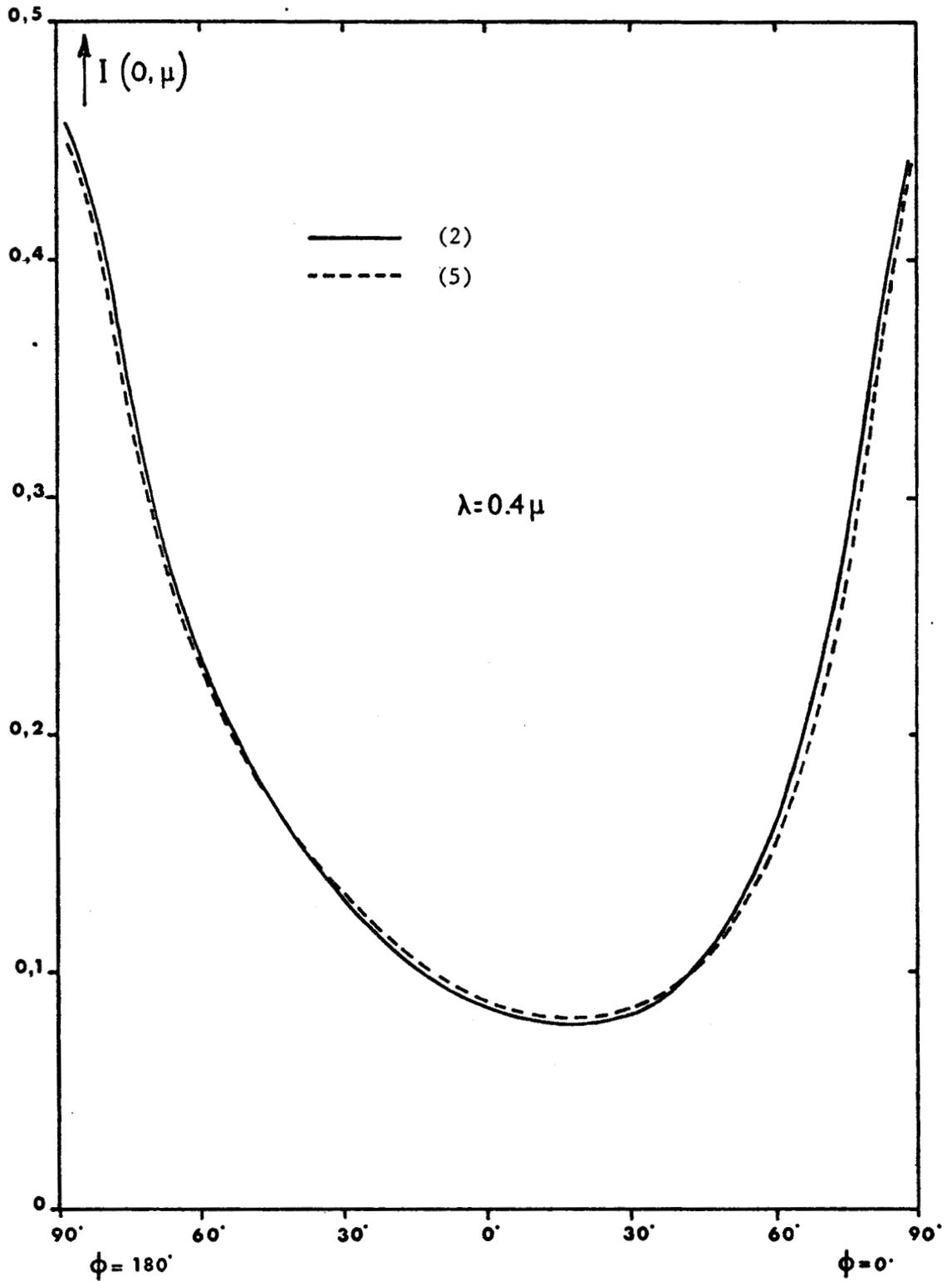




Intensité sortant en haut de la couche pour les différentes approximations de la réflexion

Figure III-8

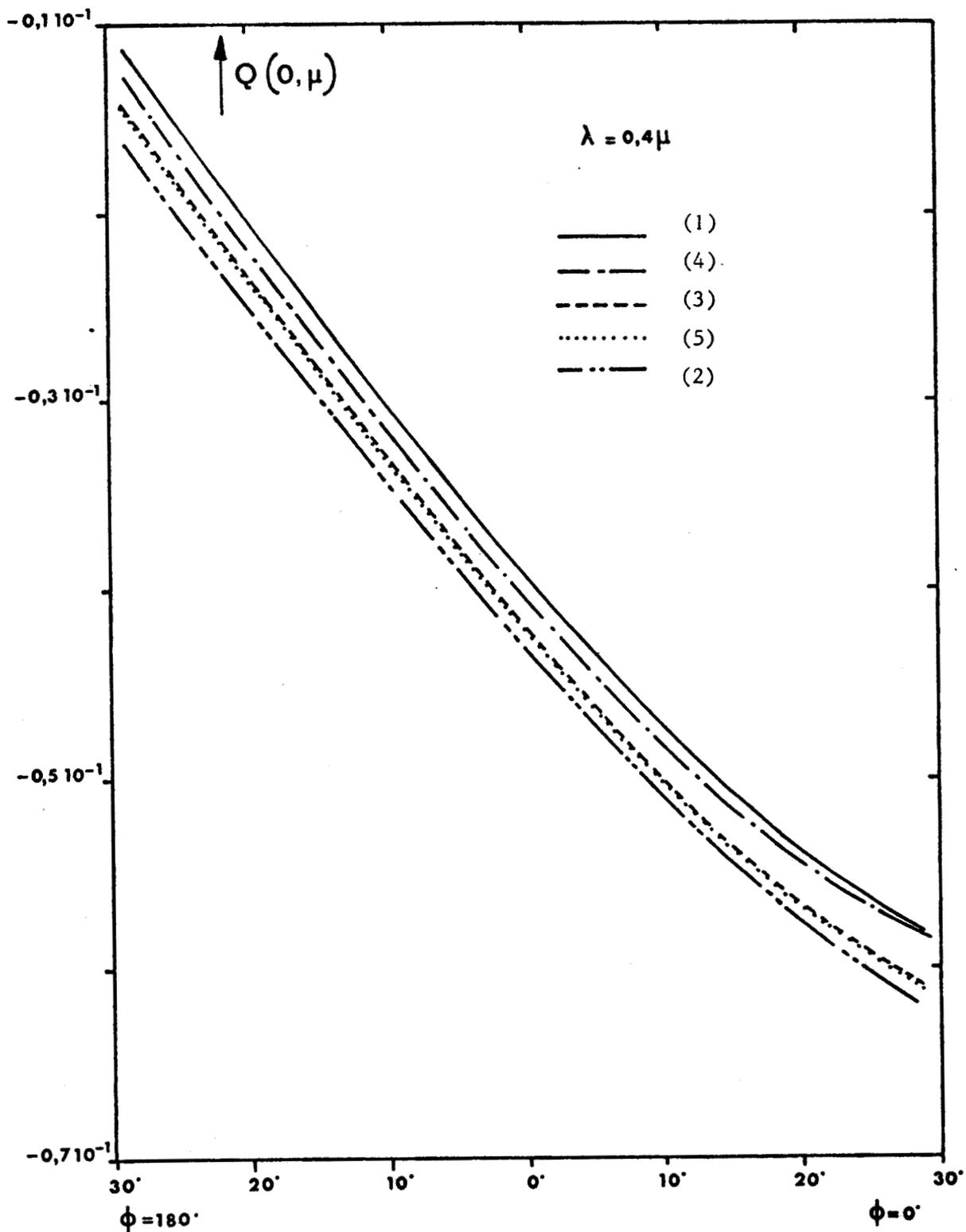




Intensité sortant en haut de la couche pour les différentes approximations de la réflexion

Figure III-9

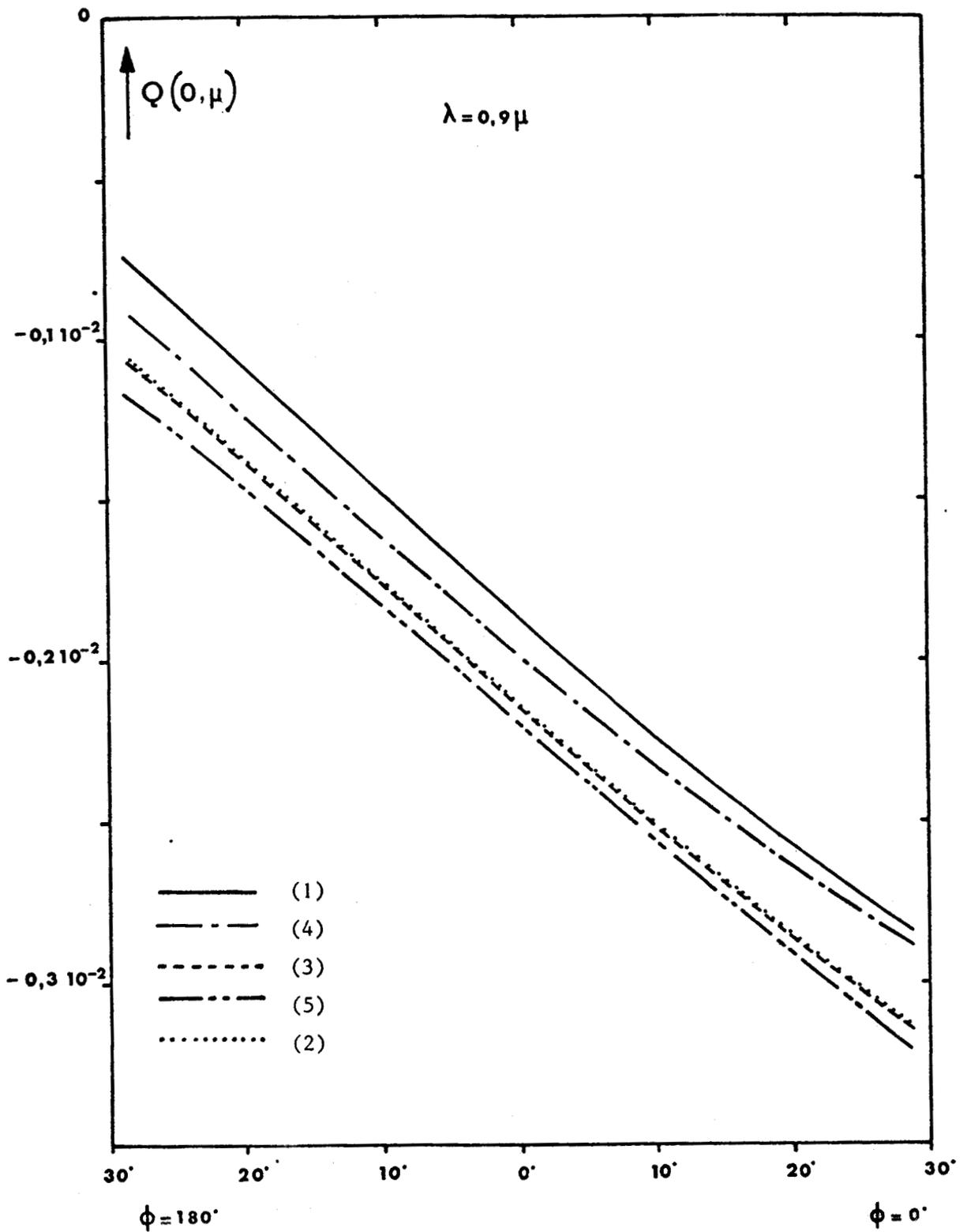




Luminance polarisée sortant en haut de la couche pour les différentes approximations de la réflexion



Figure III-10



Luminance polarisée sortant en haut de la couche pour différentes approximations de la réflexion



Figure III-11

CHAPITRE IV

---

ETUDE DE L'INFLUENCE DES AEROSOLS

#### IV - ETUDE DE L'INFLUENCE DES AEROSOLS

Les deux objectifs essentiels de notre étude sont

- 1 - de préciser les informations sur les aérosols, accessibles à partir de mesures du rayonnement atmosphérique rétrodiffusé.
- 2 - de dégager les corrections à apporter à ce rayonnement pour remonter à la réflectivité du sol (en vue d'applications aux problèmes de télédétection).

Nous avons vu dans le chapitre précédent comment le second point pouvait être résolu de façon satisfaisante, dans le cas d'une atmosphère claire. Nous envisageons maintenant le cas où des aérosols sont présents. Nous commencerons par une étude semi-qualitative de leur influence sur le rayonnement atmosphérique, de façon à préciser les possibilités du point (1) et à fixer les ordres de grandeur pour le point (2).

Comme nous l'avons fait pour la diffusion primaire, nous envisageons diverses simplifications en étudiant leur domaine de validité et les erreurs qu'elles entraînent. Afin de tester ces approximations, nous avons fait une étude exacte pour différents cas :

- tous les calculs ont été faits pour un flux solaire de  $\pi$  (soit un flux incident  $\mu_0 \pi$ ),
- une seule incidence moyenne a été choisie,  $\mu_0 = 0,5$ .
- la méthode de calcul par les ordres successifs de diffusion nous impose les directions d'émergence qui sont les angles de GAUSS. Nous avons toujours travaillé avec 24 angles.
- chaque type d'atmosphère a été étudié aux 6 longueurs d'onde :  $0,4 \mu$ ,  $0,5 \mu$ ,  $0,6 \mu$ ,  $0,7 \mu$ ,  $0,8 \mu$ ,  $0,9 \mu$ .

Quant à la composition de l'atmosphère, nous avons choisi

- Soit une atmosphère purement moléculaire comme dans le chapitre précédent.
- Soit une atmosphère comprenant des molécules et des particules. N'ayant pu traiter qu'un seul modèle de granulométrie, nous avons pris une granulométrie moyenne, le modèle C, et pour valeurs de l'indice les valeurs extrêmes 1,33 et 1,55 dégagées de l'étude bibliographique. Pour l'épaisseur optique, nous avons choisi d'étudier l'influence de ce paramètre primordial, dans l'intervalle 0 à 0,5 qui semble raisonnablement représentatif.

#### IV-1 - Etude de la luminance retrodiffusée

Comme on l'a vu au chapitre I, un modèle d'aérosols sera caractérisé par les paramètres  $r_{\text{eff},m,m^*}$ ,  $N_0$  et  $N(z)$ , ou, en termes de paramètres optiques, par

- son albédo de diffusion simple  $\omega_{0\lambda}$  (essentiellement fonction de  $m^*$ )
- sa matrice de diffusion  $\tilde{P}_\lambda(\theta)$  (fonction de  $m$  et de  $r_{\text{eff}}$ )
- et son épaisseur optique  $\tau_\lambda$  (fonction  $m$ ,  $\lambda$ , et  $N_0$ ) dont la répartition avec l'altitude dépend de la loi  $N(z)$ .

Précisons tout d'abord qu'en ce qui concerne la luminance rediffusée, la matrice de phase complète  $\tilde{P}(\theta)$  des aérosols est une donnée superflue.

On a vu, dans le chapitre précédent, que la prise en compte de la polarisation était nécessaire dans le cas de la diffusion RAYLEIGH, pour le calcul de la luminance. Pour ce même calcul, par contre, les aérosols sont suffisamment caractérisés par leur seule fonction de phase  $P(\theta)$ . On a calculé, pour un mélange homogène d'aérosols et de RAYLEIGH, le rayonnement rétrodiffusé, d'abord exactement, puis en négligeant dans la matrice de phase du milieu les termes correspondant à la polarisation des aérosols.

Les valeurs de l'intensité reportées dans le tableau IV-1 pour  $\lambda = 0,4 \mu$  et pour une épaisseur optique d'aérosols de 0,1 montrent que cette approximation est excellente.

$(\mu; \phi)$	$I_{\text{exacte}}$	$I_{\text{sans polarisation}}$
(0,99877;0)	$0,8034 \cdot 10^{-1}$	$0,8090 \cdot 10^{-1}$
(0,97059;0)	$0,7561 \cdot 10^{-1}$	$0,7646 \cdot 10^{-1}$
(0,80707;0)	$0,8853 \cdot 10^{-1}$	$0,8965 \cdot 10^{-1}$
(0,03238;0)	$5,5218 \cdot 10^{-1}$	$5,5062 \cdot 10^{-1}$

Intensité sortant en haut de la couche  
à  $\lambda = 0,4$  et pour  $\tau_A = 0,1$ ,  $\delta = 0,7843$

TABLEAU IV-1

#### IV-1-a- Rôle des principaux paramètres

Etant donné la forte diffusion avant que présentent les aérosols, on pourrait penser qu'ils interviennent essentiellement par leur diffusion primaire, ce qui simplifierait énormément le problème. Les courbes (IV-1) et (IV-2) représentent respectivement l'intensité rétrodiffusée dans le plan d'incidence, pour une couche d'aérosols d'épaisseur optique  $\tau_A = 0,1$  et  $\tau_A = 0,5$  (pas de diffusion RAYLEIGH). On voit que la contribution des diffusions multiples est déjà importante à  $\tau_A = 0,1$  où elles représentent à la verticale 30 % de l'intensité totale. Il est clair qu'il faudra tenir compte des diffusions multiples et qu'un calcul complet sera indispensable, sans qu'on puisse pour autant espérer un résultat sensiblement indépendant du type d'aérosols rencontré, compte tenu de la forte contribution de la diffusion primaire.

On peut montrer par ailleurs que les deux paramètres  $\omega_{0\lambda}$  et  $N(z)$  n'ont très probablement que des effets du second ordre sur la luminance, compte tenu des connaissances que l'on a sur les aérosols.

Considérons le problème de la répartition en altitude. Les diffusions multiples intervenant de façon non négligeable dans le signal, la répartition en altitude peut constituer un paramètre supplémentaire. Nous avons testé son influence dans les trois cas extrêmes cités dans le chapitre II, c'est à dire

- 1- pour un mélange homogène
- 2- avec la couche d'aérosols au-dessus de la couche RAYLEIGH
- 3- avec toute la diffusion RAYLEIGH au-dessus de la couche d'aérosols

Les valeurs obtenues pour l'intensité aux deux longueurs d'onde  $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$  sont reportées dans le tableau IV-2 pour  $\tau_A = 0,1$  et dans le tableau IV-3 pour  $\tau_A = 0,5$ .

Pour  $\tau_A = 0,1$ , si on se limite aux directions d'émergence intéressantes ( $|\theta| < 40^\circ$ ), les écarts observés entre les trois cas sont de l'ordre du pour cent (le résultat n'est d'ailleurs significatif que pour  $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ ; à  $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$  le Rayleigh est pratiquement négligeable).

Pour une épaisseur optique d'aérosols de 0,5, les écarts restent négligeables à  $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$ , mais ils atteignent 2 à 5 % à  $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ .

( $\mu$ ; $\psi$ )	$\lambda = 0,4\mu$			$\lambda = 0,9\mu$		
	1	2	3	1	2	3
(0,99877 ; 0)	$0,8034 \cdot 10^{-1}$	$0,8031 \cdot 10^{-1}$	$0,8065 \cdot 10^{-1}$	$0,6893 \cdot 10^{-2}$	$0,6834 \cdot 10^{-2}$	$0,6844 \cdot 10^{-2}$
(0,99353 ; 0)	$0,7810 \cdot 10^{-1}$	$0,7824 \cdot 10^{-1}$	$0,7824 \cdot 10^{-1}$	$0,6915 \cdot 10^{-2}$	$0,6868 \cdot 10^{-2}$	$0,6863 \cdot 10^{-2}$
(0,97059 ; 0)	$0,7561 \cdot 10^{-1}$	$0,7611 \cdot 10^{-1}$	$0,7543 \cdot 10^{-1}$	$0,7264 \cdot 10^{-2}$	$0,7242 \cdot 10^{-2}$	$0,7203 \cdot 10^{-2}$
(0,90588 ; 0)	$0,7764 \cdot 10^{-1}$	$0,7883 \cdot 10^{-1}$	$0,7697 \cdot 10^{-1}$	$0,8857 \cdot 10^{-2}$	$0,8888 \cdot 10^{-2}$	$0,8780 \cdot 10^{-2}$
(0,80707 ; 0)	$0,8853 \cdot 10^{-1}$	$0,9084 \cdot 10^{-1}$	$0,8728 \cdot 10^{-1}$	$1,2563 \cdot 10^{-2}$	$1,2684 \cdot 10^{-2}$	$1,2468 \cdot 10^{-2}$
(0,67787 ; 0)	$1,1226 \cdot 10^{-1}$	$1,1693 \cdot 10^{-1}$	$1,1001 \cdot 10^{-1}$	$2,0971 \cdot 10^{-2}$	$2,1301 \cdot 10^{-2}$	$2,0851 \cdot 10^{-2}$
(0,40869 ; 0)	$2,0734 \cdot 10^{-1}$	$2,2842 \cdot 10^{-1}$	$1,9833 \cdot 10^{-1}$	$7,0989 \cdot 10^{-2}$	$7,2808 \cdot 10^{-2}$	$7,0628 \cdot 10^{-2}$
(0,03238 ; 0)	$5,5218 \cdot 10^{-1}$	$10,5687 \cdot 10^{-1}$	$4,3449 \cdot 10^{-1}$	$86,2870 \cdot 10^{-2}$	$93,5310 \cdot 10^{-2}$	$72,5571 \cdot 10^{-2}$
(0,99877;180)	$0,8501 \cdot 10^{-1}$	$0,8473 \cdot 10^{-1}$	$0,8558 \cdot 10^{-1}$	$0,6994 \cdot 10^{-2}$	$0,6917 \cdot 10^{-2}$	$0,6951 \cdot 10^{-2}$
(0,99353;180)	$0,8877 \cdot 10^{-1}$	$0,8833 \cdot 10^{-1}$	$0,8952 \cdot 10^{-1}$	$0,7138 \cdot 10^{-2}$	$0,7048 \cdot 10^{-2}$	$0,7099 \cdot 10^{-2}$
(0,97059;180)	$0,9812 \cdot 10^{-1}$	$0,9735 \cdot 10^{-1}$	$0,9922 \cdot 10^{-1}$	$0,7667 \cdot 10^{-2}$	$0,7551 \cdot 10^{-2}$	$0,7633 \cdot 10^{-2}$
(0,90588;180)	$1,1658 \cdot 10^{-1}$	$1,1522 \cdot 10^{-1}$	$1,1823 \cdot 10^{-1}$	$0,9144 \cdot 10^{-2}$	$0,8984 \cdot 10^{-2}$	$0,9111 \cdot 10^{-2}$
(0,80707;180)	$1,4087 \cdot 10^{-1}$	$1,3861 \cdot 10^{-1}$	$1,4312 \cdot 10^{-1}$	$1,1072 \cdot 10^{-2}$	$1,0839 \cdot 10^{-2}$	$1,1042 \cdot 10^{-2}$
(0,67787;180)	$1,7281 \cdot 10^{-1}$	$1,6886 \cdot 10^{-1}$	$1,7579 \cdot 10^{-1}$	$1,3993 \cdot 10^{-2}$	$1,3630 \cdot 10^{-2}$	$1,3973 \cdot 10^{-2}$
(0,40869;180)	$2,5418 \cdot 10^{-1}$	$2,3897 \cdot 10^{-1}$	$2,6130 \cdot 10^{-1}$	$2,4212 \cdot 10^{-2}$	$2,3119 \cdot 10^{-2}$	$2,442 \cdot 10^{-2}$
(0,03238;180)	$3,9783 \cdot 10^{-1}$	$1,8567 \cdot 10^{-1}$	$4,4710 \cdot 10^{-1}$	$9,5807 \cdot 10^{-2}$	$6,2547 \cdot 10^{-2}$	$16,1395 \cdot 10^{-2}$

TABLEAU IV - 2

Intensité sortant en haut de la couche pour  $\tau_A = 0,1$

(1) : mélange homogène ; (2) : couche d'aérosols au dessus de la couche RAYLEIGH ; (3) : couche RAYLEIGH au dessus de la couche d'aérosols



(μ ; φ)	λ = 0,4μ			λ = 0,9μ		
	1	2	3	1	2	3
(0,99877;0)	0,9573.10 <sup>-1</sup>	0,9323.10 <sup>-1</sup>	0,9557.10 <sup>-1</sup>	0,2686.10 <sup>-1</sup>	0,2656.10 <sup>-1</sup>	0,2673.10 <sup>-1</sup>
(0,99353;0)	0,9438.10 <sup>-1</sup>	0,9292.10 <sup>-1</sup>	0,9357.10 <sup>-1</sup>	0,2784.10 <sup>-1</sup>	0,2761.10 <sup>-1</sup>	0,2771.10 <sup>-1</sup>
(0,97059;0)	0,9420.10 <sup>-1</sup>	0,9496.10 <sup>-1</sup>	0,9211.10 <sup>-1</sup>	0,3124.10 <sup>-1</sup>	0,3115.10 <sup>-1</sup>	0,3109.10 <sup>-1</sup>
(0,90588;0)	1,0158.10 <sup>-1</sup>	1,0659.10 <sup>-1</sup>	0,9754.10 <sup>-1</sup>	0,4147.10 <sup>-1</sup>	0,4166.10 <sup>-1</sup>	0,4133.10 <sup>-1</sup>
(0,80707;0)	1,2151.10 <sup>-1</sup>	1,3354.10 <sup>-1</sup>	1,1504.10 <sup>-1</sup>	0,6202.10 <sup>-1</sup>	0,6269.10 <sup>-1</sup>	0,6193.10 <sup>-1</sup>
(0,67787;0)	1,6114.10 <sup>-1</sup>	1,8715.10 <sup>-1</sup>	1,5024.10 <sup>-1</sup>	1,0381.10 <sup>-1</sup>	1,0542.10 <sup>-1</sup>	1,0382.10 <sup>-1</sup>
(0,40869;0)	3,1580.10 <sup>-1</sup>	4,1458.10 <sup>-1</sup>	2,7407.10 <sup>-1</sup>	3,0054.10 <sup>-1</sup>	3,0703.10 <sup>-1</sup>	2,9974.10 <sup>-1</sup>
(0,03238;0)	8,1418.10 <sup>-1</sup>	12,0342.10 <sup>-1</sup>	4,5330.10 <sup>-1</sup>	10,9976.10 <sup>-1</sup>	11,2577.10 <sup>-1</sup>	8,9500.10 <sup>-1</sup>
(0,99877;180)	0,9938.10 <sup>-1</sup>	0,9531.10 <sup>-1</sup>	1,0023.10 <sup>-1</sup>	0,2600.10 <sup>-1</sup>	0,2560.10 <sup>-1</sup>	0,2589.10 <sup>-1</sup>
(0,99353;180)	1,0264.10 <sup>-1</sup>	0,9752.10 <sup>-1</sup>	1,0418.10 <sup>-1</sup>	0,2581.10 <sup>-1</sup>	0,2535.10 <sup>-1</sup>	0,2572.10 <sup>-1</sup>
(0,97059;180)	1,1144.10 <sup>-1</sup>	1,0411.10 <sup>-1</sup>	1,1437.10 <sup>-1</sup>	0,2641.10 <sup>-1</sup>	0,2580.10 <sup>-1</sup>	0,2634.10 <sup>-1</sup>
(0,90588;180)	1,3004.10 <sup>-1</sup>	1,1872.10 <sup>-1</sup>	1,3520.10 <sup>-1</sup>	0,2986.10 <sup>-1</sup>	0,2898.10 <sup>-1</sup>	0,2983.10 <sup>-1</sup>
(0,80707;180)	1,5541.10 <sup>-1</sup>	1,3844.10 <sup>-1</sup>	1,6324.10 <sup>-1</sup>	0,3511.10 <sup>-1</sup>	0,3385.10 <sup>-1</sup>	0,3516.10 <sup>-1</sup>
(0,67787;180)	1,8916.10 <sup>-1</sup>	1,6301.10 <sup>-1</sup>	2,0068.10 <sup>-1</sup>	0,4356.10 <sup>-1</sup>	0,4167.10 <sup>-1</sup>	0,4379.10 <sup>-1</sup>
(0,40869;180)	2,6429.10 <sup>-1</sup>	1,9936.10 <sup>-1</sup>	2,9587.10 <sup>-1</sup>	0,7010.10 <sup>-1</sup>	0,6568.10 <sup>-1</sup>	0,7189.10 <sup>-1</sup>
(0,03238;180)	3,1394.10 <sup>-1</sup>	1,4004.10 <sup>-1</sup>	4,6587.10 <sup>-1</sup>	0,9913.10 <sup>-1</sup>	0,8655.10 <sup>-1</sup>	1,9668.10 <sup>-1</sup>



TABLEAU IV - 3

Intensité sortant en haut de la couche pour τ<sub>A</sub> = 0,5

(1): mélange homogène ; (2): couche d'aérosols au-dessus de la couche RAYLEIGH ; (3): couche RAYLEIGH au-dessus de la couche d'aérosols

En terme de réflectivité du sol, une telle variation de l'intensité correspondrait sensiblement (cf chapitre III) à une variation  $\Delta\rho$  de 0,5 % à 1 %, soit cinq à dix fois supérieure à la précision souhaitée. On remarquera cependant que les écarts les plus forts apparaissent entre les résultats du modèle homogène et ceux du modèle à couche d'aérosols haute. Puisque, pour l'essentiel, les aérosols sont en fait situés en basse altitude, et mélangés avec une partie notable du Rayleigh, une telle erreur est probablement très surestimée.

Une étude plus poussée reste à faire, à partir de modèles réalistes déduits de sondages verticaux de la quantité d'aérosols. Mais l'erreur avec un modèle standard mélangeant uniformément la totalité des aérosols à la diffusion Rayleigh dans les deux premiers kilomètres de l'atmosphère, et conservant l'atmosphère claire au dessus, ne devrait probablement pas dépasser 0,1 à 0,2 % de réflectivité, et le problème de la répartition en altitude semble donc secondaire.

Examinons maintenant le problème de l'albédo. Pour l'absorption propre des particules sèches, il semble raisonnable d'admettre une partie imaginaire  $m^* = 0,005$  au maximum. Nous avons vu dans le chapitre I que son influence sur la fonction de phase pouvait être négligée, son effet se reportant sur l'albédo des particules.

Pour les indices et rayons effectifs rencontrés, une partie imaginaire de l'indice de 0,005 donne un albédo de diffusion primaire de l'ordre de 0,95. On a comparé, dans le cas d'un mélange homogène, à  $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ , et pour deux épaisseurs optiques d'aérosols ( $\tau_A = 0,1$  et  $\tau_A = 0,5$ ), les intensités obtenues pour un milieu conservatif ( $\omega_0 = 1$ ) et pour un milieu d'albédo 0,95 (figures IV-3 et IV-4). La différence entre les deux signaux est de l'ordre de 10 %. L'incertitude sur l'estimation de l'albédo a donc une influence sur le signal détecté. Le problème reste à préciser, mais une meilleure définition de la partie imaginaire de l'indice, suivant le type d'aérosols rencontrés, doit être possible et devrait permettre de minimiser encore cette incertitude.

#### IV-1-b- Linéarisation du signal rétrodiffusé.

Il reste donc à étudier les variations de l'intensité avec les

deux derniers paramètres optiques :

- la fonction de phase  $p_\lambda(\theta)$ ,
- l'épaisseur optique  $\tau_\lambda$ .

La faiblesse de l'approximation de diffusion primaire laisse penser que les interactions particules-molécules risquent d'être complexes et qu'il sera difficile de séparer les deux phénomènes.

On a comparé l'intensité calculée pour un mélange homogène de molécules et de particules, à l'intensité calculée pour la diffusion Rayleigh seule, puis pour les aérosols seuls (avec une réflectivité de sol nulle dans les trois cas). Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau IV-4. Ils sont présentés pour trois longueurs d'onde ( $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$  ;  $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$  ;  $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$ ) et pour deux épaisseurs optiques ( $\tau_A = 0,1$  et  $\tau_A = 0,5$ ).

Il apparaît qu'en fait, le problème se linéarise avec une excellente précision pour la luminance, tant que l'on n'utilise que des observations assez voisines de la verticale. L'erreur est au maximum de 10 % quand la direction d'observation reste située dans un cône d'angle au sommet inférieur à  $40^\circ$ .

Le problème se linéarise également avec une précision satisfaisante pour l'épaisseur optique. Les figures (IV-5) et (IV-6) représentent l'intensité sortant en haut de la couche en fonction de l'épaisseur optique, pour deux longueurs d'onde ( $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$ ) et pour deux indices (1,33 et 1,55). La linéarité est bien respectée pour  $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$  sur l'intervalle  $\{0, 0,5\}$ . Pour  $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$ , les écarts observés atteignent au maximum 12 % sur l'intervalle  $\{0, 0,5\}$ .

Les fonctions de phase pour les deux types de particules étudiés ( $m = 1,33$  et  $m = 1,55$ ) sont en fait assez représentatives des variations auxquelles on peut s'attendre (figure I-9). On voit donc (figure IV-6) que si l'on voulait établir une correction type à partir d'un modèle standard, on aurait une évaluation grossière du signal proportionnel à  $\tau$ , mais que l'on introduirait alors des erreurs pouvant atteindre 10 à 20 %.

En conclusion, pour un sol noir, l'intensité rétrodiffusée à une longueur d'onde donnée sera fonction :

- essentiellement de l'épaisseur optique,
- de la matrice de phase dont l'effet est du deuxième ordre,
- du  $\omega_0$  et de la répartition en altitude que l'on peut considérer comme des

$(\mu; \Phi)$	$\tau_A = 0,1$	$\lambda = 0,4 \mu$	$\lambda = 0,6 \mu$	$\lambda = 0,9 \mu$
(0,9987;0)	$I_{\text{mélange}}$	$0,803 \cdot 10^{-1}$	$0,197 \cdot 10^{-1}$	$0,0689 \cdot 10^{-1}$
	$I_R + I_A$	$0,792 \cdot 10^{-1}$	$0,190 \cdot 10^{-1}$	$0,0669 \cdot 10^{-1}$
(0,8077;0)	$I_{\text{mélange}}$	$0,885 \cdot 10^{-1}$	$0,256 \cdot 10^{-1}$	$0,126 \cdot 10^{-1}$
	$I_R + I_A$	$0,880 \cdot 10^{-1}$	$0,249 \cdot 10^{-1}$	$0,123 \cdot 10^{-1}$
(0,5772;0)	$I_{\text{mélange}}$	$1,390 \cdot 10^{-1}$	$0,510 \cdot 10^{-1}$	$0,320 \cdot 10^{-1}$
	$I_R + I_A$	$1,462 \cdot 10^{-1}$	$0,519 \cdot 10^{-1}$	$0,321 \cdot 10^{-1}$

$(\mu; \Phi)$	$\tau_A = 0,5$	$\lambda = 0,4 \mu$	$\lambda = 0,6 \mu$	$\lambda = 0,9 \mu$
(0,9988;0)	$I_{\text{mélange}}$	$0,957 \cdot 10^{-1}$	$0,380 \cdot 10^{-1}$	$0,268 \cdot 10^{-1}$
	$I_R + I_A$	$0,949 \cdot 10^{-1}$	$0,369 \cdot 10^{-1}$	$0,265 \cdot 10^{-1}$
(0,8077;0)	$I_{\text{mélange}}$	$1,215 \cdot 10^{-1}$	$0,700 \cdot 10^{-1}$	$0,620 \cdot 10^{-1}$
	$I_R + I_A$	$1,327 \cdot 10^{-1}$	$0,720 \cdot 10^{-1}$	$0,624 \cdot 10^{-1}$
(0,5772;0)	$I_{\text{mélange}}$	$2,051 \cdot 10^{-1}$	$1,581 \cdot 10^{-1}$	$1,539 \cdot 10^{-1}$
	$I_R + I_A$	$2,655 \cdot 10^{-1}$	$1,729 \cdot 10^{-1}$	$1,569 \cdot 10^{-1}$

Intensité sortant en haut de la couche pour différents angles d'émergence. ( indice des particules ,  $m = 1,33$  )

TABLEAU IV-4



termes du troisième ordre, sous réserve que les calculs soient faits sur un modèle standard plus réaliste, en ce qui concerne la loi  $N(z)$ , et que la partie imaginaire de l'indice soit connue avec plus de précision.

et formellement, l'intensité pourra s'écrire:

$$I(o, \mu, \phi) = \mu_o \pi F ( R_R + R_A + C_{AR} ) \quad ( IV-1 )$$

où -  $R_R$  représente la réflectivité de la couche due à la diffusion moléculaire

-  $R_A$  la réflectivité due aux aérosols, la linéarité sur  $\tau$  permettant d'écrire

$$R_A = \tau_A R_A^*$$

-  $C_{AR}$  sera un terme de couplage incluant les interactions RAYLEIGH-aérosols et les écarts à la linéarité des diffusions multiples entre aérosols. Une étude plus complète du problème, nécessitant des exploitations numériques pour des modèles d'aérosols différents, devra préciser ce terme, dépendant de la fonction de phase des aérosols, de la direction d'observation et de la longueur d'onde. On remarquera que l'influence de la longueur d'onde sur le signal donné par l'équation (IV-1) sera essentiellement reportée sur  $\tau_\lambda$ .

#### IV-1-c- Fonction de transmission de l'atmosphère

Il nous reste enfin à prendre en considération le problème d'un sol réfléchissant suivant la loi de LAMBERT. Suivant la procédure du chapitre III, nous étudierons d'abord le problème de la fonction de transmission de l'atmosphère.

Nous allons d'abord étudier si un découplage analogue à celui observé sur les fonctions de réflexion ne se retrouve pas pour les fonctions de transmission.

Pour cela, nous avons calculé, pour une source isotrope de flux  $\Pi$  à l'épaisseur optique  $\tau_1$ , l'intensité obtenue pour un mélange molécules-particules puis pour chaque composante prise séparément. Les valeurs sont reportées dans le tableau IV-6

$\tau$	I	$\mu = 0,99877$	$\mu = 0,57722$
0,4641 0,8641	I mélange	0,8391 0,8162	0,7449 0,6944
0,1000 0,5000	I aérosols	0,9942 0,9677	0,9791 0,8955
0,3641	I Rayleigh	0,8445	0,7584
0,4641 0,8641	$I_A \times I_R$	0,8396 0,8172	0,7425 0,6791

Intensité transmise à  $\lambda = 0,4\mu$

TABLEAU IV-6

On peut donc, avec une excellente précision découpler les interactions, la fonction de transmission (égale à l'intensité transmise divisée par le flux incident) étant le simple produit des fonctions de transmission des aérosols seuls et du RAYLEIGH seul. De plus, la fonction de transmission des aérosols est pratiquement linéaire et peut se mettre sous la forme

$$(IV-2) \quad T_A = (1 - \tau_A \Delta_A^T)$$

ce qui provient de la forte anisotropie de leur fonction de phase, et de leur très haute transmission dans le sens sol-satellite.

L'intensité sortant en haut de la couche peut, dans ce cas, s'écrire

$$(IV-3) \quad I^+(0, \mu, \phi) = \Phi_-(\tau_1, \mu_0) \rho (1 - \tau_A \Delta_A^T) T_R$$

où  $\Phi_-(\tau_1, \mu_0)$  est le flux total arrivant à l'épaisseur optique  $\tau_1$ ,

Etudions l'expression de ce flux. Nous avons reporté dans le tableau (IV-7) les flux au sol obtenus dans les trois cas suivants

- 1 - mélange molécules-particules
- 2 - atmosphère RAYLEIGH
- 3 - aérosols uniquement

en les décomposant en flux directement transmis et flux diffus

	Flux transmis	Flux diffus	Flux total
mélange	$\tau_1 = 0,4641$	0,629	1,124
	$\tau_1 = 0,8641$	0,279	1,032
particules	$\tau_1 = 0,1000$	1,286	1,526
	$\tau_1 = 0,5000$	0,578	1,360
molécul.	$\tau_1 = 0,3641$	0,758	1,148

TABLEAU IV-7

Ici encore, le flux total en présence des aérosols seuls peut s'écrire:

$$(IV-4) \quad \Phi_{-A}(\tau_1, \mu_0) = \mu_0 \pi F (1 - \tau_A \Delta_A^\Phi),$$

les aérosols étant presque transparent (en effet, le flux incident est ici  $\mu_0 \pi F = 1,57$ ; nous obtenons en bas de la couche un flux de 1,526 pour  $\tau_A = 0,1$  et de 1,360 pour  $\tau_A = 0,5$ , c'est à dire  $\Delta_A^\Phi$  très petit, de l'ordre de 0,27).

Quant au flux total arrivant en bas de la couche dans le cas du mélange, il peut s'écrire

$$(IV-5) \quad \Phi_{-}(\tau_1, \mu_0) = \mu_0 \pi F (1 - \tau_A \Delta_A^\Phi) \frac{\Phi_{-R}(\tau_1, \mu_0)}{\mu_0 \pi F}$$

En conclusion, l'intensité sortant en haut de la couche molécules-particules, surmontant un sol de réflectivité  $\rho$  s'écrit

$$(IV-6) \quad I^+(0, \mu, \phi) = \mu_0 \pi F (R_R(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi, \tau_R) + \tau_A R_A(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi) + \mathcal{E}_{AR}) \\ + \rho \left( \mu_0 \pi F (1 - \tau_A \Delta_A^\Phi) \frac{\Phi_{-R}(\tau_1, \mu_0)}{\mu_0 \pi F} \right) (1 - \tau_A \Delta_A^T) T_R \\ + C(\rho)$$

où  $C(\rho)$  représente un terme de couplage dû aux interactions atmosphère-sol.

Dans le cas d'une forte réflectivité du sol, le flux descendant  $\Phi_-(\tau_1, \mu_0)$  dans (IV-6) devra être complété d'un terme du second ordre, proportionnel à  $\rho$  correspondant à la lumière ayant interagi plus d'une fois avec le sol .

Compte tenu de la très haute transmission des aérosols, ce terme sera à très peu près le même que dans le cas d'une atmosphère RAYLEIGH pure et ne pose pas de problème.

Enfin, comme on l'a vu précédemment, la présence d'une composante de réflexion spéculaire se traduira par une légère augmentation du coefficient de réflexion  $\rho$  , correspondant à la réflexion des diffusions multiples, et à la prise en compte de la rediffusion du faisceau direct réfléchi. Ici encore, ce terme correctif étant petit et sa rediffusion par les aérosols presque négligeable , on pourra conserver la simple correction établie au chapitre II dans le cas d'une atmosphère RAYLEIGH pure.

Dans cette équation, tous les termes dépendant du RAYLEIGH peuvent être tabulés indépendamment. En première approximation, on peut négliger les facteurs de transmission des aérosols  $\Delta_A^T$  et  $\Delta_A^\Phi$ , de même que les termes de couplage. Nous restons malgré tout avec trois inconnues :

- le coefficient de réflectivité  $\rho$  , paramètre que l'on veut atteindre
- l'épaisseur optique d'aérosols  $\tau_A$
- et la fonction de réflexion des aérosols  $R_A$  qui dépend fortement du modèle, pour le rayon effectif et l'indice des particules.

L'introduction des aérosols complique évidemment le problème de la restitution de la réflectivité, toutefois plusieurs simplifications intéressantes ont pu être dégagées concernant

- le découplage relativement correct entre la diffusion RAYLEIGH d'une part et celle des aérosols d'autre part;
- la quasi linéarité de l'intensité rétrodiffusée en fonction de l'épaisseur optique d'aérosols;
- les effets du deuxième ordre seulement que peuvent introduire l'absorption propre des particules et leur répartition en altitude;
- et le rôle secondaire et linéaire des aérosols dans tous les termes de transmission.

En schématisant (tous les termes du second ordre étant négligés) l'intensité rétrodiffusée peut donc s'écrire sous la forme

$$(IV-7) \quad I(\lambda) = \tau_A(\lambda) R_A + R_R(\lambda) + \rho(\lambda) T_R(\lambda) \phi_R e^{-\tau_A/\mu_0}$$

où l'épaisseur optique des aérosols dépend de la longueur d'onde et du modèle,

la fonction de réflexion des aérosols dépend surtout du modèle,

$\rho(\lambda)$  est la réflectivité du sol

les fonctions de transmission et réflexion et le flux au sol du Rayleigh sont tabulables

#### IV - 2 Etude de la luminance polarisée

On peut reprendre la même analyse que pour l'intensité.

L'effet de l'albédo sur la luminance polarisée est du même ordre que sur l'intensité (10% quand l'albédo passe de 1 à 0,95). Quant à la répartition en altitude, l'erreur maximum de 10% pour une épaisseur optique de 0,5 (tableau IV-7) est sans doute très surestimée et devrait diminuer sensiblement avec un modèle plus réaliste.

Il reste donc essentiellement la matrice de phase et l'épaisseur optique. Tous les éléments de cette matrice de phase sont nécessaires. Ne prendre que les termes de polarisation du RAYLEIGH et négliger la polarisation des aérosols introduit des erreurs importantes surtout à  $\lambda = 0,9\mu$  où la contribution de la diffusion RAYLEIGH devient très faible (figure IV-8 et IV-9). L'influence de la matrice de phase est mise en évidence sur la figure IV-10 où nous avons tracé le taux de polarisation obtenu pour les deux valeurs extrêmes de l'indice (1,33 et 1,55)

Le découplage entre les molécules et les particules reste valable pour la luminance polarisée (tableau IV-7), pour des directions d'émergence proches de la verticale ( $|\theta| < 40^\circ$ ) même pour une épaisseur optique importante ( $\tau_A = 0,5$ ). Le terme de couplage à introduire afin de diminuer l'incertitude reste à préciser par des calculs ultérieurs et on obtient

$$(IV - 8) \quad I_{\text{mesuré}}^{\text{pol}} = I_{\text{aérosol}}^{\text{pol}} + I_{\text{Rayleigh}}^{\text{pol}} + I_{\text{couplage}}^{\text{pol}}$$

Si on étudie la luminance polarisée provenant d'aérosols, on voit que les caractéristiques de diffusion primaire restent nettement marquées (figures IV-11 et IV-12). L'information transportée par ce signal est assez facilement utilisable; un simple ordre de grandeur de l'épaisseur optique d'aérosols suffirait à corriger l'influence des diffusions multiples et à restituer la polarisation par diffusion primaire.

La luminance polarisée étant indépendante de la réflectivité du sol, comme on l'a vu précédemment, le signal polarisé pourra ici s'écrire sous la forme

$$I_{\text{mesuré}}^{\text{pol}} = \tau_A \cdot I_A^{(1)\text{pol}} + I_R^{\text{pol}} + C^{\text{pol}}$$

où  $I_A^{(1)\text{pol}}$  est la luminance polarisée primaire.

La luminance diffuse polarisée apparaît donc comme une caractéristique intrinsèque de l'atmosphère, dont il semble très possible d'extraire l'information de diffusion primaire des aérosols.

$(\mu; \Phi)$	$\tau_A = 0,1$	$\lambda = 0,4 \mu$	$\lambda = 0,6 \mu$	$\lambda = 0,9 \mu$
(0,9988;0)	$Q_{\text{mélange}}$	$-0,412 \cdot 10^{-1}$	$-0,110 \cdot 10^{-1}$	$-0,0368 \cdot 10^{-1}$
	$Q_R + Q_A$	$-0,424 \cdot 10^{-1}$	$-0,111 \cdot 10^{-1}$	$-0,0369 \cdot 10^{-1}$
(0,8077;0)	$Q_{\text{mélange}}$	$-0,596 \cdot 10^{-1}$	$-0,173 \cdot 10^{-1}$	$-0,0678 \cdot 10^{-1}$
	$Q_R + Q_A$	$-0,625 \cdot 10^{-1}$	$-0,180 \cdot 10^{-1}$	$-0,0690 \cdot 10^{-1}$
(0,5772;0)	$Q_{\text{mélange}}$	$-0,601 \cdot 10^{-1}$	$-0,204 \cdot 10^{-1}$	$-0,0959 \cdot 10^{-1}$
	$Q_R + Q_A$	$-0,646 \cdot 10^{-1}$	$-0,218 \cdot 10^{-1}$	$-0,0991 \cdot 10^{-1}$

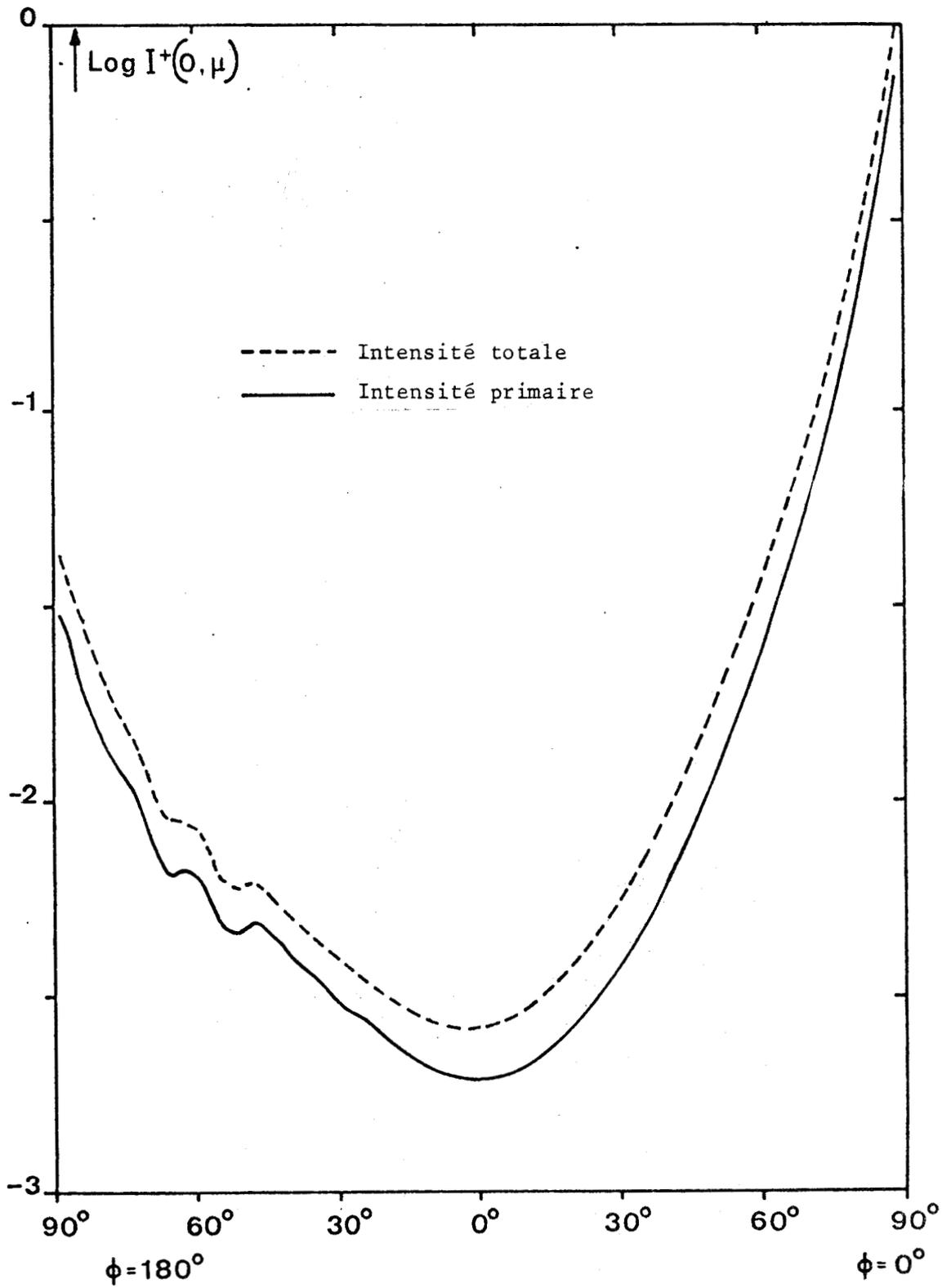
Epaisseur optique d'aérosols de 0,1

$(\mu; \Phi)$	$\tau_A = 0,5$	$\lambda = 0,4 \mu$	$\lambda = 0,6 \mu$	$\lambda = 0,9 \mu$
(0,9988;0)	$Q_{\text{mélange}}$	$-0,385 \cdot 10^{-1}$	$-0,145 \cdot 10^{-1}$	$-0,0989 \cdot 10^{-1}$
	$Q_R + Q_A$	$-0,456 \cdot 10^{-1}$	$-0,160 \cdot 10^{-1}$	$-0,1022 \cdot 10^{-1}$
(0,8077;0)	$Q_{\text{mélange}}$	$-0,555 \cdot 10^{-1}$	$-0,244 \cdot 10^{-1}$	$-0,1927 \cdot 10^{-1}$
	$Q_R + Q_A$	$-0,693 \cdot 10^{-1}$	$-0,281 \cdot 10^{-1}$	$-0,2010 \cdot 10^{-1}$
(0,5772;0)	$Q_{\text{mélange}}$	$-0,552 \cdot 10^{-1}$	$-0,296 \cdot 10^{-1}$	$-0,2657 \cdot 10^{-1}$
	$Q_R + Q_A$	$-0,748 \cdot 10^{-1}$	$-0,359 \cdot 10^{-1}$	$-0,2805 \cdot 10^{-1}$

Epaisseur optique d'aérosols de 0,5

Luminance polarisée sortant en haut de la couche pour différents angles d'émergence.

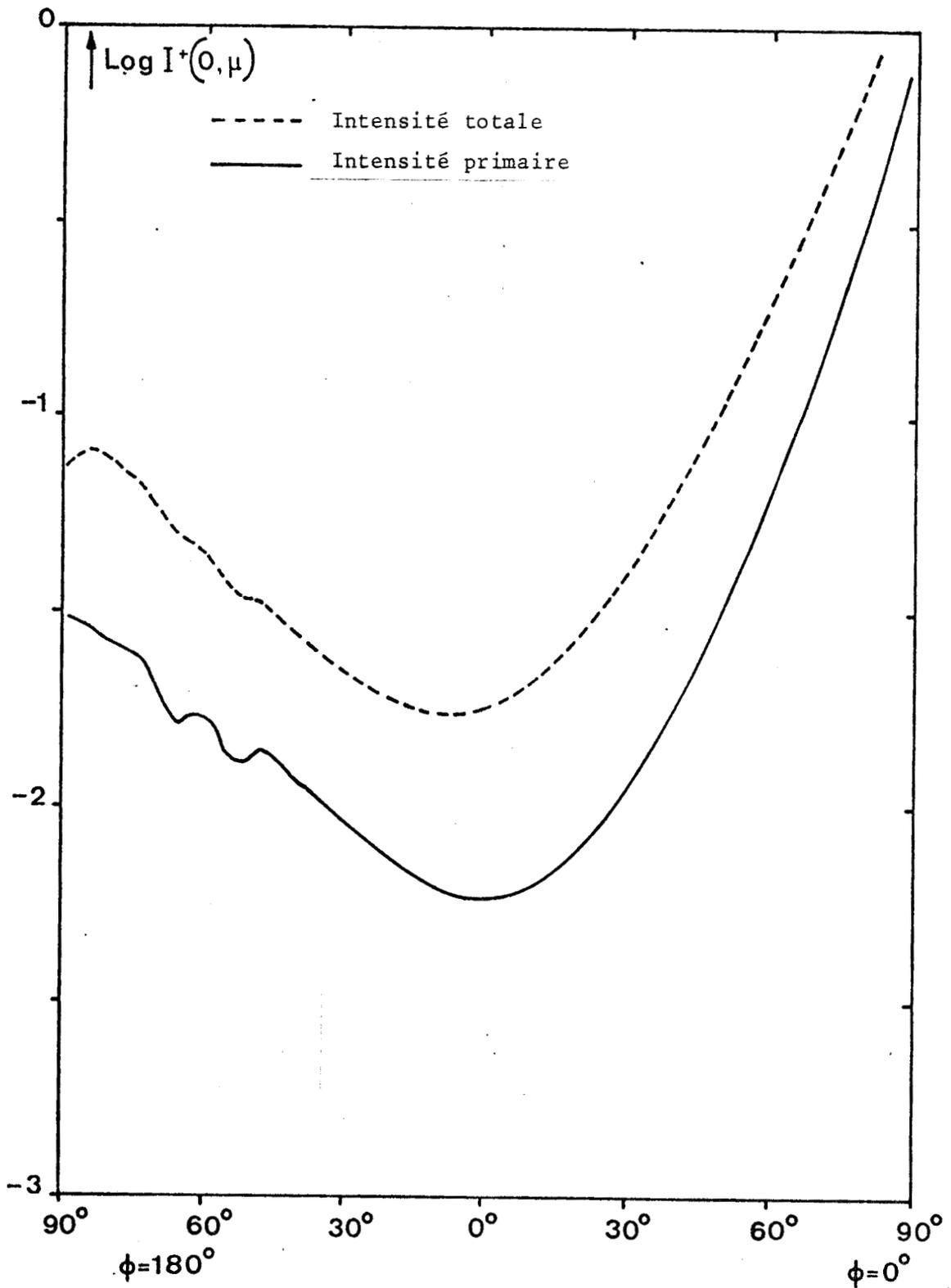




Intensité sortant en haut de la couche  
 (  $\lambda = 0,4\mu$  ;  $\tau = 0,1$  ;  $m = 1,33$  ; modèle C )

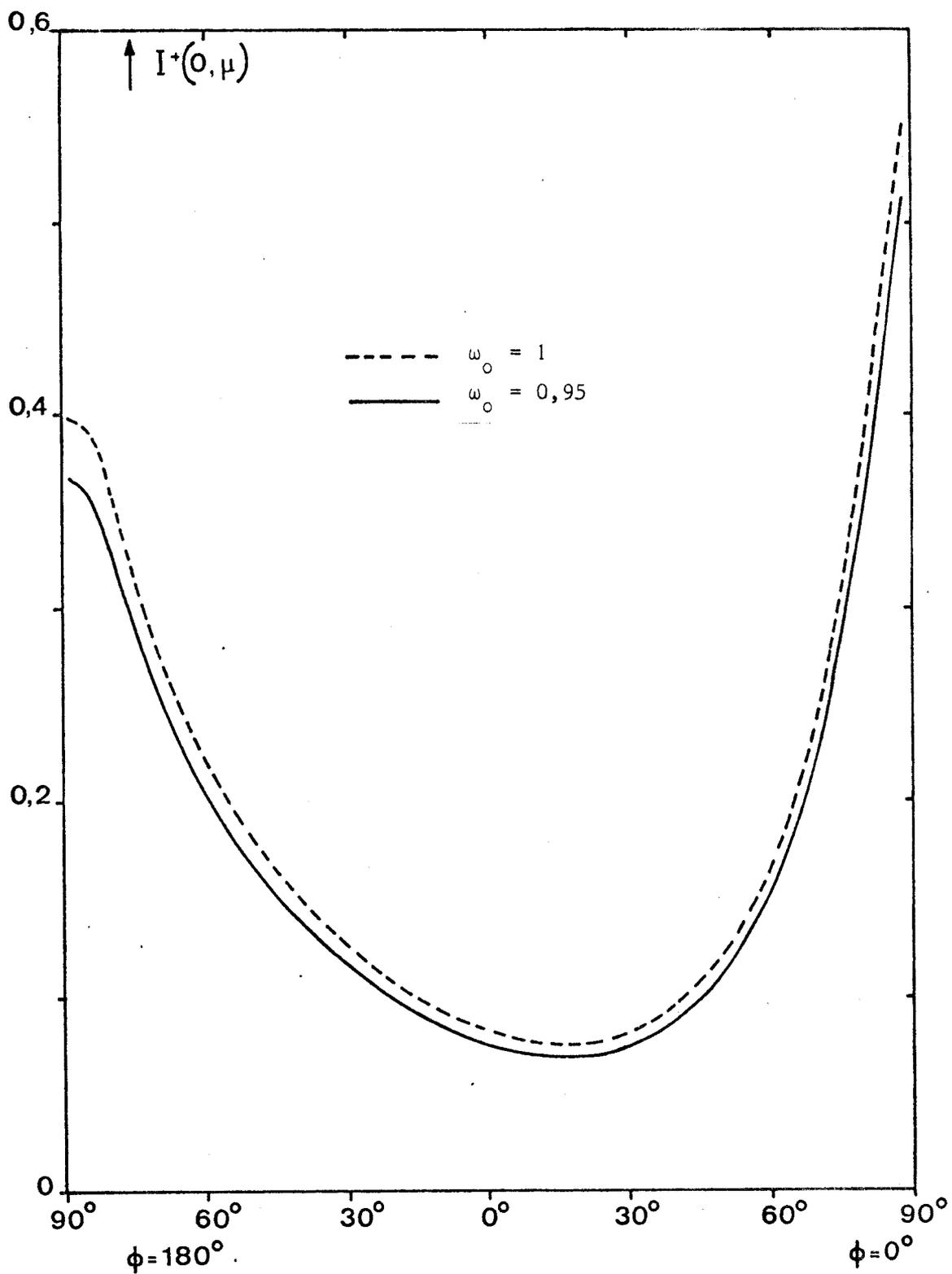


Figure IV-1



Intensité sortant en haut de la couche  
 (  $\lambda = 0,4\mu$  ;  $\tau = 0,5$  ;  $m = 1,33$  ; modèle C )

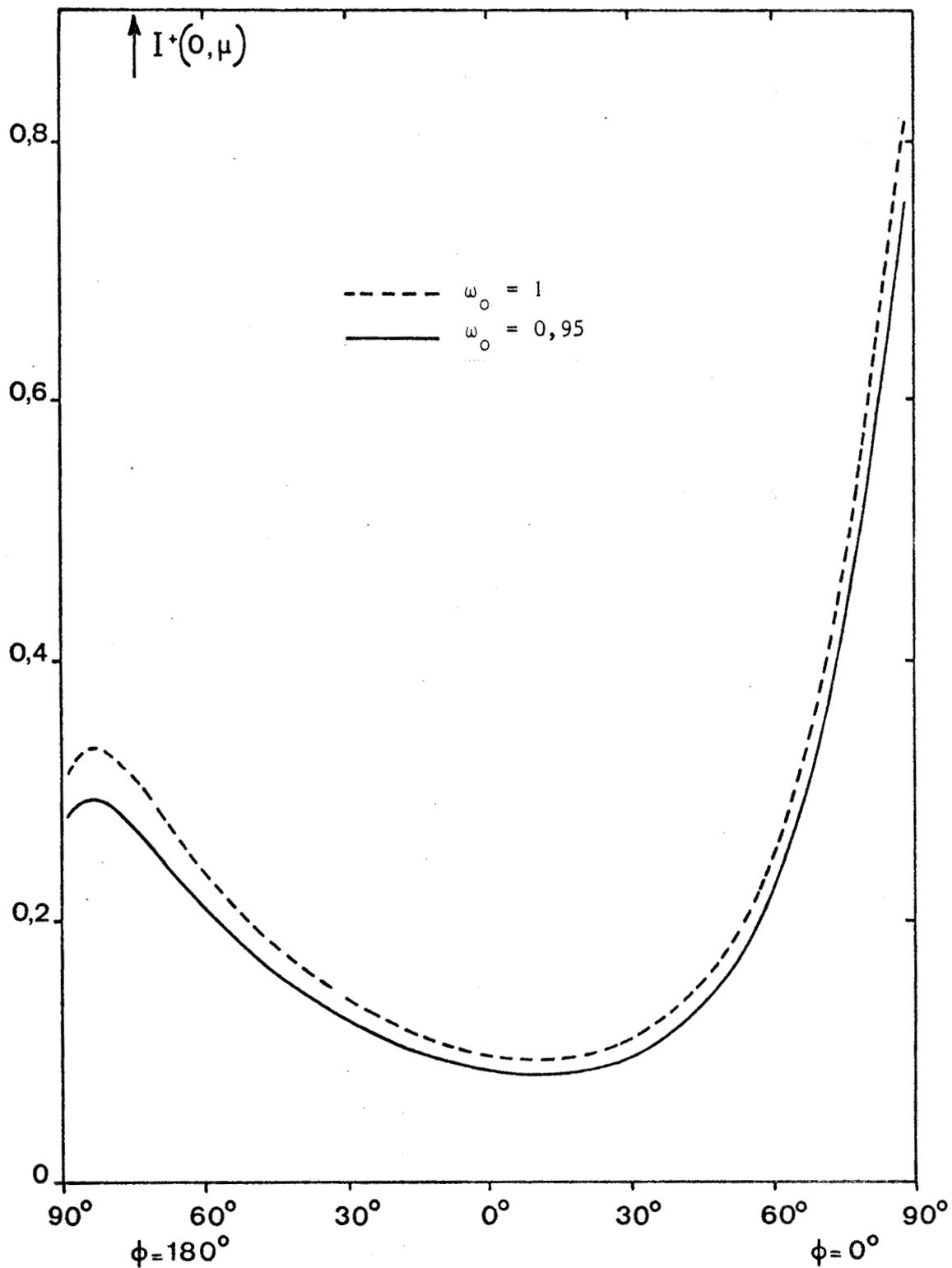
Figure IV-2



Intensité sortant en haut de la couche  
 (  $\lambda = 0,4\mu$  ;  $\tau = 0,4641$  ;  $m = 1,33$  ; modèle C )

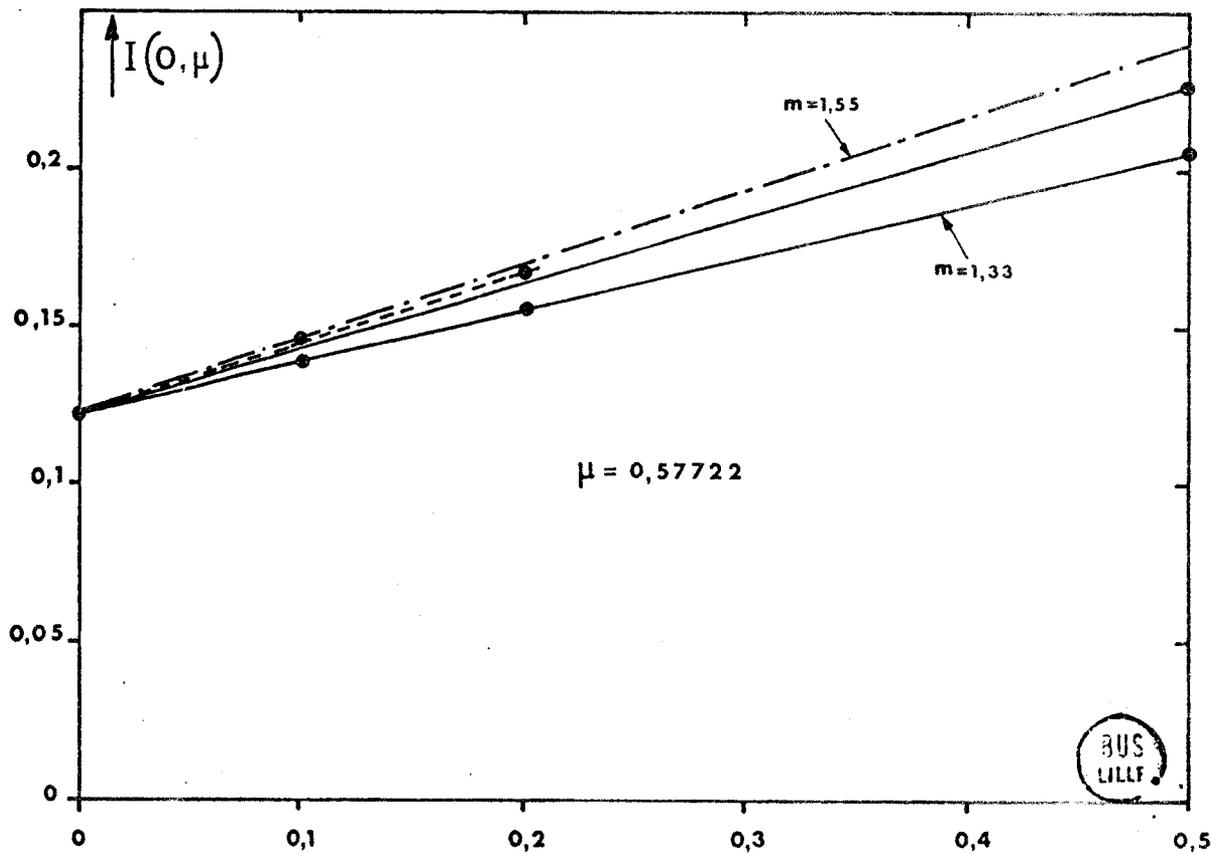
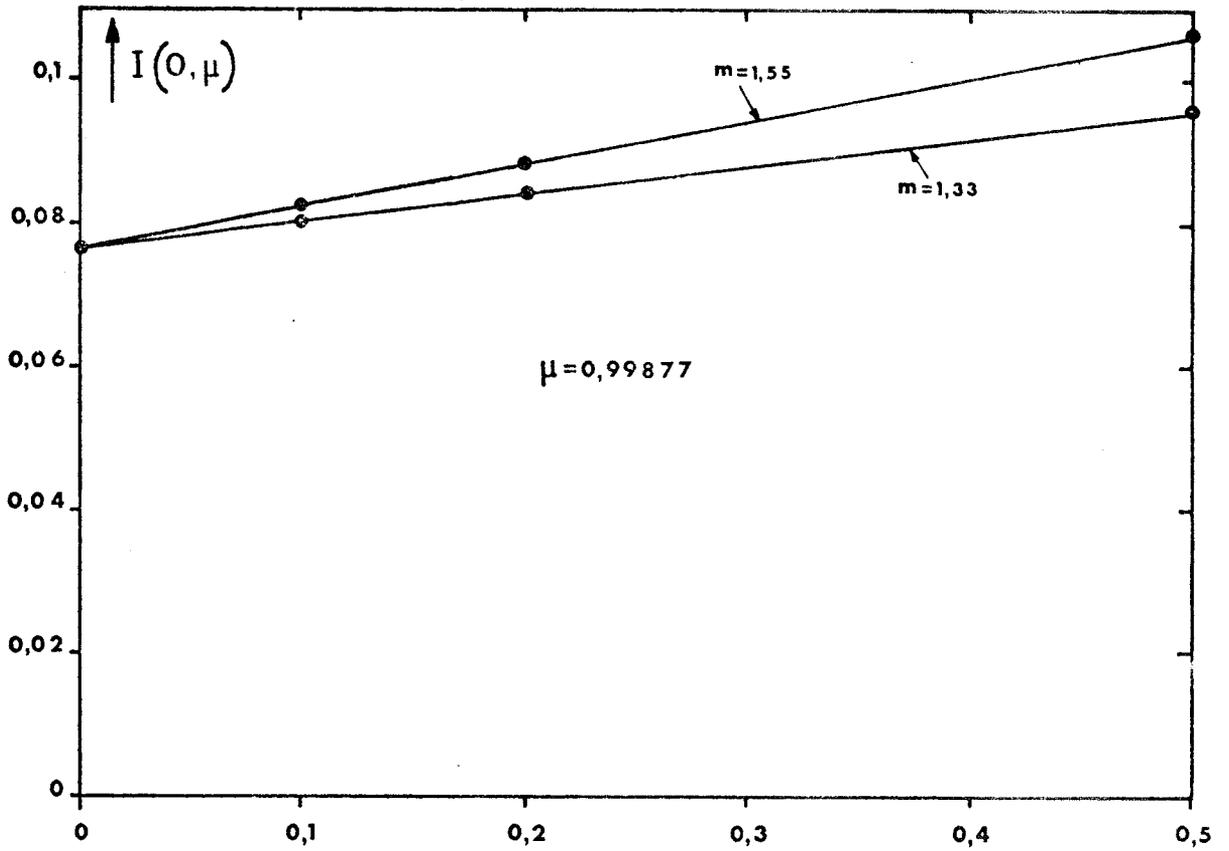
Figure IV-3





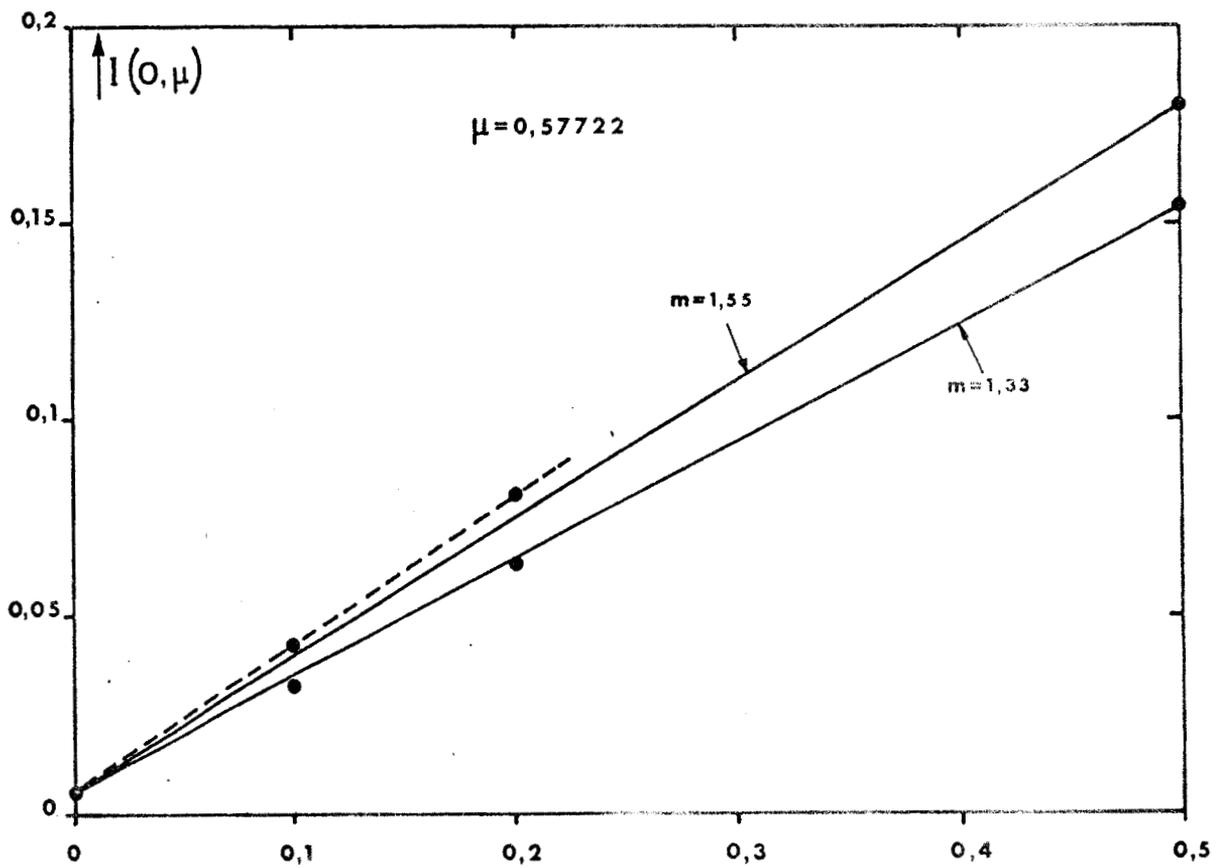
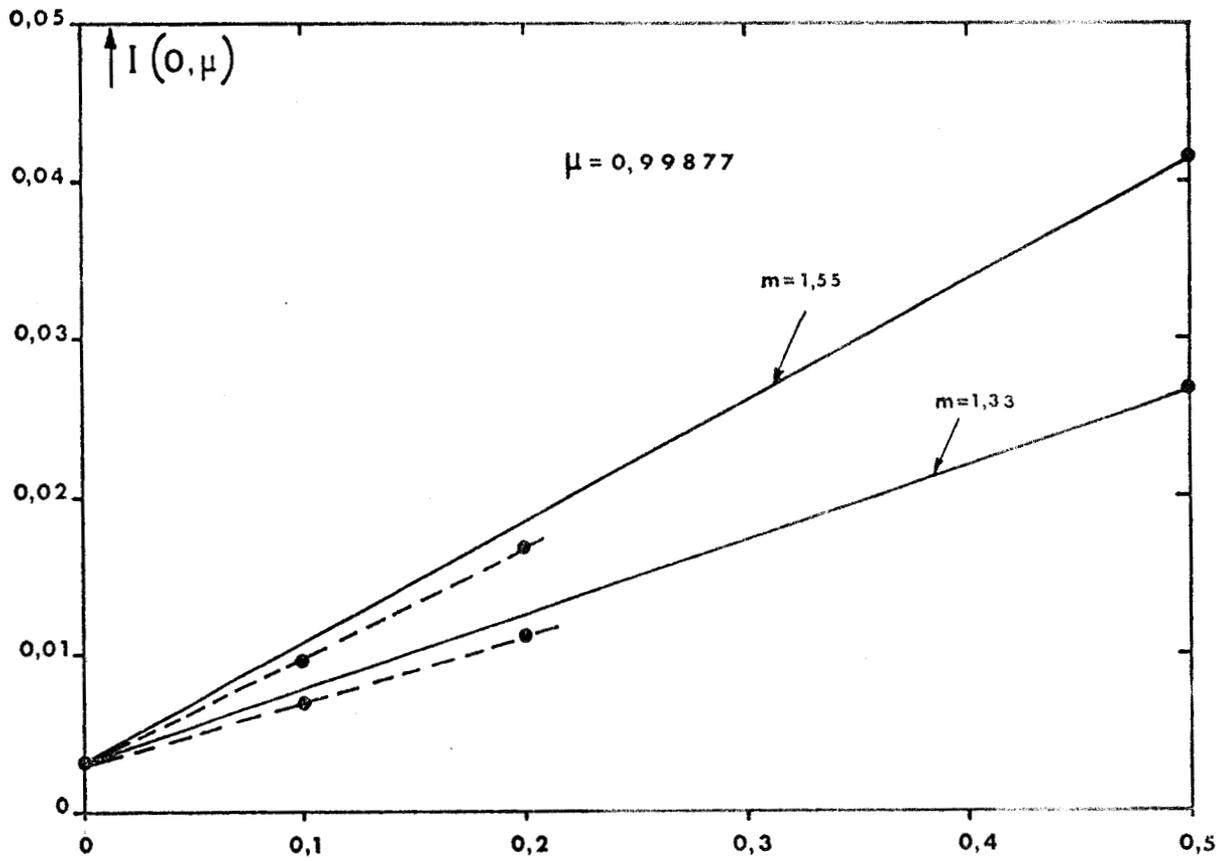
Intensité sortant en haut de la couche  
 (  $\lambda = 0,4\mu$  ;  $\tau = 0,8641$  ;  $m = 1,33$  ; modèle C )

Figure IV-4



Linéarité de l'intensité en fonction de l'épaisseur  
optique ( $\lambda = 0,4\mu$  ; modèle C)

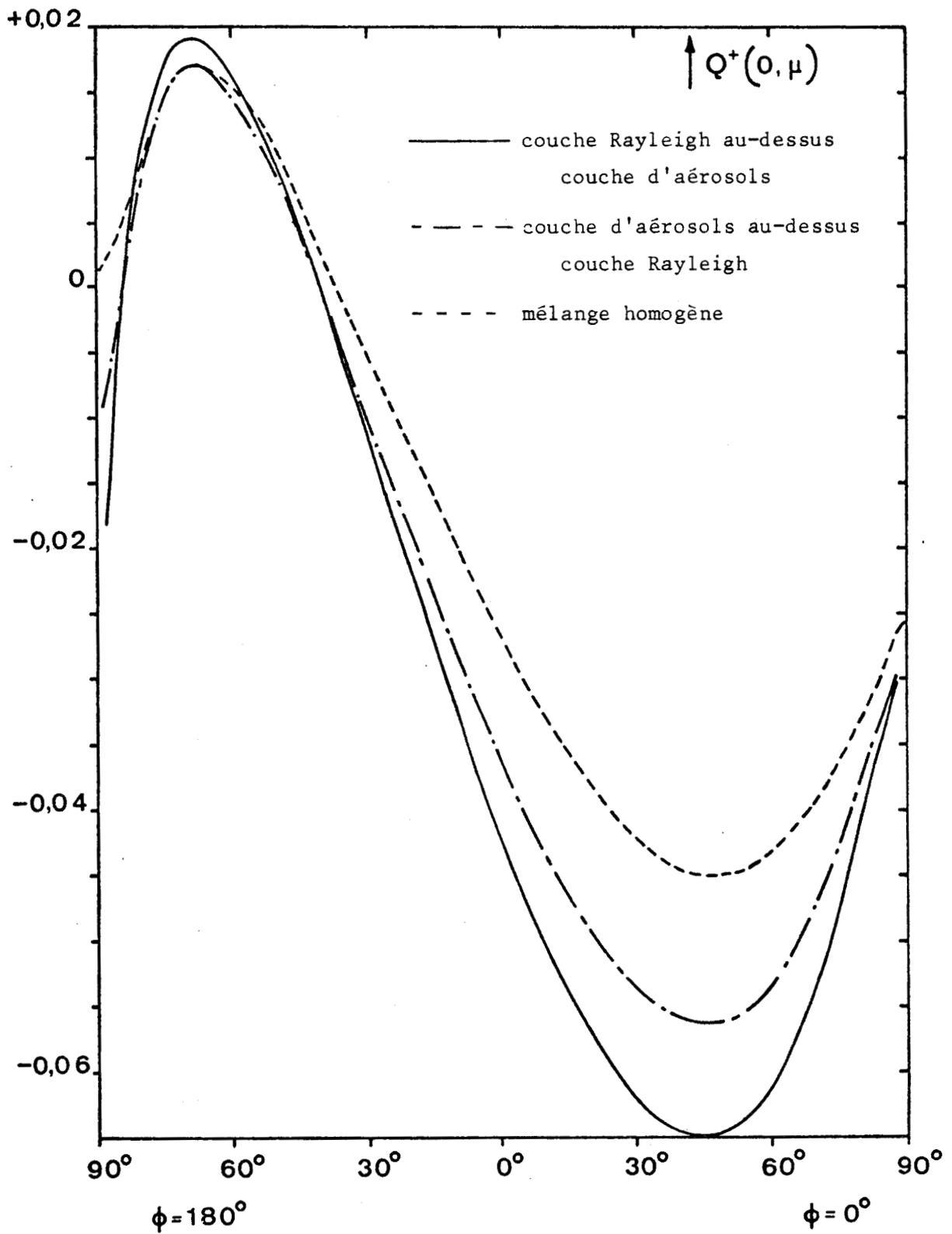
Figure IV-5



Linéarité de l'intensité en fonction de l'épaisseur  
optique ( $\lambda = 0,9\mu$  ; modèle C )



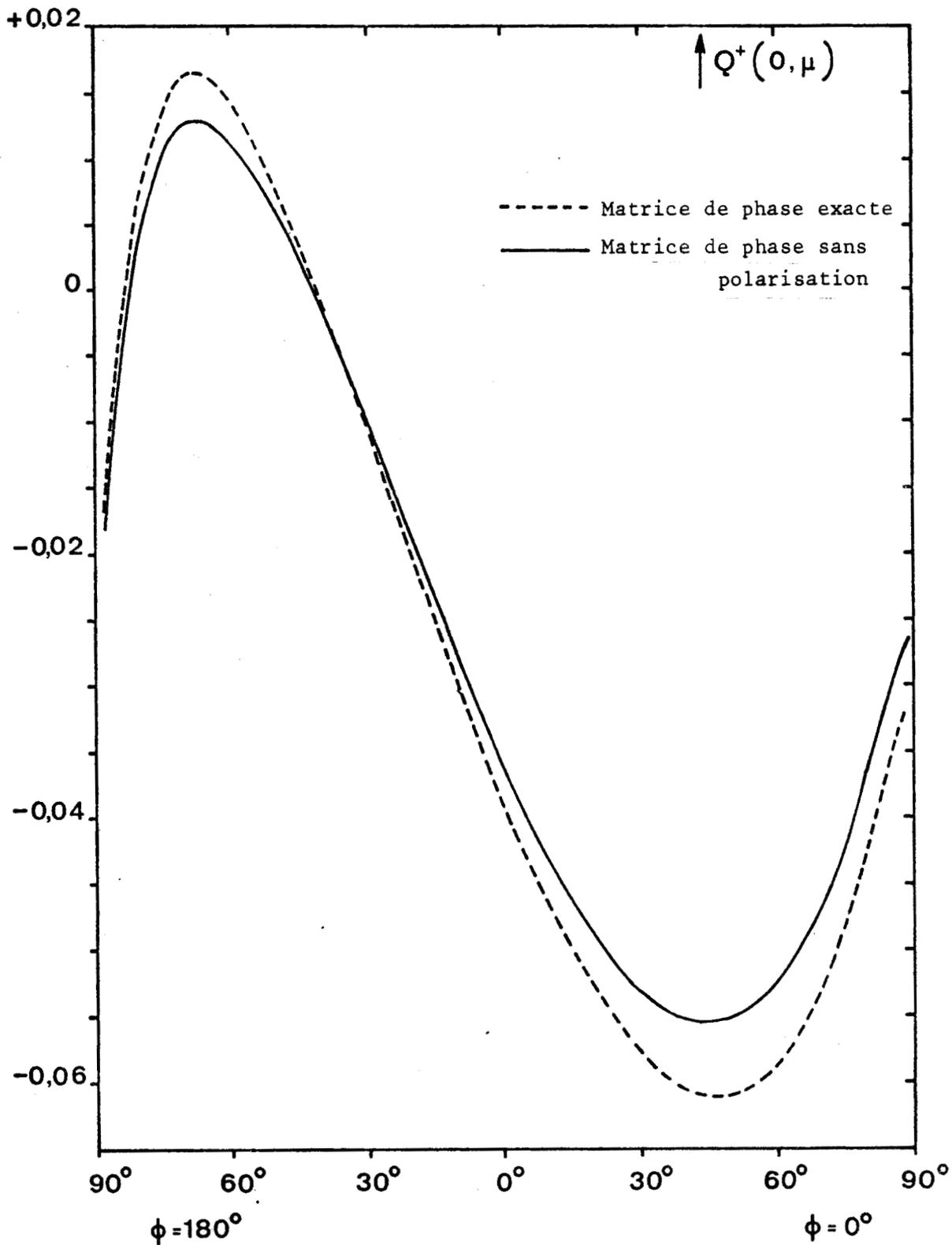
Figure IV-6



Influence de l'inhomogénéité sur la luminance polarisée  
 (  $\lambda = 0,4\mu$  ;  $\tau = 0,5$  ; modèle C )



Figure IV-7

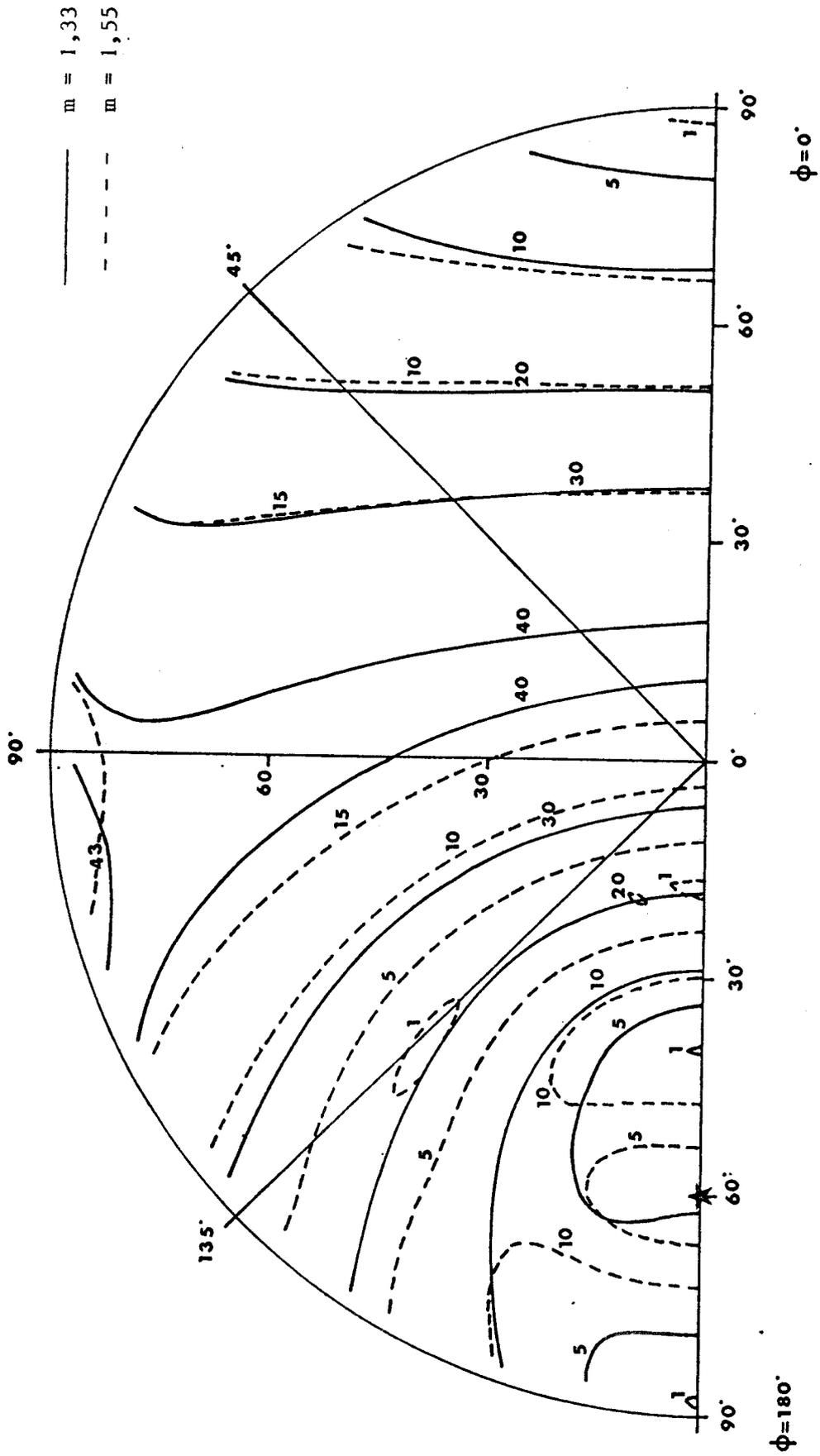


Influence de la polarisation des aérosols  
 (  $\lambda = 0,4\mu$  ;  $\tau = 0,1$  ;  $m = 1,33$  ; modèle C )



Figure IV-8

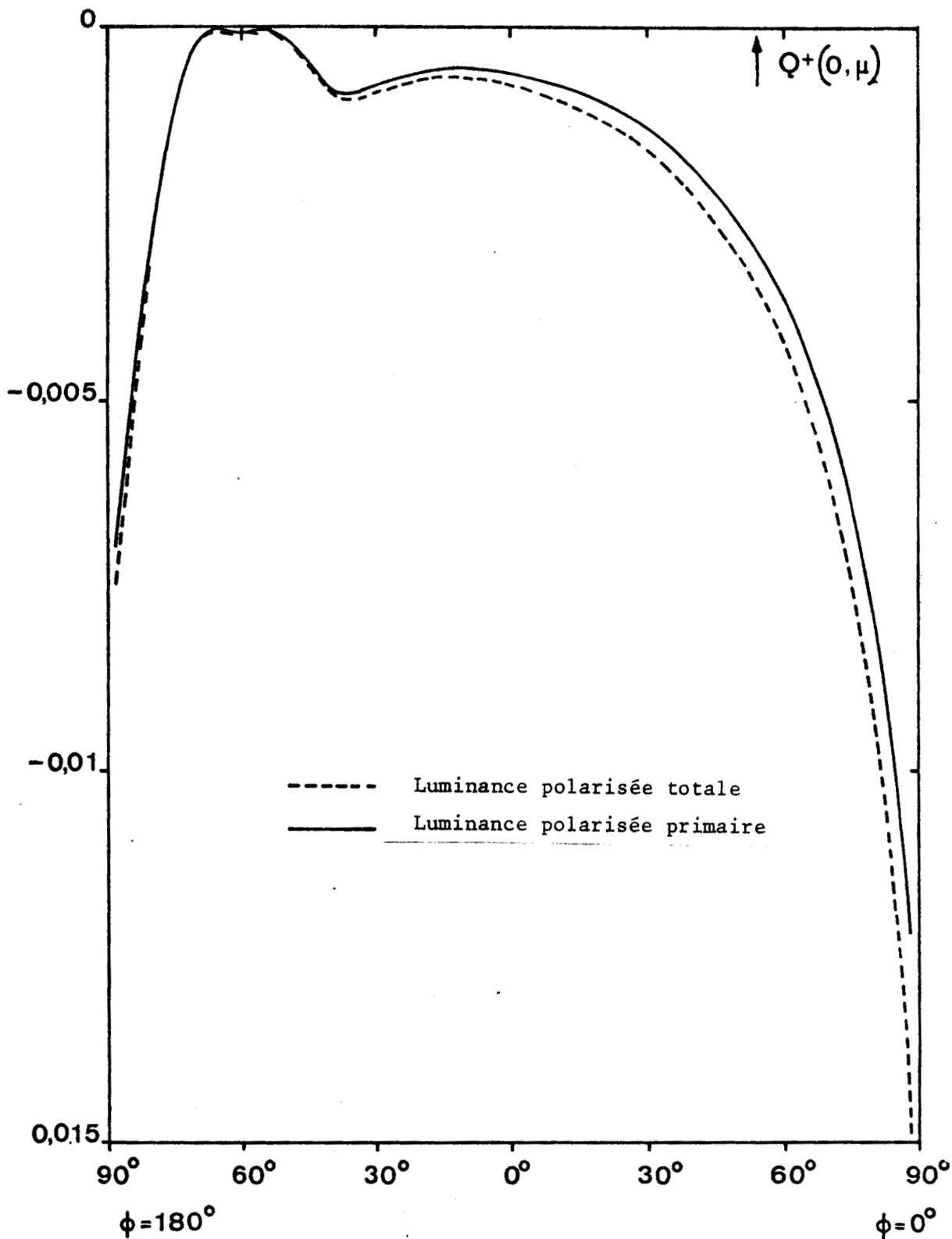




Influence de l'indice sur le taux de polarisation  
 (  $\lambda = 0,9\mu$  ;  $\tau = 0,5$  ; modèle C )

Figure IV-10

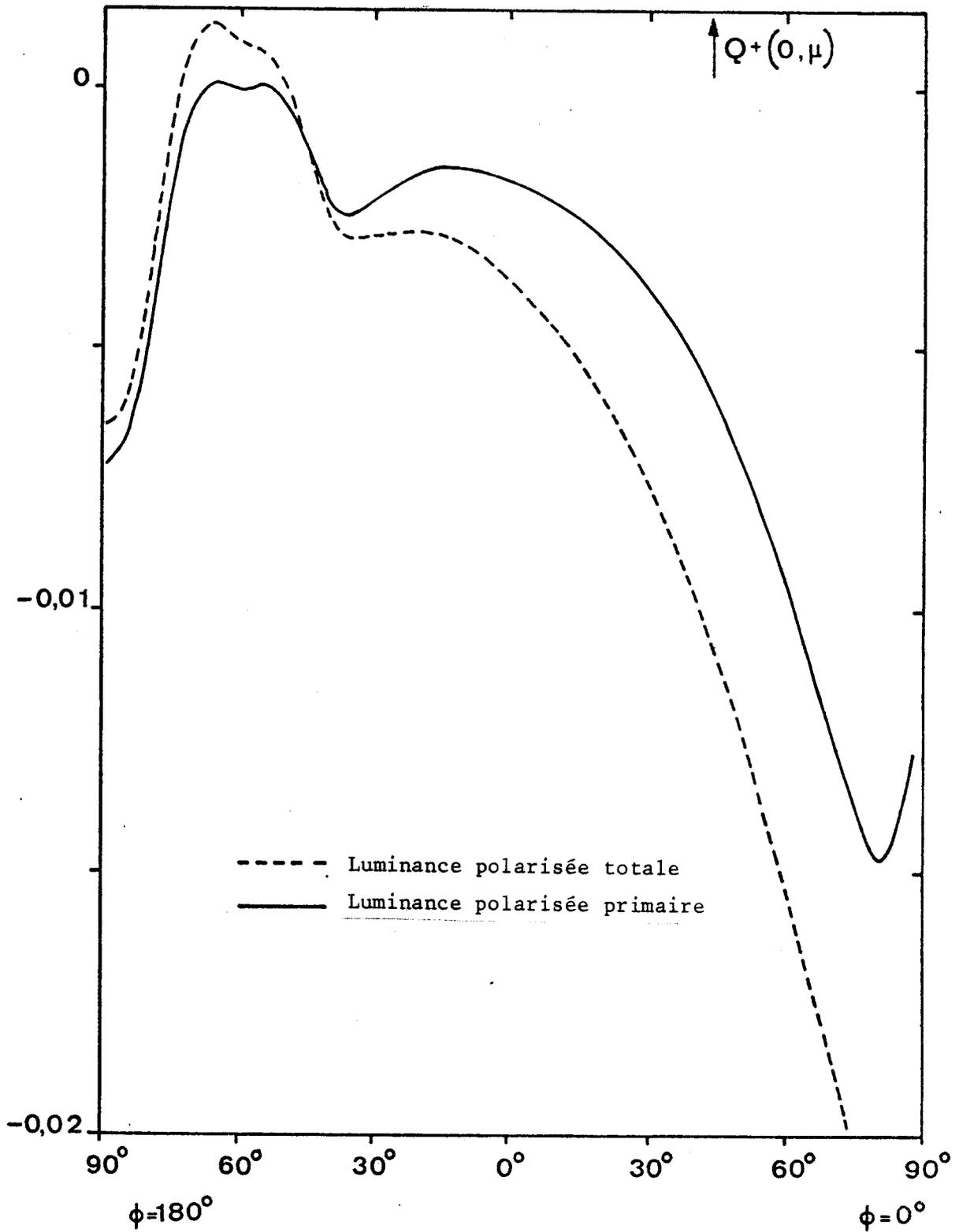




Luminance polarisée sortant en haut de la couche  
 (  $\lambda = 0,4\mu$  ;  $\tau = 0,1$  ;  $m = 1,33$  ; modèle C )



Figure IV-11



Luminance polarisée sortant en haut de la couche  
 (  $\lambda = 0,4\mu$  ;  $\tau = 0,5$  ;  $m = 1,33$  ; modèle C )



Figure IV-12

CONCLUSION

Dans le cas d'une atmosphère claire, la dégradation du signal provenant du sol ou de la mer a pu être évaluée avec précision, et une méthode de restitution de la réflectivité mise au point.

L'introduction des aérosols complique évidemment le problème. En ce qui concerne le problème de leur détection, on voit qu'il est facile d'obtenir une cartographie de leur abondance relative, si la réflectivité du site est connue. Au dessus des océans en particulier, la détection à une longueur d'onde supérieure à  $0,7\mu$  conviendrait bien, la réflectivité diffuse de la mer devenant négligeable dans le rouge et la légère incertitude résultant du traitement approché de la réflexion de surface restant très faible.

L'obtention de mesures absolues assez précises est déjà plus délicate ; une évaluation de  $R_A$ , à partir d'un modèle standard moyen, peut conduire comme on l'a vu ici à des fluctuations de 50 pour cent environ, pour un simple changement de l'indice. A moins d'une connaissance raisonnable des caractéristiques globales des aérosols rencontrés, des mesures supplémentaires seront donc nécessaires.

Une première solution consisterait à compléter les relevés par satellites de mesures ponctuelles faits à partir du sol ; la simple mesure classique de l'atténuation du faisceau solaire direct donnant l'épaisseur optique  $\tau_A$

Si l'on recherche au contraire une expérience par satellite entièrement indépendante, les données supplémentaires a priori utilisables, en mesures passives, sont le balayage angulaire (on a vu que la diffusion primaire restait assez fortement marquée dans le signal reçu) et la polarisation du rayonnement, directement dépendant du modèle. L'exploitation de cette possibilité devrait constituer, avec une évaluation précise des termes du deuxième degré, la continuation directe de ce travail.

En ce qui concerne la restitution précise de la réflectivité  $\rho(\lambda)$  d'un site, la connaissance des paramètres caractérisant les aérosols est superflue, et seule une évaluation de la fonction  $\tau_{\lambda A} R_A$  est nécessaire. Ici encore, le plus simple est de recourir à des mesures ponctuelles simultanées du sol, précisant cet effet global.

En l'absence de telles mesures, le problème ne peut être a priori résolu

que si la réflectivité cherchée dépend d'une façon connue d'un nombre fini de paramètres. En supposant alors  $\tau_{\lambda A} R_A$  raisonnablement approchée par une expression de la forme  $k \lambda^\alpha$  par exemple, des mesures multispectrales de la luminance rediffusée pourraient permettre de remonter aux paramètres de la fonction de réflectivité et aux constantes  $k$  et  $\alpha$ . Les calculs développés ici nous permettront d'évaluer la précision que l'on peut espérer d'un tel type de correction.

Pour obtenir une correction plus élaborée, et applicable à une loi de réflectivité arbitraire, une connaissance plus précise des aérosols rencontrés est indispensable, ce qui nous ramène au problème de la détection proprement dite.

**BIBLIOGRAPHIE**

- ADEN, A.L., and KERKER, M., 1951, Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres - J1. Appl. Phys., 22 - p 1242, 1246.
- ANGSTROM, A.K., 1929, On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air - Geog. Ann., 11 - p 156.
- ANGSTROM, A.K., 1930, On the atmosphere transmission of sun radiation II - Geog. Ann., 12 - p 131.
- ANGSTROM, A.K., 1961, Techniques of determining the turbidity of the atmosphere - Tellus, 13 - p 214, 223.
- ANGSTROM, A.K., 1964, The parameters of atmospheric turbidity - Tellus, 16 - p 64,75.
- ATLAS, A.L., KERKER, M. and HITSCHFELD, W., 1953, Scattering and attenuation by non-spherical spheres - J1. Atm. terrestr. Phys., 3 - p 108, 119.
- BIGOURD, C., 1975, Calcul approché des flux radiatifs en milieu diffusant, Application aux mesures de Venera 8 - Thèse de 3ème cycle - Université de Lille.
- BULLRICH, K., EIDEN, R., ESCHELBACH, G., FISCHER, K., HANEL, G., HEGER, K., SCHOLLMAYER, H., and STEINHORST, G., 1968, Research on atmospheric optical radiation transmission - Scientific Report, 7 - Mainz.
- COULSON, K.L., GRAY, E.L., and BOURICIUS, G.M., 1965, A study of the reflection and polarization characteristics of selected natural and artificial surfaces - Space Sciences Laboratory - N.A.S.A..
- COX, G., and MUNK, W., 1954, Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter - J1. Opt. Soc. Amer., n° 44 - p 838.
- DEIRMENDJAN, D., 1964, Scattering and polarization properties of water clouds and hazes in the visible and infrared - Appl. Opt., 3 - p 187, 196.
- DESSENS, H., 1946, Brume et noyaux de condensation - Ann. Geophys., 2 - p 276, 278 ; 343, 346.
- DESSENS, H., 1947, Les noyaux de condensation de l'atmosphère - La météorologie, 8 - p 321, 340.
- DESSENS, H., 1949, The use of spider's threads in the study of condensation nuclei - Roy. Meteor. Soc. Quart. J1., 75 - p 23,26.
- DEUZE, J.L., 1974, Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants, Application à la polarisation localisée de Venus - Thèse de 3ème cycle - Université de Lille.

- FENN, R.W. and SHETTLE, E.P., 1975, Models of the atmospheric aerosols and their optical properties - A.F.C.R.L. - Hanscom AFB, Massachusetts.
- FRASER, R.S., 1959, Scattering properties of atmospheric aerosols - Dept. of Meteor., University of California - Los Angeles.
- FRASER, R.S., 1975, Degree of interdependence among atmospheric optical thickness in spectral bands between 0,36-2,4  $\mu$  - J1. of Appl. Meteor. - p 1187,1196.
- GILBERT, I.V., 1954, Condensation nuclei of the Los Angeles region - Dept. of Meteor. University of California - Los Angeles.
- HANSEN, I.E., and COFFEEN, D.L., 1973, Polarization studies of planetary atmospheres - Goddard Space Flight Center - N.A.S.A..
- HERMAN, M., 1968, Contribution à l'étude du transfert radiatif dans un milieu diffusant et absorbant - Thèse d'Etat - Université de Lille.
- HOLLAND, A.C., and GAGNE, G., 1970, The scattering of polarized light by polydisperse systems of irregular particles - Appl. Opt., 9 - p 1113, 1121.
- JUNGE, C.E., 1952, Gesetzmässigkeiten in der grossenverteilung atmosphärischen aerosols über dem Kontinent - Ber. d. Deutsch. Wetterdienst - U.S. Zone 35 - p 261, 275.
- JUNGE, C.E., 1953, Die Rolle der aerosole und der gasförmigen beimengungen der luft im spurenstoff haushalt der troposphäre - Tellus, 5 - p 1, 26.
- JUNGE, C.E., 1956, Recent investigations into air chemistry - Tellus, 8 - p 127, 139.
- JUNGE, C.E., 1972, Our knowledge of the Physico-Chemistry of aerosols in the undisturbed marine environment - J1. of Geophys. Research, 77 - p 5183-5199.
- KONDRAT'YEV, K. YA, BADENOV, I.YA, IVLEV, L.S., and NIKOL'SKIY, 1969, Aerosol Structure of the troposphere and stratosphere - Atmosph. and Ocean Physics, 5 - p 480-493.
- KONDRAT'YEV, K.YA., ZUYEV, V.YE., IVLEV, L.S., 1973, Recent results from studies of atmospheric aerosols - Atmosph. and Ocean Physics, 9 - p 371,385.
- KONDRAT'YEV K.YA., et al, 1976, Aerosol in the gate area and its radiative properties - Depart of Atmospheric Science, Colorado State University - Fort Collins, Colorado.
- LENOBLE, J., 1974, Transfert radiatif - cours de D.E.A. - Université de Lille.
- LENOBLE, J., 1974, Standard procedures to compute atmospheric radiative transfer in a scattering atmosphere - édité par J. LENOBLE - Université de Lille.

- LENOBLE, J., 1970, Importance de la polarisation dans le rayonnement diffusé par une atmosphère planétaire - J1. Q.S.R.T., 10 - p 533, 556.
- MESZAROS, A., VISSY, K., 1974, Concentration, size distribution and chemical nature of atmospheric aerosol particles in remote oceanic areas - J1. Aerosol Sc., 5 - p 101, 109.
- PARTINGTON, J.R., 1953, An advanced treatise on physical chemistry - Physico - Chem. Optics, 4 - p 72.
- QUENZEL, H., 1970, Determination of size distribution of atmospheric aerosol particles from spectral solar radiation measurements - J1. of Geophys. Res., 75 - p 2915, 2921.
- REAGAN, J.A., BYRNE, D.M., HERMAN, B.M., and KING, M., 1976, Determination of the complex refractive index of aerosol particles from bistatic Lidar and solar radiometer measurements - Congrès de Williamsburg - Opt. Soc. of America.
- ROSEN, H. and NOVAKOV, T., 1976, Application of Raman scattering to the characterization of atmospheric aerosol particles - Congrès de Williamsburg - Opt. Soc. of America.
- SANTER, R., 1977, Contribution à l'étude de la polarisation du rayonnement solaire diffusé par Venus - Thèse de 3ème cycle - Université de Lille.
- TANRE, D., 1975 - Detection des aérosols, étude théorique de leur influence sur la polarisation du rayonnement solaire diffus - D.E.A. - Université de Lille.
- VIOLLIER, M., 1976, Contribution à l'étude du rayonnement rétrodiffusé par l'océan, Application à la télédétection de la chlorophylle - Thèse de 3ème cycle - Université de Lille.
- VIOLLIER, M., DESCHAMPS, P.Y., LECOMTE, P., 1977, Airborne remote sensing of chlorophyll content of tropical waters in the gulf of Guinea - Remote Sensing of Environ. (à paraître).
- VOLZ, F., 1956, Optik der Tropfen I : Optik des Dunstes - Handbuch der Geophysik - p 822, 897.
- VOLZ, F., 1972, The infrared refractive index of atmospheric aerosol substance - Appl. Optics, 11 - p 755.