

MONTENY B.A

GOSSE G.

CARDON D.

ELDIN M.

**ETUDE SPECTRALE DU RAYONNEMENT SOLAIRE**  
**en BASSE CÔTE D'IVOIRE**



Laboratoire de Bioclimatologie

---

OFFICE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE OUTRE-MER

---

---

CENTRE D'ADIPODOUMÉ - CÔTE D'IVOIRE

---

B. P. 20 - ABIDJAN



Janvier 1974

OFFICE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE OUTRE-MER

CENTRE D'ADIPODOUME

Laboratoire de Bioclimatologie

ETUDE SPECTRALE DU RAYONNEMENT SOLAIRE EN COTE D'IVOIRE

par

MONTENY, B.A.; GOSSE, G.; CARDON, D.; ELDIN, M.

Janvier 1974

# P L A N

## I - INTRODUCTION

## II - RAPPELS THEORIQUES

### 2.1. Absorption et diffusion du rayonnement solaire

#### 2.1.1. Loi de BEER

#### 2.1.2. Absorption

#### 2.1.3. Diffusion

### 2.2. Application de la loi de diffusion à notre étude

## III - SITE ET METHODOLOGIE

### 3.1. Site des mesures

### 3.2. Appareillage solarimétrique

### 3.3. Obtention des autres données météorologiques

## IV - RESULTATS ET DISCUSSIONS

### 4.1. Composition spectrale du rayonnement global

### 4.2. Facteurs d'atténuation du rayonnement solaire direct

### 4.3. Rayonnement diffus

### 4.4. Fraction visible du rayonnement global

## V - CONCLUSION

---

## I - INTRODUCTION

Le but de ce travail est de déterminer les causes de la variation de l'énergie solaire atteignant le sol, principalement l'énergie utilisée dans les processus de photosynthèse et de vaporisation de l'eau.

De l'ensemble de l'énergie radiative émise par le soleil dans la bande spectrale de 250 à 3000 nm, une fraction seulement est utilisable par les plantes capables de la fixer par les réactions biochimiques de la photosynthèse. Cette fraction, comprise entre les longueurs d'onde 400 et 700 nm, est appelée le rayonnement photosynthétiquement actif (MAC CREE - 1972) et intervient aussi dans les phénomènes d'évaporation de l'eau.

Cet article est une analyse du climat énergétique en milieu tropical humide (République de Côte d'Ivoire). Il doit permettre de mieux connaître le climat lumineux au sol ainsi que la fraction d'énergie solaire visible utilisable par les végétaux.

Le passage des rayons solaires dans l'atmosphère provoque des changements dans le spectre et dans la direction du rayonnement atteignant le sol. Ceci est dû à l'absorption et à la diffusion de la lumière par les différents constituants de l'air (molécules, aérosols, nuages etc...).

Un grand nombre de travaux relatifs à ces problèmes ont été effectués à des latitudes supérieures à 20°N, notamment par BARRETT (1971), BONHOMME (1969), GATES (1966), GAASTRA (1968), IDSO (1970), KONDRATYEV (1969), UNSWORTH & MONTEITH (1972), YOCUM et al. (1963).

Seuls quelques travaux récents concernent les zones tropicales : BONHOMME (1973), BULLRICH et al. (1968), CERF, (1972), COX et al. (1973), DAVIES (1965), LAL et RATHOR (1971), SWARTMAN et al. (1973), VONDERHAAR et al. (1973), VOLZ & SHEELAN (1971) : ils étudient les fluctuations de l'énergie solaire pour des latitudes proches de l'équateur. En Côte d'Ivoire, trois essais ont été entrepris pour connaître le climat lumineux : GEURTS (1957), LEGUESDRON & BAUDET (1969), ELDIN & MONTENY (1972) mais aucun ne concerne les facteurs d'atténuation de l'énergie solaire.

La première partie de ce travail est consacrée à l'exposé de quelques rappels théoriques permettant la compréhension des phénomènes et l'interprétation des résultats, dans la seconde, nous décrivons le site, le dispositif expérimental ; la troisième partie concerne les résultats et leurs conséquences.

## II - RAPPELS THEORIQUES

Dans le domaine 250-3000 nm, la densité de flux de rayonnement émis par la surface du soleil et reçue par une surface perpendiculaire au rayonnement, située au sommet de l'atmosphère, est presque constante en intensité et en composition. En effet, la distance terre-soleil varie peu au cours de l'année ce qui entraîne une fluctuation de  $\pm 3\%$  de cette "constante" autour de sa valeur moyenne. C'est ce flux de rayonnement qu'on appelle "constante solaire" (LIST, 1968 ; THEKAEKARA, 1973).

Nous avons retenu, comme distribution des intensités énergétiques dans le spectre solaire, celle recommandée par le Comité du rayonnement électromagnétique solaire (THEKAEKARA, 1973).

Lorsque le rayonnement solaire pénètre dans l'atmosphère, il subit une extinction due à l'absorption et à la diffusion par les constituants atmosphériques :

- une fraction du rayonnement solaire est transmise directement au sol, en conservant sa direction après absorption partielle: c'est le rayonnement solaire direct = I ;
- l'autre fraction est absorbée et diffusée dans toutes les directions.

Une partie de l'énergie diffusée est renvoyée dans l'espace (rayonnement réfléchi). L'autre partie, celle qui arrive au sol, est connue sous le terme de rayonnement diffus D, qu'on mesure par la résultante des composantes verticales

des rayonnements diffus qui se propagent vers le sol dans toutes les directions du demi-espace situé au dessus du sol.

La somme des rayonnements diffus et direct s'appelle le rayonnement global G :  $G = D + I \sin h$

h est la hauteur du soleil au dessus de l'horizon ; il est aisément obtenu à partir de la latitude du lieu, de la déclinaison et de l'angle horaire du soleil (GOSSE, 1973).

Cette présentation de la propagation de l'énergie solaire dans l'atmosphère étant trop sommaire, il convient d'analyser plus en détail les phénomènes d'absorption et de diffusion.

## 2.1. Absorption et diffusion du rayonnement solaire par l'atmosphère

### 2.1.1. Loi de BEER

La loi de BEER traduit le fait que l'extinction  $-dI_{x\lambda}$  d'un rayonnement monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$  et d'intensité radiative  $I_{x\lambda}$  au niveau  $x$  à travers un milieu de masse volumique  $\rho_x$  au niveau  $x$  et d'épaisseur infinitésimale  $dx$  est proportionnelle à la probabilité de rencontre des photons du rayonnement incident et des particules absorbantes ou diffusantes du milieu traversé par ce rayonnement.

$$-dI_{x\lambda} = + k'_{\lambda} \cdot I_{x\lambda} \cdot \rho_x \cdot dx$$

où  $k'_{\lambda}$  est un coefficient de proportionnalité qui dépend de la nature du milieu traversé mais pas de sa concentration. En intégrant pour toute l'épaisseur  $l$  du milieu traversé :

$$\frac{dI_{x\lambda}}{I_{x\lambda}} = - k'_{\lambda} \int_0^l \rho_x \cdot dx$$

$$\ln(I_{l\lambda}/I_{0\lambda}) = - k'_{\lambda} \int_0^l \rho_x \cdot dx \text{ ou } I_{l\lambda} = I_{0\lambda} e^{-k'_{\lambda} \cdot \int_0^l \rho_x \cdot dx}$$

La loi de BEER appliquée au rayonnement solaire direct  $I_{\lambda}$  traversant l'ensemble de l'atmosphère terrestre conduit à donner aux symboles la signification suivante :

$I_{l\lambda} = I_{\lambda}$  = rayonnement solaire direct monochromatique au sol;

$I_{0\lambda}$  = rayonnement solaire direct monochromatique au sommet de l'atmosphère

$k'_{\lambda}$  coefficient d'extinction monochromatique pour l'ensemble des constituants atmosphériques intervenant dans l'extinction étudiée ;

$$\int_0^l \rho_x \cdot dx = m = \text{masse atmosphérique} = P/g$$

où :  $P$  : pression atmosphérique au sol

$g$  : accélération due à la pesanteur.

$m_0 = \int_0^H \rho_x \cdot dx$  est la masse atmosphérique qui correspond à un trajet vertical  $H$  du rayonnement à travers l'atmosphère ( $h = \pi/2$ ) et à une pression au sol  $P = P_0 = 1000 \text{ mb}$ .

Pour  $P$  et  $h$  quelconque, on a

$$m = m_0 \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{1}{\sinh}$$

c'est à dire :

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \cdot e^{-k'_{\lambda}} \cdot m_0 \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{1}{\sinh}$$

On pose généralement  $m_0 = 1$  et on écrit :

$I_{\lambda} = I_{0\lambda} e^{-k_{\lambda}} \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{1}{\sinh}$ , ce qui revient à remplacer  $k'_{\lambda} \times m_0$  par  $k_{\lambda} \times 1$ , c'est à dire à remplacer  $k'_{\lambda}$  qui a les dimensions  $L^2M^{-1}$  par un nouveau coefficient d'extinction  $k_{\lambda}$  sans dimension.

$$k_{\lambda} = k'_{\lambda} \cdot \frac{P_0}{g}$$

Si  $k'_{\lambda}$  est exprimé en C.G.S ( $cm^2 \cdot g^{-1}$ ) on a :

$$k_{\lambda} = \frac{1000 \cdot 10^3}{981} k'_{\lambda} = 1019,4 \cdot k'_{\lambda}$$

Dans l'étude qui suit, nous avons négligé le terme correctif  $\frac{P}{P_0}$  (qui de l'ordre de 1,01) et nous avons utilisé la loi sous la forme simplifiée :

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} e^{-k_{\lambda}} \cdot \frac{1}{\sinh} \quad (2)$$

### 2.1.2. Absorption

Dans le cas de l'absorption, le coefficient  $k_{\lambda}$  est remplacé par  $a_{\lambda}$  qui est le coefficient d'absorption sans dimension et qui dépend :

- de la longueur d'onde considérée,
- de la constitution du milieu absorbant,
- de la température et de la pression du milieu absorbant.

Le coefficient  $a_{0\lambda}$  est défini pour les conditions normales de température et de pression ( $T_0$  et  $P_0$ ). Dans des conditions quelconques ( $T$  et  $P$ ), on aura :

$$a_{\lambda} = a_{0\lambda} \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

L'absorption du rayonnement solaire est essentiellement le fait des molécules du milieu absorbant. Les noyaux et les électrons constituant les molécules ne peuvent se trouver qu'en un nombre fini d'états énergétiques possibles ; chacun de ces états est défini par plusieurs nombres quantiques pouvant prendre une suite discrète de valeurs. Le passage d'un état à un autre se fait par

l'absorption ou la résorption d'une quantité d'énergie déterminée, appelée quantum  $\frac{h^+C}{\lambda}$  où  $h^+$  est la constante de PLANCK et  $C$  la vitesse du rayonnement.

Par suite, l'absorption se fera pour des longueurs d'onde ou des bandes bien précises avec des variations rapides et souvent importantes du coefficient d'absorption. C'est la raison pour laquelle il est très difficile d'obtenir une expression analytique de l'intégrale de la loi de BEER pour l'absorption dans une bande spectrale assez large (GATES, 1956 - YAMAMOTO, 1962).

Dans le domaine du spectre solaire, l'absorption est surtout due à l'ozone, l'oxygène, la vapeur d'eau et au gaz carbonique. Les principales bandes se situent dans le proche infra-rouge et l'ultra-violet.

### 2.1.3. Diffusion

La diffusion du rayonnement consiste en un changement de sa direction provenant de la rencontre d'une particule sur son trajet. La loi de BEER sous sa forme simplifiée (2), peut être appliquée à la diffusion :

avec  $k_\lambda$  comme coefficient de diffusion.

Suivant la taille des particules, trois cas peuvent être envisagés :

a) les particules sont de dimension très inférieures à la longueur d'onde de la radiation considérée. Il s'agit alors de la diffusion de RAYLEIGH. La quantité de lumière diffusée est proportionnelle à  $\lambda^{-4,09}$ . Ce type de diffusion est produit par les molécules gazeuses des constituants atmosphériques :  $N_2$ ,  $O_3$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$ , vapeur d'eau (Perrin de BRICHAUMBAUT, 1963).

Le coefficient d'extinction par diffusion des molécules ( $k_R$ ) est donnée par la formule de RAYLEIGH :  $k_{R\lambda} = 0,00879 \lambda^{-4,09}$  et l'équation (2), appliquée à la diffusion, s'écrit alors :

$$I_\lambda^+ = I_{0\lambda} e^{-k_R \lambda \cdot \frac{1}{\sinh}}$$

$I_\lambda^+$  est la densité de flux radiatif qui arriverait au sol si l'atmosphère ne contenait ni aérosol, ni substance absorbante pour la longueur d'onde considérée (atmosphère dite "idéale" (cf. tableau I).



**TABLEAU I** - Coefficients de diffusion d'une atmosphère "idéale" (sèche et pure) et densité de flux radiatif reçue par une surface perpendiculaire au rayonnement solaire.

Longueur d'onde (nm)	Coefficient de diffusion (KONDRATYEV 1969) $k_R$	Densité de flux radiatif au-dessus atmosphère $I_0$ en $\text{mw cm}^{-2} \text{nm}^{-1}$ (THEKAEKARA 1973)	Densité de flux radiatif après passage atmosphère idéale $I_A^+$ en $\text{mw cm}^{-2} \text{nm}^{-1}$
400	0.340	143	101,8
450	0.208	201	163,3
500	0,155	196	167,8
550	0,0915	173	157,9
600	0,0645	167	156,6
650	0,0466	151	144,1
700	0,0345	137	132,4
$\int_{400}^{700}$	0.140	584	511.9
800	0,0202	111	108,7
900	0,0121	89	87,9
1000	0,008	75	74,4
1100	0,005	59	58,7
1200	0,004	49	48,8

b) les particules sont de très grandes dimensions par rapport à la longueur d'onde. La diffusion est indépendante de la longueur d'onde : elle est dite neutre (ex. gouttelettes d'eau)

c) les particules sont d'un diamètre dont l'ordre de grandeur est compris entre  $10^{-2}$  et  $10^2$  fois celui des longueurs d'onde étudiées (400 nm à 700 nm), intermédiaire entre celui des molécules et celui des grosses gouttelettes d'eau. Tel est le cas des noyaux de condensation, poussières, microgouttelettes d'eau, formant les aérosols (JUNGE - 1963). La diffusion par ces aérosols, qui a été étudiée principalement par MIE, dépend de leur nature, de leur diamètre et de leur concentration ainsi que de la longueur d'onde. Au fur et à mesure que la taille des aérosols augmentent, la diffusion est proportionnelle à une puissance plus petite de la longueur d'onde, passant de  $\lambda^{-4,09}$  à  $\lambda^0$ .

Pour couvrir le domaine de la diffusion par tous les aérosols, ANGSTRÖM (1929) a proposé une formule empirique donnant un coefficient d'extinction moyen par les aérosols :

$$k_{M\lambda} = \beta_{\lambda} \cdot \lambda^{-1,3} \quad \text{où } \beta_{\lambda} \text{ est appelé "coefficient de trouble" monochromatique.}$$

## 2.2. Application de la loi de diffusion à notre étude.

Pour l'extinction du rayonnement solaire par diffusion, et par absorption, on peut définir un coefficient global d'extinction  $K_{\lambda}$  qui, en raison de la nature exponentielle de la loi de BEER, correspond à  $K_{\lambda} = a_{\lambda} + k_{R\lambda} + k_{M\lambda}$

Notre étude est essentiellement consacrée à l'extinction du rayonnement solaire visible (400 à 700 nm). Dans ce domaine spectral, l'absorption par les constituants atmosphériques joue un rôle négligeable. La bande de CHAPPUIS traduit une certaine absorption de l'ozone entre 440 à 650 nm, mais avec des coefficients d'absorption très faibles. On peut donc admettre que l'extinction du rayonnement solaire visible par l'atmosphère est le fait de la seule diffusion et écrire :

$$K_{\lambda} = k_{R\lambda} + k_{M\lambda}$$

l'équation (2) devient  $I_{\lambda} = I_{0\lambda} e^{-K_{\lambda} \cdot \frac{1}{\sinh}}$

On en tire un mode de calcul de  $\beta_\lambda$  :

$$\beta_\lambda = \frac{K_\lambda - 0,00879 \lambda^{-4,09}}{\lambda^{-1,3}} = \frac{\sinh \cdot \text{Ln} \left( \frac{I_{0\lambda}}{I_\lambda} \right) - 0,00879 \lambda^{-4,09}}{\lambda^{-1,3}}$$

$I_{0\lambda}$  étant une constante,  $\beta_\lambda$  est une fonction de  $I_\lambda$ , de la hauteur du soleil  $h$  et de la longueur d'onde  $\lambda$ .

Le coefficient de diffusion  $K_\lambda$  varie de façon continue et assez lentement avec la longueur d'onde à l'intérieur du spectre visible. Dans ces conditions, l'intégration de la loi de BEER pour le visible conduit à l'approximation suivante :

$$I_v \neq I_{0v} \cdot e^{-K \cdot \frac{1}{\sinh}}$$

où :  $I_v$  : densité de flux du rayonnement direct visible du sol ;

$I_{0v}$  = densité de flux du rayonnement direct visible au sommet de l'atmosphère ;

$K$  = coefficient de diffusion moyen de l'atmosphère pour le spectre visible.

Par définition :

$$K = \frac{1}{700-400} \times \int_{400}^{700} K_\lambda \cdot d\lambda = \frac{1}{300} \cdot \int_{400}^{700} (0,00879 \lambda^{-4,09} + \beta_\lambda \lambda^{-1,3})$$

$$\text{et } K = \sinh \times \text{Ln} \left( \frac{I_{0v}}{I_v} \right)$$

$$\text{d'où: } \sinh \cdot \text{Ln} \left( \frac{I_{0v}}{I_v} \right) = \frac{1}{300} \int_{400}^{700} 0,00879 \lambda^{-4,09} d\lambda + \frac{1}{300} \int_{400}^{700} \beta_\lambda \cdot \lambda^{-1,3} d\lambda$$

### III - SITE ET METHODOLOGIE.

#### 3.1. Site des mesures.

Les campagnes de mesures ont été effectuées en basse Côte d'Ivoire, dans la région d'Abidjan (latitude : 5°20' N; déclinaison : 4°13' W et altitude : 10 m) à Vridi et à Adiopodoumé (Centre ORSTOM). Les déplacements du front, dit front intertropical (FIT), séparant la masse d'air humide d'origine océanique (vents de S-SW) et la masse d'air sec d'origine continentale (vents de N-NE), conditionnent les saisons en zone tropicale. Ainsi la basse Côte d'Ivoire est caractérisée par un climat tropical humide à deux saisons des pluies (mai à juillet, octobre à novembre) (ELDIN, 1971).

Les résultats obtenus concernent certaines journées à ciel clair de la saison sèche et de la grande saison des pluies (cfr. tableau 2).

#### 3.2. Appareillage solarimétrique.

La mesure des paramètres étudiés a été réalisée de la façon suivante :

- rayonnement global G, grâce à une thermopile de MOLL ;
- rayonnement réfléchi par le sol ou le couvert  $aG$ , grâce à une thermopile de MOLL monté en position inversée ;
- rayonnement diffus D, soit à l'aide d'une thermopile munie d'une bande pare soleil type SCHUEPP, soit en faisant la différence  $G - I_{\text{dir}}$ .
- rayonnement solaire direct I, à l'aide d'un pyréliomètre, type LINKE-FEUSSNER, muni d'un filtre RG2 (bande passante supérieure à 630 nm), permettant ainsi la détermination du coefficient de trouble d'ANGSTRÖM  $k$ .

Les différentes thermopiles ont été étalonnées avant et après les campagnes de mesures par rapport au pyréliomètre.

Les mesures des intensités spectrales du rayonnement solaire ont été réalisées à l'aide d'un spectroradiomètre ISCO, étalonné avant chaque série de mesures. La mesure du spectre du rayonnement diffus a été faite en occultant la surface réceptrice à l'aide d'un disque de 0.08 m de diamètre, située à 0,50 m de la surface.

Les différentes forces électromotrices ont été enregistrées sur un potentiomètre PHILLIPS type PR 3500.

### 3.3. Obtention des autres données météorologiques.

Les caractéristiques météorologiques au sol : température et humidité de l'air, direction du vent, couverture nuageuse... proviennent de la station climatologique voisine.

Les données en altitude, permettant entre autres le calcul de la hauteur d'eau précipitable (w en cm) proviennent de radio-sondages (P.T.U.) aimablement mis à notre disposition par l'Agence pour la Sécurité de la Navigation Aérienne (ASECNA).

#### IV - RESULTATS ET DISCUSSIONS.

##### 4.1. Composition spectrale du rayonnement global au niveau du sol.

La distribution spectrale du rayonnement solaire global (G), somme des rayonnements direct (I<sub>sinh</sub>) et diffus (D) reçu sur la surface réceptrice horizontale au sol, est présentée dans la figure 1. Il est à remarquer que :

- la valeur maximale de l'intensité dans la distribution spectrale du rayonnement solaire global monochromatique se situe aux longueurs d'onde de 450 à 550 nm ;

- les très faibles valeurs des intensités énergétiques dans l'ultra-violet (inférieur à 400 nm) proviennent d'une absorption importante par l'ozone et l'oxygène de l'atmosphère ;

- les bandes d'absorption intense dues à la vapeur d'eau dans le proche infra-rouge, sont centrées à 935 nm avec les limites de 860 à 990 nm pour  $\zeta, \eta, \theta$  ; à 1130 nm avec les limites de 1030 à 1230 nm pour  $\varphi$ , et à 1396 nm avec les limites de 1240 à 1530 nm pour  $\psi$ .

Le tableau II donne les caractéristiques des différentes énergies pour une hauteur de soleil h des journées étudiées ainsi que quelques données d'ordre général concernant les propriétés des masses d'air.

##### 4.2. Facteurs d'atténuation du rayonnement solaire direct.

Les variations des intensités du rayonnement solaire direct monochromatique sont en relation avec les propriétés de transparence optique de l'atmosphère terrestre et de la hauteur du soleil en un même lieu. Les atténuations des rayons solaires dépendent de la quantité d'énergie captée et diffusée par les molécules des gaz et les aérosols ainsi que de la quantité absorbée par la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère. Pour une hauteur de soleil de 75°, la composition spectrale du rayonnement solaire direct est représentée dans la figure 2 pour les différentes journées, ainsi que la proportion de chaque rayonnement mesuré par rapport au rayonnement global (tableau II).

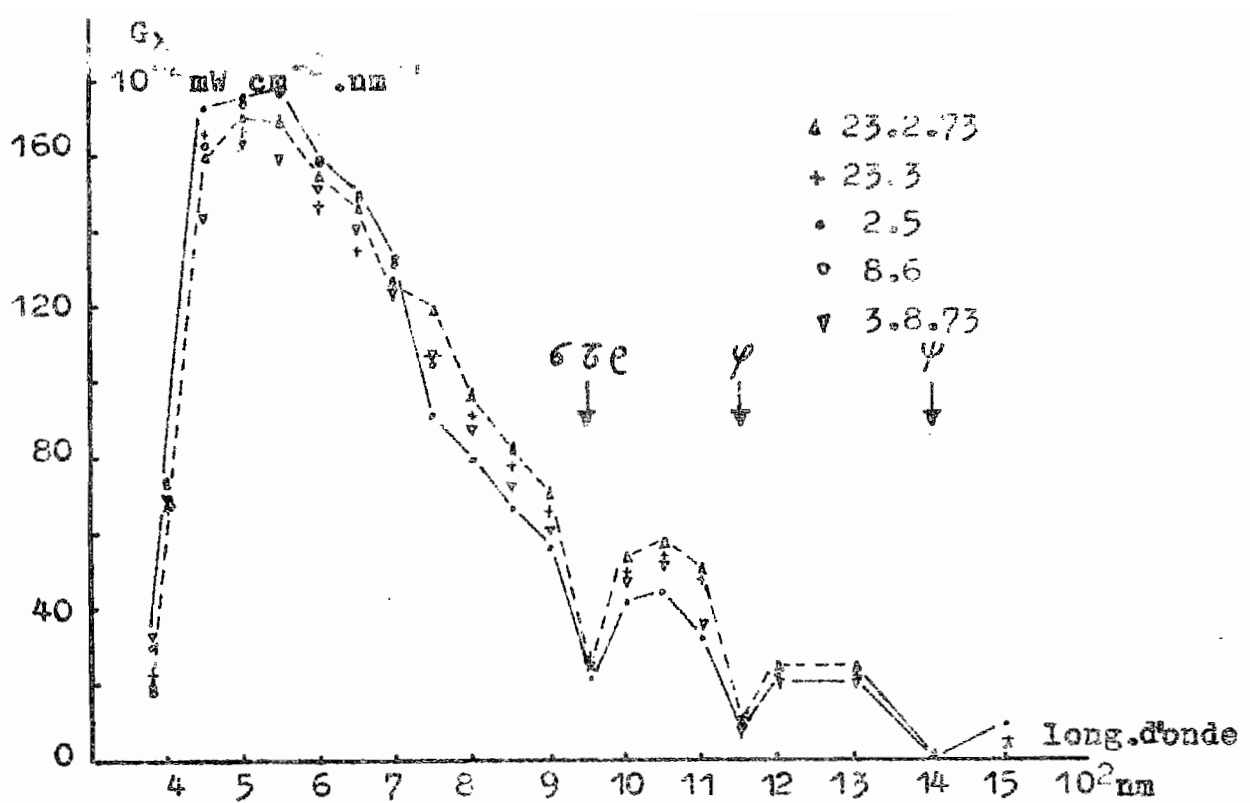


Fig. 1 : Composition spectrale du rayonnement global (G) au sol pour une même hauteur de soleil ( $75^{\circ}$ ) à différents moments de l'année.

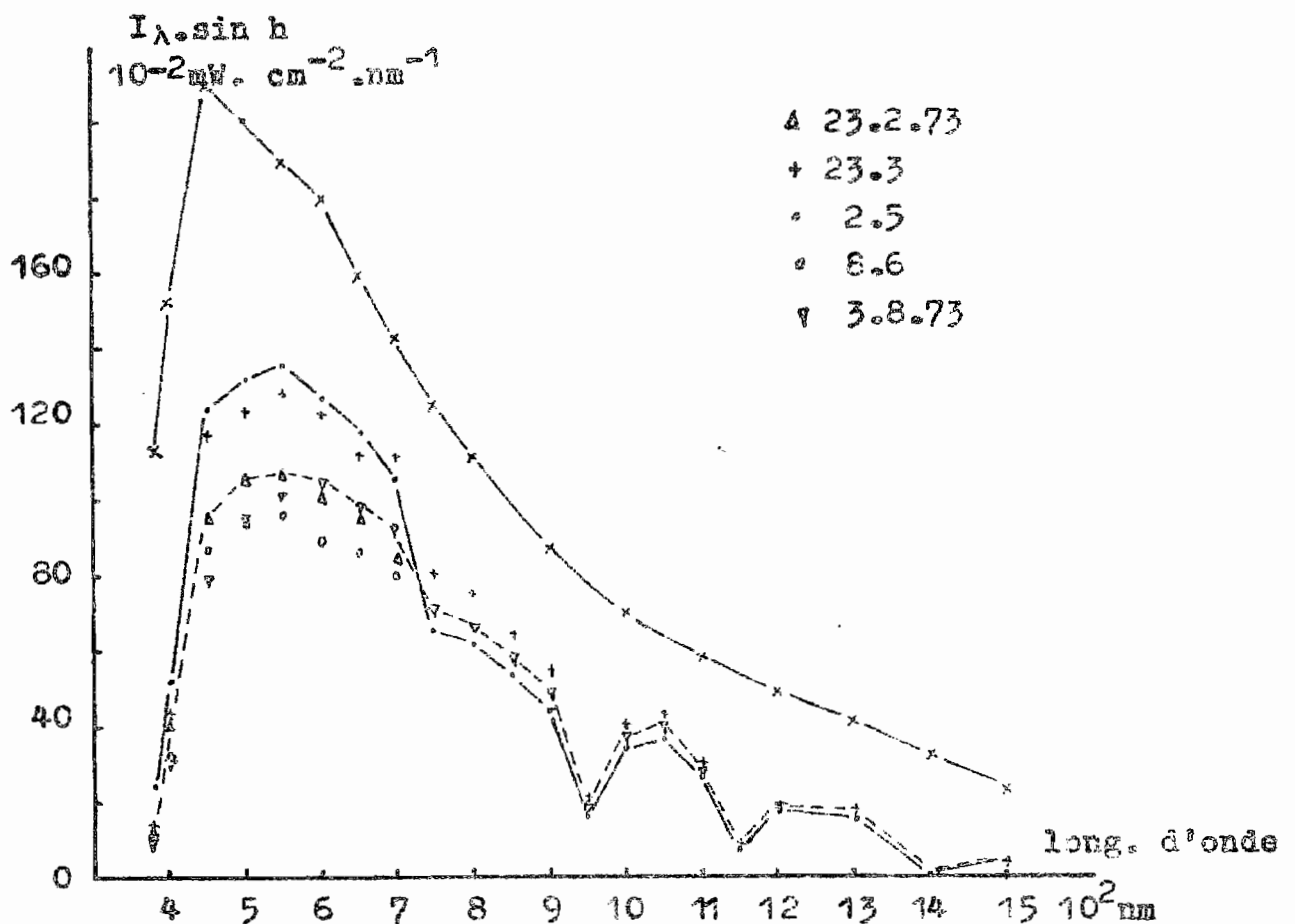


Fig. 2 : Composition spectrale du rayonnement solaire direct au sol pour une même hauteur de soleil ( $\sim 75^{\circ}$ ) à différentes époques de l'année comparée au même rayonnement solaire extraterrestre.

TABLEAU II - Caractéristiques climatiques des journées étudiées

		23.2.73	23.3	2.5	8.6	3.8.73
$G$ ( $J\ cm^{-2}$ )		1931	2448	2218	-	-
Insolat. (nb. h)		9.0	10.1	9.6	6.5	8.2
Vitesse vent km/h	a.m.	5.5	6.0	4.5	6.5	9.0
	p.m.	11.0	17.8	14.3	14.3	14.0
Direction	a.m.	N	SW	N - SW	W-SW	E
	p.m.	N	SW	SW	SW	SW
$T_M^\circ$ ( $^\circ C$ )		34.0	32.0	32.2	30.4	29.0
$T_m^\circ$ ( $^\circ C$ )		23.3	23.4	23.1	23.4	21.7
Tension vapeur moyenne (mb)		30.2	30.1	31.7	31.1	28.2
Pluie (mm)		-	35.0 (1e 20.3.73)	95.0 (1e 29.4.73)	24.6 (1e 6.6.73)	1.6 (29.7.73)
Hauteur soleil		71°	75°	75°	72°	75°
$G/I_0 \sin h$		0.73	0.62	0.69	0.78	0.64
$D/G$		0.44	0.27	0.25	0.43	0.33
$G_v/G$		0.52	0.58	0.56	0.50	0.55
$G_{IR}/G$		0.33	0.35	0.27	-	0.32



On constate une nette différence des intensités monochromatiques dans la bande spectrale du visible pour les journées de saison sèche après une pluie (23.3 - 2.5.73) et les journées de la saison des pluies (8.6 - 3.8.73) (fig. 2 et tableau II).

En saison des pluies, la réduction de l'énergie dans cette partie du spectre est attribuable à la présence d'une grande quantité d'aérosols d'origine océanique dans l'atmosphère (CROZAT et DOMMERGUES 1973 et ROSSKNECHT et al. 1973) qui agissent dans le processus de condensation de la vapeur d'eau (pouvoir de coalescence des particules marines). Ils forment une couche ayant une concentration importante de microgouttelettes d'eau dont le rayon varie en fonction du taux d'humidité, et sont optiquement plus efficaces en tant que diffuseur quelque soit la longueur d'onde (BULLRICH, 1964). De plus, cette saison coïncide avec la croissance de la végétation (BERNHARD-REVERSAT et al. 1971) qui émet certaines substances volatiles (terpenes) qui, dissociées par les photons, produisent des radicaux dont la taille est celle des noyaux d'Aitken (WENT - 1967). Le rapport du rayonnement diffus au global atteint 0,35-0,45 (tableau II). Le renouvellement des aérosols marins après les pluies est rapide sous l'action du vent dominant S, SW (de la mer) de grande échelle, à cette époque de l'année.

En saison sèche, le lessivage de l'atmosphère par les pluies d'orage augmente sa transparence aux rayons solaires directs (23.3 - 2.5.73). Les vents, à caractère plus régional, sont encore peu chargés en aérosols marins. Le rayonnement diffusé représente 0,25 du global reçu.

Par contre, si l'harmattan, vent N-NE provenant du désert saharien, apporte une fraction appréciable d'aérosols naturels dans l'atmosphère tel que des particules d'argile, Al, Fe..., la transmission du rayonnement solaire sera d'autant plus affectée que la concentration est plus élevée. La fraction d'énergie diffusée varie de 0,35 à 0,80 du rayonnement global.

Quand les vents sont d'origine continentale (N et NE), la fraction de vapeur d'eau condensable ( $w$ ) est quelque peu plus réduite, entraînant une légère augmentation de l'énergie dans le proche infra-rouge reçue au sol (23.2 et 23.3.73). Toutefois, les valeurs de l'intensité monochromatique dans le proche infra-rouge restent faibles car l'absorption par la vapeur d'eau ne fluctue que faiblement, étant donné l'importance de la quantité d'eau condensable toujours présente dans l'atmosphère : 5,5 cm au lieu de 6,5 cm, jusqu'à 10.000 m d'altitude (tableau IV).

L'application de la loi exponentielle de BEER a permis la détermination du coefficient de diffusion monochromatique de l'énergie solaire directe par les aérosols  $k_{M\lambda}$ . Dans ce but, nous avons considéré les intensités énergétiques au sol  $I^+_{\text{sinh}}$  pour une atmosphère dite "idéale" (pure et sèche) et les intensités énergétiques reçues après transmission dans l'atmosphère réelle ( $I_{\text{sinh}}$ ). La figure 3 illustre la variation des coefficients d'extinction des longueurs d'onde ( $k_{M\lambda}$ ) en fonction de  $\text{sinh}$  pour une des journées (23.3.73). Nous pouvons remarquer :

- la réduction du coefficient de diffusion avec l'augmentation de la hauteur du soleil ; ce coefficient est d'autant plus petit que la concentration totale d'aérosols dans l'atmosphère est plus faible ;
- une certaine variabilité du coefficient  $k_{M\lambda}$  au niveau des différentes longueurs d'onde pour une même hauteur de soleil ainsi que l'existence d'un pic à 600 nm dans le visible ;
- les fortes valeurs du coefficient dans le proche infra-rouge sauf pour  $h = 85^\circ$ , attribué à une variation de la direction du vent.

Ces mêmes phénomènes s'observent également pour les autres journées avec toutefois des valeurs différentes, du fait des caractéristiques atmosphériques variables selon les conditions climatiques (tableau II).

La variabilité observée du coefficient de diffusion entre 450 et 700 nm est à mettre en relation avec la variabilité des proportions des aérosols ayant différents diamètres, celui du plus grand nombre serait proche de 250-300 nm (FOITZIK, 1965).

La distribution de la taille des aérosols ne suit pas une loi à puissance continue (DANZER et BULLRICH, 1965).

Pour les longueurs d'onde de 600 nm, le coefficient de "diffusion"

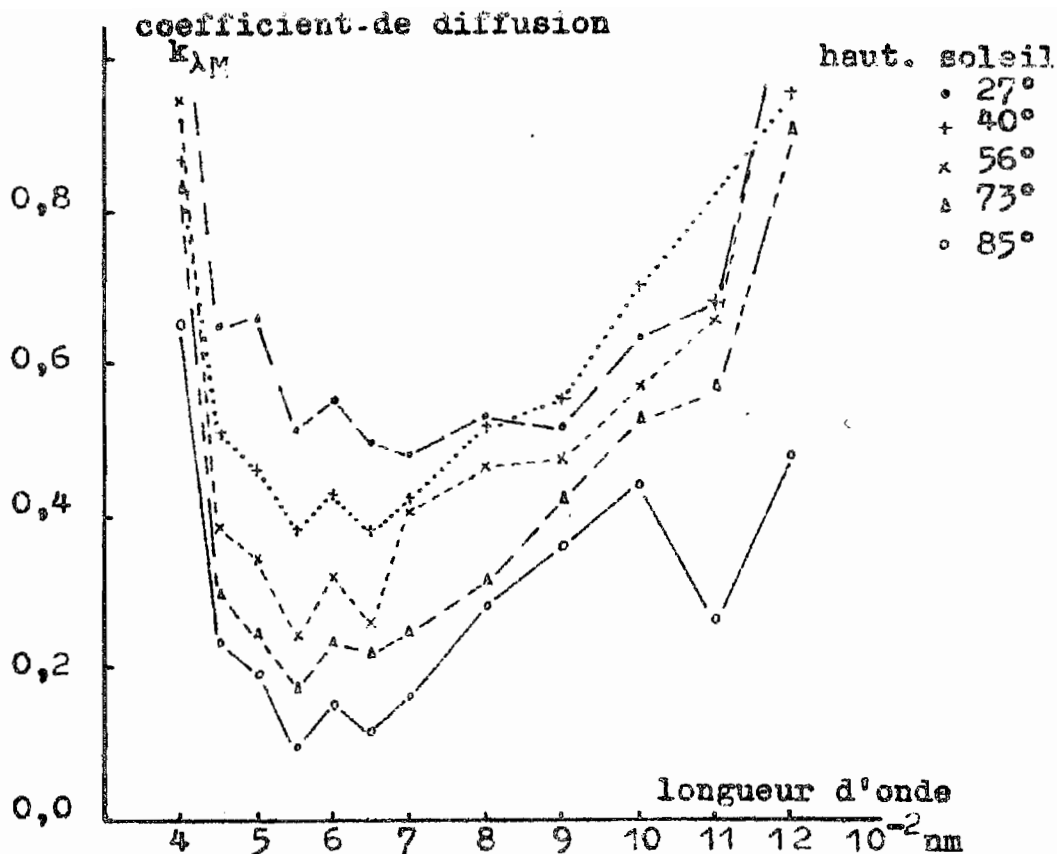


Fig. 3 : Evolution du coefficient de diffusion de Mie ( $k_{\lambda M}$ ) en fonction de la longueur d'onde.

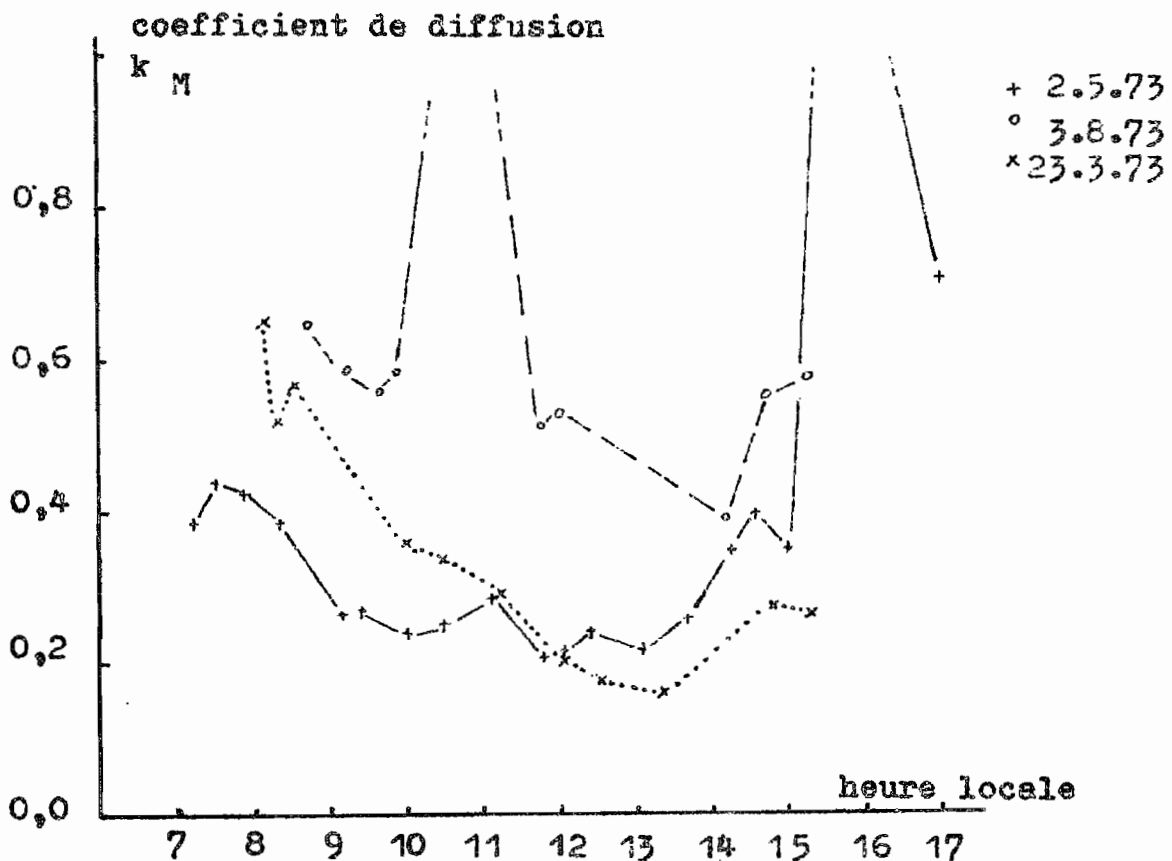


Fig. 4 : Variation journalière du coefficient de diffusion ( $k_M$ ) de l'énergie visible du rayonnement solaire direct.

est généralement plus élevé, du fait de l'absorption de l'oxygène dans la bande de Chappuis.

Une comparaison des coefficients d'extinction atmosphérique mesurés pour une hauteur de soleil de  $79^\circ$  (2.5.73) et ceux cités par KONDRATYEV (1969) est présentée dans le tableau III.

TABLEAU III - Comparaison des coefficients d'extinction atmosphérique en fonction de la longueur d'onde.

Longueur d'onde	SAVOSTUAVONA	ABBOT	2.5.73
	1942	1938	
400	0.607	0.616	0.875
450	.446	.223	.244
500	.357	.168	.159
550	.308	.128	.086
600	.274	.117	.164
650	.217	.073	.145
700	.174	.062	.173
800	.143	.052	.502
900	.144	.046	.596
1000	.106	.041	.694

Les résultats des travaux d'ABBOT et de SAVOSTYAVONA font apparaître une augmentation rapide de l'atténuation atmosphérique pour les courtes longueurs d'onde inférieures à 450 nm ; tandis que dans le proche infra-rouge, les coefficients d'atténuation restent approximativement les mêmes. Ce dernier point n'est pas confirmé par nos résultats où nous constatons plutôt un accroissement élevé des coefficients dans le proche infra-rouge, attribué à la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère qui en absorbe une fraction importante. En considérant le coefficient d'extinction  $k_M$  pour tout le spectre du rayonnement visible (fig.4) on constate une variation importante de  $k_M$  au cours de la journée qui apparaît également sur la figure 3 . En fonction des conditions de transparence atmosphérique, l'énergie visible du rayonnement direct transmise varie : le 23.3 le changement de la direction du vent au cours de la journée a entraîné une augmentation de l'énergie transmise tant dans le visible que dans le proche infra-rouge attribuée à une diminution de la concentration des particules. Le 2.5, la formation à haute altitude de cirrus ou de cirro-stratus

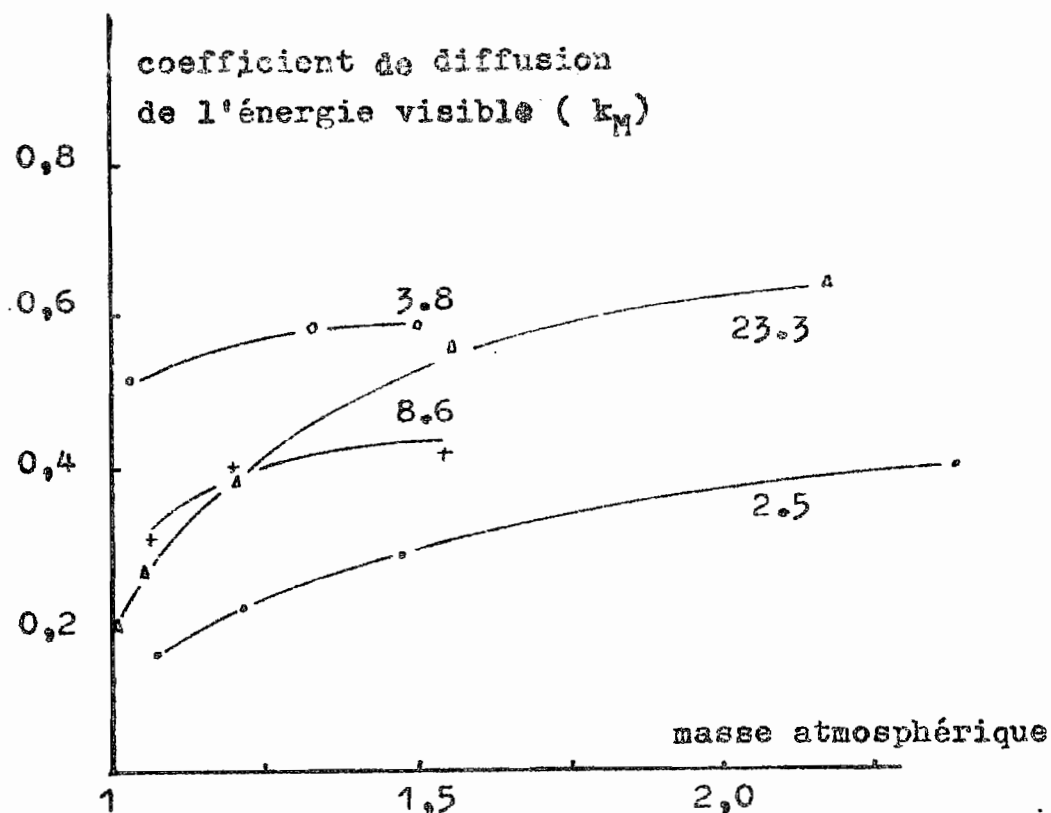


Fig. 5 : Relation entre le coefficient de diffusion de l'énergie visible et la masse atmosphérique pour les différentes journées.

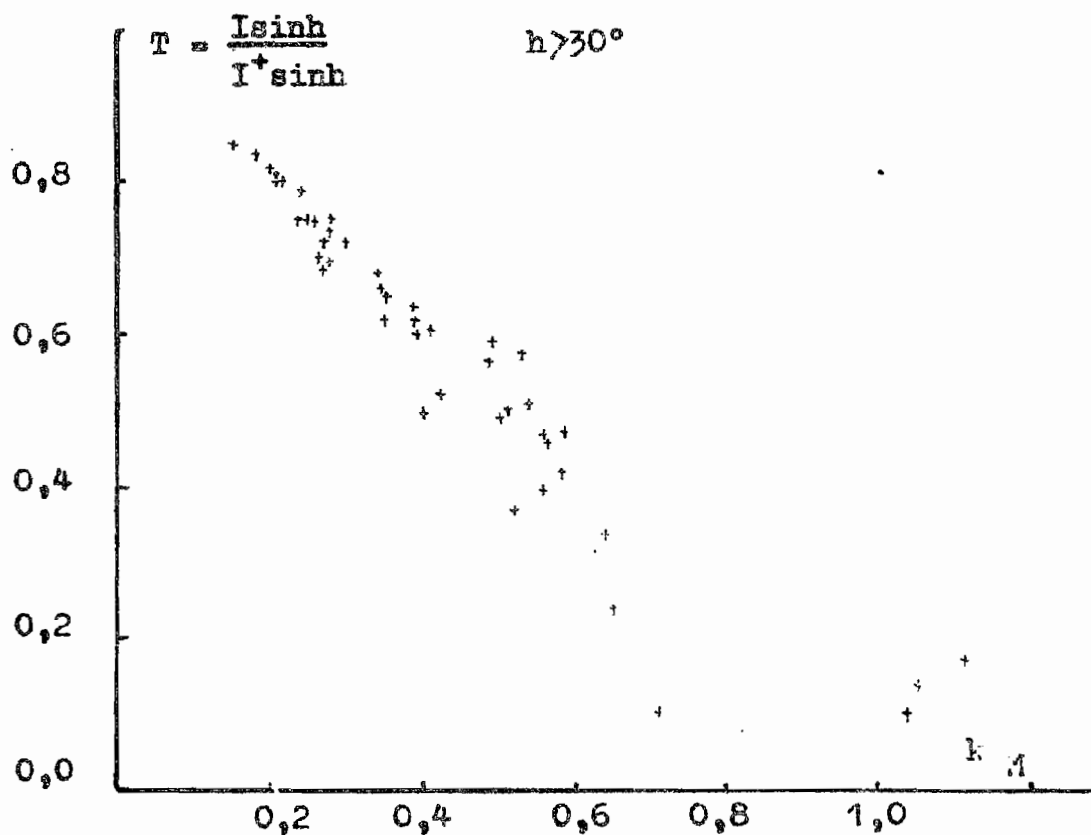


Fig. 6 : Transmission de l'énergie solaire directe en fonction du coefficient de diffusion  $k_M$  pour des hauteurs de soleil supérieures à  $30^\circ$ .

dans l'après-midi, affaiblit fortement les rayons directs ; le 3.8, des passages nuageux, principalement de cumulus convectifs, perturbent la transmission de l'énergie directe.

Les changements de fortes amplitudes de l'atténuation par les aérosols sont généralement le résultat d'une modification des caractéristiques des masses d'air comme l'ont également constaté UNSWORTH & MONTEITH (1972) REES (1968) JOSEPH et MANES 1971. ROBINSON (1966) a observé une réduction du rayonnement direct par les aérosols marins du même ordre de grandeur que celle due à la vapeur d'eau dans le proche infra-rouge. La figure 5 illustre la réduction de l'énergie visible des rayons solaires directs en fonction de la masse atmosphérique traversée ( $1.(\sinh)^{-1}$ ). Pour des hauteurs de soleil inférieures à  $40^\circ$ , le coefficient  $K_M$  varie peu ; par contre, il se réduit progressivement pour atteindre les valeurs minimales quand la masse atmosphérique prend des valeurs inférieures à 1,5.

Pour des hauteurs de soleil supérieures à  $70^\circ$ , le coefficient de trouble atmosphérique d'ANGSTRÖM ( $\beta$ ) varie dans le même sens que le coefficient d'extinction dû à la diffusion par les aérosols ( tableau IV).

La figure 6 représente la transmissivité de l'atmosphère pour l'énergie visible des rayons solaires directs ( $T = I_V \sinh / I_V^+ \sinh$ ) en fonction du coefficient de diffusion des aérosols présents pour les hauteurs du soleil supérieures à  $30^\circ$ . Le rayonnement visible atteignant le sol se réduit rapidement pour des faibles augmentations du coefficient. Les valeurs de  $K_M$  supérieures à 0,4 correspondent à la journée du 2.5 où la présence de cirrus en altitude a été observée.

### Rayonnement diffus

Une partie du flux d'énergie diffusée par les molécules de gaz et par les aérosols de l'atmosphère se retrouve dans le rayonnement diffus dont la distribution spectrale dans le visible est quelque peu différente de celle du rayonnement solaire direct. La figure 7 montre, pour différentes journées, la composition spectrale du rayonnement diffus pour une même hauteur du soleil ( $75^\circ$ ) (tableau II).

Pour un ciel dégagé, contenant peu d'aérosols

l'intensité maximale se situe vers 450 nm ; si l'atmosphère contient davantage d'aérosols le maximum est décalé vers 550 nm. Par contre, la composition spectrale du rayonnement solaire global des différentes journées reste quasi identique (fig. 1), ce qui n'est pas le cas pour les rayonnements qui le composent.

Parmi les facteurs caractéristiques de l'atmosphère terrestre, il nous faut considérer la couverture nuageuse, qui, dans le bilan énergétique, joue un très grand rôle. L'interception partielle ou totale du rayonnement solaire direct par les nuages de différents types et situés à différentes altitudes, influe sur la quantité et la qualité de l'énergie diffusée vers le sol.

L'intensité du rayonnement diffus est beaucoup plus élevée si une couche de nuages uniforme intercepte le rayonnement direct (19.2 et 1.5.73).

Afin de donner un aperçu de ce phénomène, nous avons présenté dans le tableau IV certains résultats caractéristiques du type de ciel.

TABLEAU IV

type de ciel		h	$\frac{G_{-2}}{W_m}$	$\frac{D_{-2}}{W_m}$	$\frac{D_v}{G_v}$	$\frac{R_r}{G}$	$\beta$	( $\omega$ )
ciel dégagé	2.5.73	70°	889	225	.26	.20	0.085	5.5
	3.8.73	74°5	888	275	.38	.20	0.210	5.9
passage cumulus								
	8.6.73	71°	1033	305	.32	.20	0.150	6.4
cirrus	2.5.73	41°	369	237	.67	.	-	5.5
Couvert nuageux uniforme								
1) Cirrostratus								
	19.2.73	70°6	567	427	.73	.19	-	6.4
2) Altocumulus								
	1.5.73	59°	-	476	(268)	.26	-	5.5

- Dans tous les cas, on a de très faibles valeurs d'intensité énergétique pour les longueurs d'onde supérieures à 800 nm.

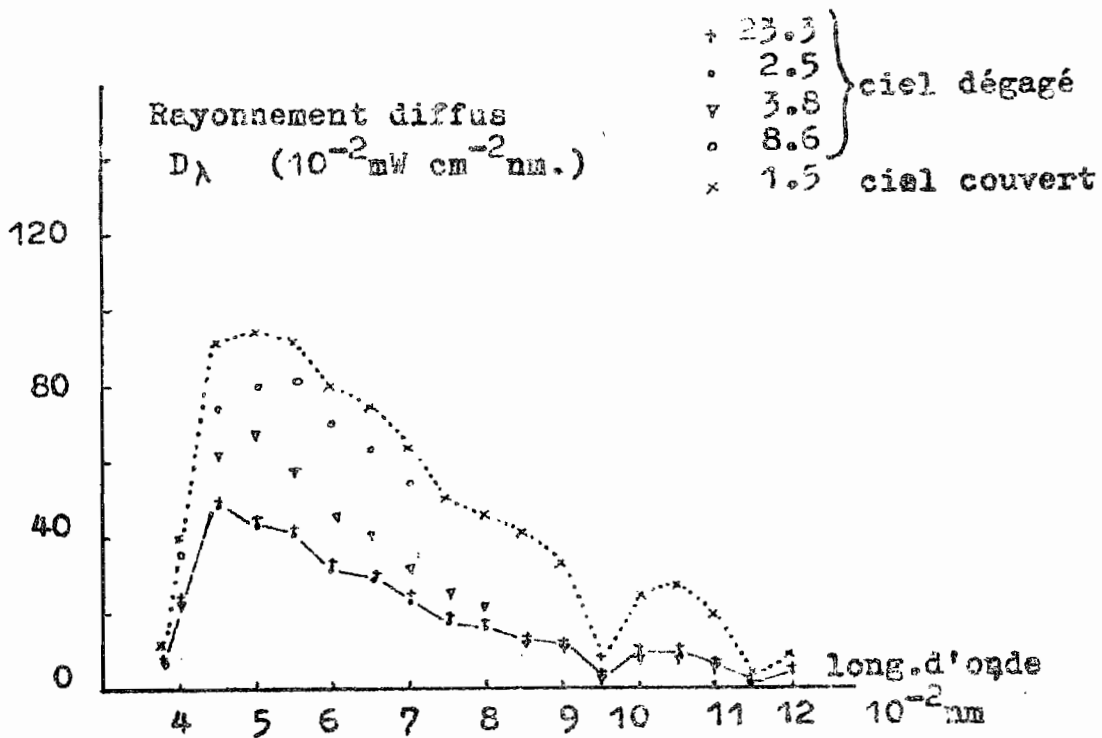


Fig. 7 : Composition spectrale du rayonnement diffus pour une hauteur de soleil ( $75^\circ$ ).

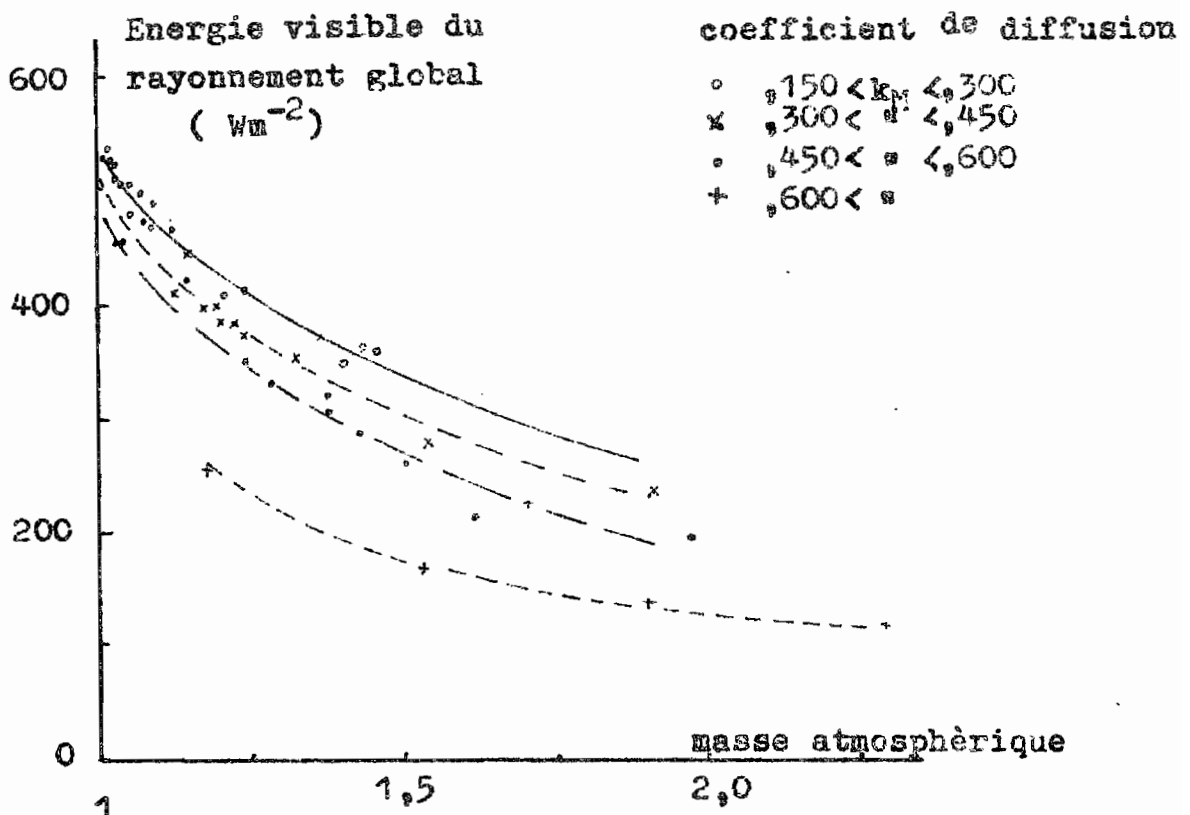


Fig. 8 : Atténuation de l'énergie visible du rayonnement global en fonction de la masse atmosphérique traversée .



- Le passage de certains nuages, comme les cumulus (de beau temps), entraîne une augmentation (ex : 8.6) ou une diminution du rayonnement global au sol, suivant qu'ils se trouvent ou non sur le trajet du rayonnement solaire direct.

Suivant les conditions atmosphériques et le degré de recouvrement nuageux, les fluctuations instantanées du flux d'énergie diffusée sont irrégulières. Du fait de l'hétérogénéité de la couverture nuageuse, il est difficile d'obtenir une relation entre la quantité d'énergie diffusée, le taux d'ennuage et le type de nuage. Par contre, pour un ciel uniformément couvert, l'intensité du rayonnement diffus dépend principalement de la hauteur du soleil et du degré d'opacité des nuages.

Un facteur qui ne peut être omis dans le terme du rayonnement diffus, est la fraction de l'énergie globale "réfléchie" par la surface sous-jacente (sol ou couvert végétal) vers l'atmosphère et les nuages et rediffusée en faible proportion vers le sol.

#### Fraction visible du rayonnement global

C'est l'énergie du rayonnement global dans la bande spectrale du visible qui intervient principalement dans les échanges énergétiques entre les plantes et le milieu environnant. Un essai de synthèse à partir de l'ensemble des mesures effectuées au sol concerne la relation entre la quantité d'énergie totale dans le visible et la masse atmosphérique traversée pour différentes classes des coefficients de diffusion par les aérosols  $k_M$  (fig. 8).

On remarquera :

- l'extinction de l'énergie visible du rayonnement global en fonction de l'accroissement de la trajectoire des rayons solaires dans la masse atmosphérique ;
- que l'affaiblissement de l'énergie visible dépend des propriétés optiques des constituants atmosphériques : à même concentration d'aérosols, l'énergie solaire est diffusée de façon plus intense par ceux qui ont le diamètre le plus grand.

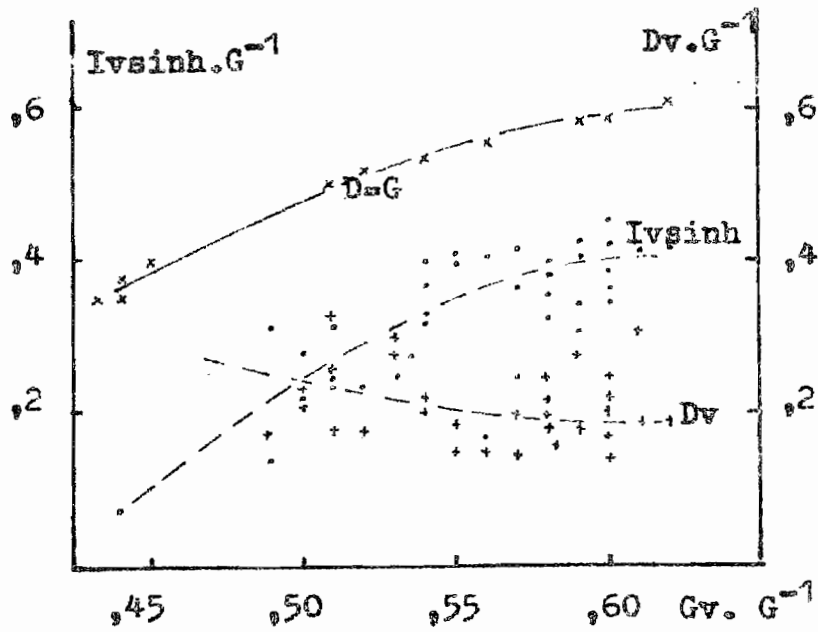


Fig. 9 : Variation de l'énergie visible du rayonnement direct et diffus en fonction de l'énergie visible du rayonnement global.

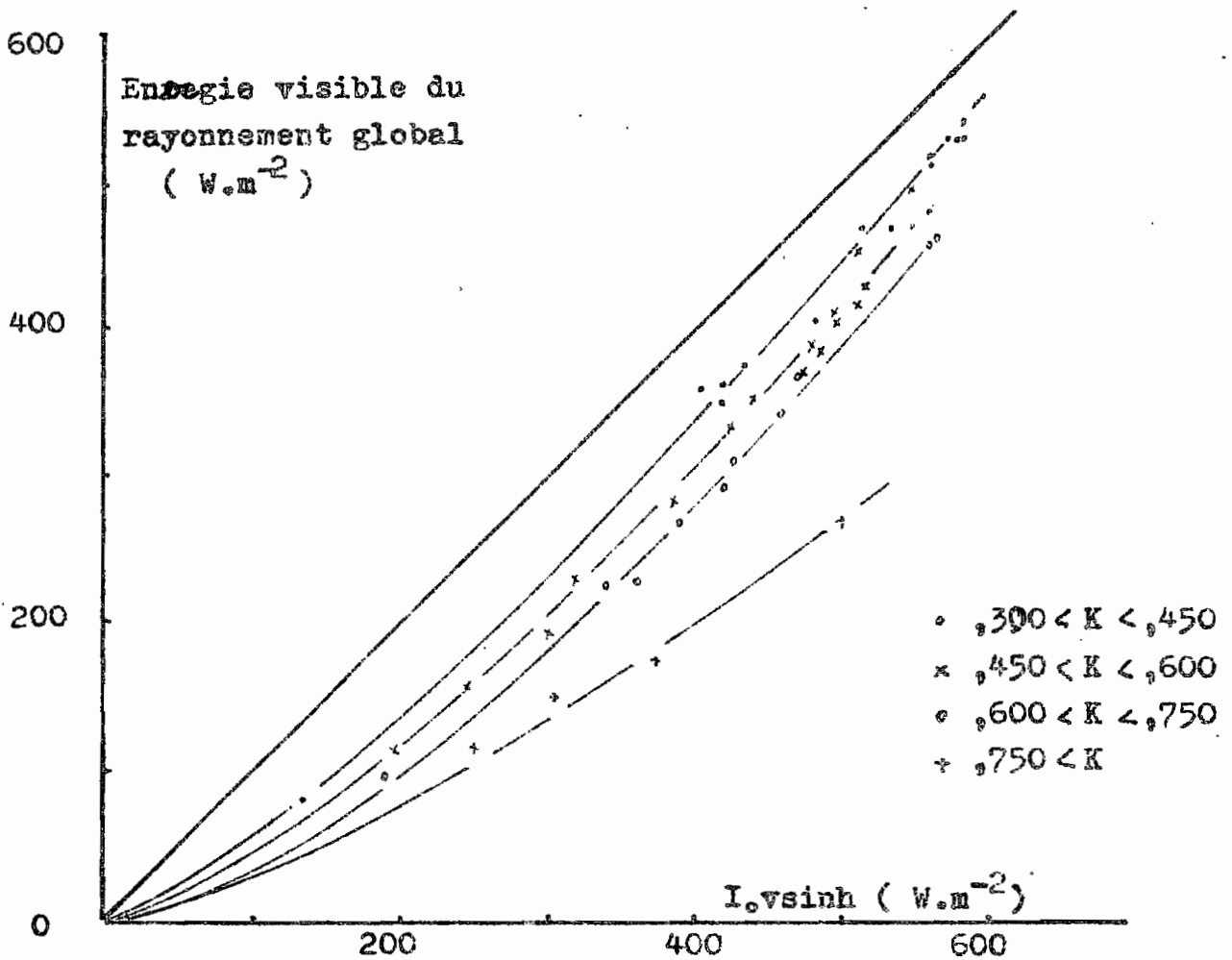


Fig. 10 : Relation entre l'énergie visible totale reçue au sol et hors de l'atmosphère pour les coefficients d'extinction K obtenus.

La quantité totale d'énergie visible dans le rayonnement global se répartit différemment suivant l'état de transparence atmosphérique au rayonnement solaire. La figure 9 montre les variations du flux total de l'énergie dans le visible pour le rayonnement direct et pour le rayonnement diffus par rapport au rayonnement global.

- pour un ciel exceptionnellement pur (après une pluie par ex.) le rayonnement visible direct correspond à 40 % du rayonnement visible global et le rayonnement visible diffus à 15 % ou 20 % du rayonnement visible global ;
- pour un ciel couvert uniformément, le rayonnement visible varie en fonction du type de couverture nuageuse et de la hauteur du soleil. Le rayonnement visible diffus est égal au rayonnement visible global ;
- tous les intermédiaires sont possibles entre ces deux limites.

La diminution du rapport du rayonnement visible global au rayonnement global provient essentiellement de l'atténuation de l'énergie visible du rayonnement solaire direct sans qu'il y ait d'accroissement proportionnel de l'énergie visible dans le rayonnement diffus.

Vu la complexité des phénomènes intervenant dans l'extinction du rayonnement solaire lors des journées à ciel nuageux, nous n'avons pas tenu compte des résultats obtenus au cours de celles-ci pour l'établissement de la figure 10. La relation entre le flux total de rayonnement visible mesuré au sol sur une surface horizontale et le même flux total au-dessus de l'atmosphère est quasi linéaire pour des hauteurs de soleil supérieur à  $25^\circ$ , c'est à dire pour des valeurs de  $I_{0v}$  sinh supérieures à  $245 \text{ Wm}^{-2}$ .

V - CONCLUSION.

Les conditions atmosphériques sur la région se trouvant au sud du front intertropical ( F.I.T.) (régime de "mousson") déterminent les propriétés optiques de l'atmosphère. Cette zone se caractérise notamment par la formation de nuages du type convectif. La transparence de l'air au rayonnement solaire est liée aux variations de concentrations de certains aerosols d'origine marine ou de particules continentales qui, en fonction des saisons, peuvent se concentrer dans cette zone suivant l'état d'équilibre des masses d'air en présence.

A propos des journées à ciel dégagé étudiées, il a été mis en évidence les caractéristiques suivantes:

- après une pluie, le rayonnement solaire direct est plus intense en saison sèche qu'en saison des pluies pour des valeurs voisines du rayonnement global. Il est possible que la diffusion plus importante observée en saison des pluies soit due à un turn-over plus rapide des aerosols océaniques, grossis par coalescence du fait des taux d'humidité atmosphérique élevés et, en cette période de croissance très rapide, à un dégagement plus **abondant** par les végétaux de substances volatiles qui augmentent la concentration des aerosols;
- présence des particules d'origine continentale, par temps d'harmattan **principalement**, réduisant d'autant plus le rayonnement au sol que leur nombre est plus élevé.
- des quantités d'eau condensable (w) de 5.0-6.5cm entre le sol et 10.000m d'altitude, atténuant fortement la fraction d'énergie dans le proche infra-rouge, ce qui influe sur la proportion d'énergie visible (400-700nm): 0.50-0.60 du rayonnement global.

Compte tenu de ces résultats, une étude plus approfondie devrait nous permettre d'établir une relation donnant les moyens de calculer la fraction d'énergie visible totale reçue au sol.

BIBLIOGRAPHIE

- ANGSTRÖM, M. - 1929 -  
On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in air.  
Géogr. Ann. 11 : 156-166.
- BARRETT, E.W. - 1971 -  
Depletion of short wave irradiance at the ground by particles suspended in the atmosphere.  
Solar Energy, 13 : 323-337.
- BERNHARD-REVERSAT, F., HUTTEL, Ch., LEMEE, G. - 1971 -  
Some aspects of the seasonal ecologic periodicity and plant activity in a evergreen rain forest of the Ivory Coast.  
Symp. on Tropical Ecology : 217-234. New Delhi.
- BONHOMME, R. - 1969 -  
Contribution à l'étude de la composition spectrale des rayonnements d'origine solaire à l'air libre et sous une serre.  
Ann. Agron. 20 : 183-200.
- BONHOMME, R., VARLET-GRANCHER, M. - 1973 -  
Evaluation de l'énergie solaire en Guadeloupe. E. 125.  
in "Le soleil au service de l'Homme." Congrès International UNESCO 2-6 Juillet 73.
- BULLRICH, K. - 1964 -  
Scattered radiation in the atmosphere and the natural aerosol.  
Adv. in Geophysics, 10 : 101-260.
- BULLRICH, K., EIDEN, R., JAENICKE, R., NOWAK, W. - 1968 -  
Solar radiation extinction, sky radiation, sky light polarization and aerosols particles- total number and size distribution on the island Maui (Hawaiï).  
Pure and Applied Geophysics, 69 : 280-310.
- CERF, A. - 1972 -  
Mesure du bilan radiatif en fonction de l'altitude en zone intertropicale.  
Thèse de 3e cycle, Université SABATIER de Toulouse, 111 pp.

- COX, S.K., VONDER HAAR, T. HANSON, K.J., SUOMI, V.E. - 1973 -  
Measurements of absorbed shortwave energy in a tropical  
atmosphère.  
Solar Energy 14 : 169-173.
- CROZAT, G., DOMERGUE, J.L., BOGUI, V. - 1973 -  
Etude de l'aérosol atmosphérique en Côte d'Ivoire et dans  
le golfe de Guinée.  
J. Atmos. Environ. (sous presse)
- DANZER, K.H., BULLRICH, K. - 1965 -  
The influence of absorption on the extinction of solar  
and sky radiation.  
Appl. Opt. 4 : 1500-1504.
- DAVIES, J.A. - 1965 -  
Estimation of insolation for West Africa.  
Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 91,: 359-364.
- ELDIN, M. - 1971 -  
Le milieu naturel de la Côte d'Ivoire. II. Le climat.  
Mémoire ORSTOM, n° 50 : 77-108.
- ELDIN, M., MONTENY, B.A. - 1972 -  
Utilisation du pyranomètre sphérique à condensation du type  
BELLANI pour la mesure du rayonnement global et la conduite  
des irrigations en basse Côte d'Ivoire.  
Agron. Trop. 27 : 388-395.
- FOITZIK, J. - 1965 -  
The spectral extinction of the atmospheric aérosol by Mie  
particles with different Gaussen distribution.  
Gerlands Beitrage zur Geophysic, 73 : 199-206.
- GATES, D.M. - 1956 -  
Infrared determination of precipitable water vapor.  
J. Meteorol. 4 : 369-375.
- GATES, D.M. - 1966 -  
Spectral distribution of solar radiation at the earth  
surface.  
Science 151 : 523-529.

GOSSE, G. - 1973 -

Calcul des paramètres astronomiques utilisés dans la formule de Turc pour toutes localités de Côte d'Ivoire.  
Rapport ORSTOM, multigr., 24 p.

IDSO, S.B. - 1970 -

The transmittance of the atmosphere for solar radiation on individual clear days.  
J. of Appl. Meteor. Vol. 9 : 239-241.

JOSEPH, J.H., MANES, A. - 1971 -

Secular and seasonal variations of the atmospheric turbidity at Jerusalem.  
J. Appl. Meteorol. 10 : 453-462.

JUNGE, C.E. - 1963 -

Air chemistry and Radioactivity. II. Aerosols.  
Internat. Geophys. Ser. 4 : 111-200.

KONDRATYEV, K.Y. - 1969 -

Radiation in the atmosphere.  
International Geophysics Ser., vol. 12.

LAL, M., RATHOR, H.S. - 1971 -

Determination of atmospheric turbidity parameters over the North and Central India.  
Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol., Ser. B. 19 : 297-306.

LEGUESDRON, H., BAUDET, J. - 1969 -

Bilan énergétique en rayonnement ultra-violet, visible et infra-rouge au niveau du sol à Abidjan.  
Ann. Univers. Abidjan, 5 : 5-22.

LIST, R.J. - 1968 -

Smithsonian Meteorological Tables.  
Smithsonian Miscellaneous Coll. 114.

PERRIN de BRICHAMBAUT, Ch. - 1963 -

Rayonnement solaire et échanges radiatifs naturels.  
Gauthier-Villars.

REES, A.R. - 1968 -

Solar radiation on the south coast of England.

Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 94 : 397-401.

ROBINSON, G.D. - 1966 -

Some determination of atmospheric absorption by measurement of solar radiation.

Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 92 : 263-270.

ROSSKNECHT, G.F., ELLIOTT, W.P., RAMSEY, F.L. - 1973 -

The size distribution and inland penetration of sea salt particles.

J. Appl. Meteorol. 12 : 825-830.

SWARTMAN, R.K., SWAMINATHAN, C., ROBERTSON, J.G. - 1973 -

Effects of changes in the atmosphere on solar insolation.

Solar Energy, 14 : 197-202.

THEKAEKARA, M.P. - 1973 -

Extraterrestrial solar energy and its possible variations. in "Le soleil au service de l'Homme".

Congres International UNESCO 2-6 Juillet 73.

UNSWORTH, M.H., MONTEITH, J.L. - 1972 -

Aerosol and solar radiation in Britain.

Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 98 : 778-797.

VOLZ, F., SHEELAN, L. - 1971 -

Skylight and aerosol in Thailand during the dry winter season.

Appl. Opt. 10 : 363-366.

VONDER HAAR, T., RASCHKE, E., BANDEEN, W., PASTERNAK, M. - 1973 -

Measurements of solar energy reflected by the earth and atmosphere from meteorological satellites.

Solar Energy, 14 : 175-184.



WENT, F.W. - 1967 -

Dispersion and disposal of organic materials in the atmosphere.

Biometeorol. 3 : 53-56.

Supplem. to 11 of Internat. J. Biometeorol.

YAMAMOTO, G. - 1962 -

Direct absorption of solar radiation by atmospheric water vapor - CO<sub>2</sub> and molecular oxygen.

J. Atmosph. Sci., 19 : 182.