



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DE NANCY I

Pour obtenir le

DIPLOME DE RECHERCHES DOCTORALES

DE L'UNIVERSITE DE NANCY I

par

GERARD GUILBERT



Sur un travail effectué au Laboratoire d'Infrarouge Lointain
Université de Nancy I

Sujet

**ETUDE DES CARACTERISTIQUES OPTIQUES
DE MILIEUX POREUX SEMI-TRANSPARENTS**

Soutenue le 7 Novembre 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du JURY

MM.	R. MAINARD	Président
	Pa. FOURNIER	} Examineurs
	S. KLARSFELD	
Mme	C. LANGLAIS	
MM.	G. MORLOT	
	J.F. SACADURA	

Cette thèse a été effectuée au Laboratoire Infrarouge Lointain de la Faculté des Sciences de l'Université de Nancy I dans le cadre d'une convention d'étude entre cette Université et le Centre de Recherches Industrielles de Rantigny (CRIR) de la Société ISOVER SAINT-GOBAIN filiale de la Compagnie de SAINT-GOBAIN.

Ce travail théorique et expérimental s'intègre dans l'ensemble des recherches entreprises par le CRIR dans le domaine des milieux poreux visant en particulier à l'approfondissement des connaissances dans les mécanismes de transfert de chaleur.

Je tiens à remercier, en premier lieu, Monsieur le Professeur G. MORLOT Directeur du Laboratoire qui m'a encouragé dans cette voie afin de compléter ma formation. Il a activement, sans compter, dirigé ce travail et m'a prodigué de nombreux et précieux conseils.

Je suis sensible à l'honneur que me fait Monsieur le Professeur R. MAINARD Président de l'Université de Nancy I, de bien vouloir juger ce travail et présider le jury.

Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur J.F. SACADURA du laboratoire Mécanique des Fluides et Thermique de l'Institut National des Sciences Appliquées (INSA) de Lyon, de l'intérêt qu'il porte à mon travail en acceptant de participer au jury.

J'ai bénéficié de façon constante de l'aide efficace de Monsieur G. JEANDEL Assistant et Chercheur au Laboratoire Infrarouge Lointain. Qu'il trouve ici toute ma reconnaissance et mes remerciements chaleureux pour m'avoir aidé dans ma tâche.

Au terme de ces travaux, j'associe à ces remerciements tous mes Responsables hiérarchiques qui ont eu la volonté de voir aboutir ce travail en créant autour de moi un terrain favorable à mon épanouissement.

En particulier

à Monsieur S. KLARSFELD Ingénieur à SAINT-GOBAIN Recherches (SGR) d'Aubervilliers, instigateur de la collaboration avec le Laboratoire Infrarouge Lointain de Nancy.

à Monsieur Pa FOURNIER Directeur du Centre de Recherches Industrielles (CRIR) de m'avoir prodigué des conseils qui m'ont beaucoup facilité la rédaction de cette thèse.

à Monsieur P. LOUVET Chef du Service Etudes Physiques et Assistance du CRIR, qui m'a toujours encouragé et donné les moyens nécessaires pour assurer la réussite de ce projet.

à Madame C. LANGLAIS Chef du Laboratoire Thermique du Service Etudes Physiques et Assistance, pour m'avoir fait confiance et contribué, par ses critiques justifiées et constructives, à la réalisation de ce travail.

J'associe également à ces travaux la Société SAINT-GOBAIN Recherches (SGR) et tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur C. GUILLEMET Chef du Service Propriétés des Verres, qui m'a permis l'accès dans son Laboratoire et a suivi avec intérêt mes travaux en me faisant part de ses remarques et conseils.

Ces remerciements s'adressent également à tous les membres du Laboratoire Infrarouge Lointain qui m'ont aidé dans ce travail, en particulier Monsieur A. WARIN.

Pour terminer, je tiens à rappeler ici, le rôle important de Monsieur M. SAUVAGE Directeur Technique de la Branche Isolation de la Société ISOVER SAINT-GOBAIN pour l'orientation donnée aux études de base du Laboratoire de Thermique. Je tiens à le remercier ici pour l'intérêt permanent qu'il a manifesté durant ces travaux et l'encouragement qu'il a su donner à nos efforts. Je tiens tout particulièrement à lui exprimer ma reconnaissance.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION,

CHAPITRE 1. MECANISMES DE TRANSFERTS DE CHALEUR A TRAVERS LES ISOLANTS FIBREUX.

- 1.1. Loi de Fourier.
- 1.2. Transfert de chaleur dans les isolants fibreux.
 - 1.2.1. La conduction.
 - 1.2.2. La convection naturelle.
 - 1.2.3. Le rayonnement.
- 1.3. Additivité simple des différentes densités de flux de chaleur.
- 1.4. Estimation du transfert de chaleur par rayonnement.

CHAPITRE 2. MESURES PRELIMINAIRES DE LA TRANSMITTANCE HEMISPHERIQUE, UTILISANT UNE SOURCE LASER CO₂ OU UN CORPS NOIR.

- 2.1. Généralités.
 - 2.2. Montage expérimental.
-

- 2.2.1. Principe du montage
- 2.2.2. Etalonnage de la sphère
 - a) avec le laser accordable à CO₂
 - b) avec le corps noir.
- 2.3. Préparation des échantillons.
- 2.4. Le modèle à deux flux de Larkin.
 - 2.4.1. Les équations.
 - 2.4.2. Détermination expérimentale des paramètres optiques.
- 2.5. Mesures.
 - 2.5.1. Source corps noir.
 - 2.5.2. Source Laser CO₂.
- 2.6. Conclusions.

CHAPITRE 3. MONTAGE EXPERIMENTAL POUR LA DETERMINATION DE LA TRANSMITTANCE SPECTRALE BIDIRECTIONNELLE.

- 3.1. Généralités.
- 3.2. Module source et goniomètre.
 - 3.2.1. Description générale.
 - 3.2.2. La source.
 - 3.2.3. Le modulateur.
- 3.3. Le monochromateur.
 - 3.3.1. Description générale.
 - 3.3.2. Caractéristiques optiques.
 - 3.3.3. Filtres et polariseur.

3.4. Le détecteur.

3.4.1. Le thermocouple.

3.4.2. Le bolomètre refroidi.

3.4.2.a. Description générale.

3.4.2.b. Caractéristiques techniques du bolomètre.

3.4.2.c. La détectivité des bolomètres.

3.4.2.d. Chaîne de mesure.

CHAPITRE 4. TRANSFERTS RADIATIFS DANS LES MILIEUX ISOLANTS FIBREUX.

4.1. Généralités.

4.2. Equation de transfert - Coefficients radiatifs.

4.2.1. Atténuation du rayonnement par absorption.

4.2.2. Atténuation du rayonnement par diffusion.

4.2.3. Renforcement du rayonnement par émission propre du milieu.

4.2.4. Renforcement du rayonnement par diffusion.

4.2.5. Equation générale du transfert radiatif.

4.3. Le modèle à deux flux (spectral).

4.4. Calcul de la conductivité radiative.

4.5. L'indice de réfraction.

4.5.1. Analyse des spectres de réflexion.

4.5.2. Détermination des constantes optiques n et k pour la silice vitreuse à température ambiante.

4.6. Absorption et diffusion d'une onde électromagnétique sur un cylindre pour des angles d'incidences variables.

4.6.1. Généralités.

- 4.6.2. Les équations de Maxwell.
 - 4.6.3. Equations de propagation.
 - 4.6.4. Théorie générale de la diffusion de la lumière sur un cylindre de longueur infinie.
 - 4.6.5. Efficacité d'extinction de de diffusion.
 - 4.6.6. Coefficients d'extinction et de diffusion.
 - 4.6.7. Facteur de rétrodiffusion.
 - 4.6.8. Validation des résultats théoriques. Cas de la transmittance normale directionnelle.
- 4.7. L'effet Christiansen dans l'Infrarouge pour une couche de fibres de silice.
- 4.7.1. Les modes de vibration dans la silice.
 - 4.7.2. Transmittance normale directionnelle monochromatique d'une couche de fibres de silice.

CHAPITRE 5. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES.

- 5.1. Résultats expérimentaux.
- 5.2. Résultats théoriques.
- 5.3. Discussion des résultats.
- 5.4. Détermination de la conductivité radiative.

CONCLUSIONS.

INTRODUCTION

L'étude du transfert de chaleur dans les matériaux poreux légers qui diffusent, absorbent et réémettent le rayonnement, a de nombreuses et importantes applications dans l'isolation thermique aussi bien dans le domaine du bâtiment que celui de l'industrie.

Ces matériaux poreux de faible masse volumique, expression de nouvelles technologies de fabrication visant l'allégement des matériaux, se comportent comme des milieux semi-transparentes et diffusants dans lesquels se propage de l'énergie par rayonnement infrarouge.

Le transfert de chaleur à travers un matériau poreux fait intervenir les modes de transferts fondamentaux suivants :

- La conduction à travers le fluide interstitiel et la phase solide.
- La convection naturelle qui est un cas particulier de conduction.
- Le rayonnement qui se propage à travers le fluide interstitiel et la matrice solide.

De nombreuses études (1), (2) ont permis de déterminer l'importance relative de ces différents modes de transfert de chaleur. En isolation thermique du bâtiment, au voisinage de la température ambiante, le transfert de chaleur par rayonnement est estimé actuellement à un taux de l'ordre de 40 % par rapport à l'ensemble de tous les modes de transfert. Ce taux augmentera naturellement de manière importante avec la température d'utilisation du matériau isolant.

Il nous semble donc intéressant d'étudier plus particulièrement ce mode de transfert de chaleur car il joue un rôle considérable dans les isolants. D'importantes recherches ont été menées ces dernières années

dans cette direction (3) , ce qui justifie l'intérêt du sujet. Il faut néanmoins souligner que si des progrès importants ont été réalisés sur le plan théorique, sur le plan expérimental les résultats sont plutôt rares et incertains.

Effectivement, dans ce domaine de croisement entre la thermique et l'optique, les problèmes métrologiques sont nombreux et les méthodes de mesure sont peu courantes.

Notre travail se propose en premier lieu de construire un appareil permettant d'effectuer des mesures de transmittance à travers des échantillons composés de fibres de silice et en second lieu d'utiliser une théorie donnant accès aux paramètres optiques qui caractérisent les milieux isolants fibreux.

Cette expérimentation permettra de tester des modèles existants en débouchant sur une application importante dans le domaine de la thermique.

CHAPITRE 1

MECANISMES DE TRANSFERTS DE CHALEUR A TRAVERS

LES ISOLANTS FIBREUX

1.1. LOI DE FOURIER.

La loi fondamentale du transfert de chaleur par conduction établit la proportionnalité entre la densité de flux de chaleur $\vec{\phi}$ et le gradient de température entre les deux surfaces " chaude " et " froide " du matériau isolant fibreux. Cette densité de flux est déterminée par la loi de Fourier (4) .

$$\vec{\phi} = - \lambda \overrightarrow{\text{grad } T} \quad (1.1)$$

où

$\vec{\phi}$ est la densité de flux de chaleur

T est la température

λ est la conductivité thermique

Sachant qu'un matériau isolant fibreux est composé d'une phase solide et d'une phase fluide, la conductivité thermique de ce matériau sera donc fonction des conductivités individuelles des deux phases qui le composent.

1.2. TRANSFERT DE CHALEUR DANS LES ISOLANTS FIBREUX.

1.2.1. La conduction.

La densité de flux de chaleur transportée par conduction à travers le matériau est due à la conduction dans le fluide interstitiel (air) et la matrice solide (verre) ainsi qu'à des paramètres qui définissent la morphologie du matériau (5), en particulier

- la porosité globale
- l'état de division de la phase solide (surface volumique).
- l'organisation de la phase solide (anisotropie).
- la répartition locale de la masse volumique.

La loi de Fourier établie pour des matériaux continus et homogènes, peut être étendue aux matériaux poreux (par définition discontinus) en introduisant l'hypothèse du fluide fictif équivalent (6) et en remplaçant la notion de conductivité thermique par celle de conductivité thermique " apparente " ou " équivalente ". Cette conductivité thermique se rapporte à un transfert de chaleur relatif à plusieurs phases et plusieurs mécanismes.

1.2.2. La convection naturelle.

La convection naturelle d'origine thermique est le transfert de chaleur qui s'effectue entre une paroi solide et un fluide, avec déplacement du fluide par rapport à la paroi. Elle amplifie d'une manière qui parfois peut être très importante, le transfert de chaleur par conduction.

A l'intérieur d'un milieu poreux à cellules ouvertes, des mouvements convectifs peuvent se produire. Dans un isolant fibreux de tels mouvements de l'air interstitiel sont indésirables. Il doit être fait en sorte que leurs effets soient rendus négligeables ou évités.

Un isolant fibreux est avant tout un moyen d'immobiliser l'air : il faut cependant être capable de l'optimiser vis à vis des effets possibles de la convection naturelle. Les résultats importants obtenus ces dernières années dans ce domaine de recherche, tant en France qu'à l'étranger, rendent maintenant possible cette optimisation (2), (7).

Dans le domaine du bâtiment, les calculs et les vérifications expérimentales ont montré que, pour tous les types courants de fibres de verre ou de roche (quasi homogènes, remplissant complètement les espaces destinés à l'isolation et limités par des surfaces imperméables à l'air) les conditions optimales étaient remplies.

La convection naturelle devient importante vers les basses températures pour de grands gradients thermiques : dans ce domaine d'utilisation, la connaissance des nombres sans dimensions (nombre de Rayleigh, nombre de Nusselt) associés est indispensable pour un calcul prévisionnel de la conductivité thermique apparente.

1.2.3. Le rayonnement.

Le mécanisme de transfert de chaleur par rayonnement se superpose au transfert de chaleur par conduction. Il est important dans le cas des matériaux isolants fibreux légers. Dans ce travail, nous nous intéresserons plus particulièrement à ce mécanisme.

1.3. ADDITIVITÉ SIMPLE DES DIFFÉRENTES DENSITÉS DE FLUX DE CHALEUR.

La densité de flux totale peut s'exprimer par une additivité simple des densités de flux associées à chaque mode de transfert sans couplage ou interaction (1). C'est une hypothèse simplificatrice représentant une première approximation du problème.

$$\vec{\phi}_a = \vec{\phi}_g + \vec{\phi}_s + \vec{\phi}_r \quad (1.2)$$

où :

$\vec{\phi}_g$ est la densité de flux de chaleur conductive dans la phase fluide.

$\vec{\phi}_s$ est la densité de flux de chaleur conductive dans la phase solide.

$\vec{\phi}_r$ est la densité de flux de chaleur radiative.

En supposant que la densité de flux de chaleur associée à chaque mode de transfert, φ_i , peut s'exprimer par une relation de type loi de Fourier, c'est-à-dire :

$$\varphi_i = \lambda_i \left(\frac{\Delta T}{\Delta x} \right)_i$$

la relation (1.2) peut s'écrire

$$\lambda = \lambda_g + \lambda_s + \lambda_r \quad (1.3)$$

où :

- λ_g : la conductivité thermique de l'air immobile
- λ_s : la conductivité thermique de la phase solide
- λ_r : la conductivité thermique de rayonnement.

Les résultats expérimentaux obtenus qui expriment λ en fonction de ρ à $\bar{T} = \text{constante}$, peuvent être représentés par une expression de type

$$\lambda(\rho) = A + B\rho + \frac{C}{\rho} \quad (1.4)$$

ρ étant la masse volumique du matériau isolant poreux. La signification physique de cette relation de calcul est immédiate :

$$\begin{aligned} \lambda_g &= A \\ \lambda_s &= B\rho \\ \lambda_r &= \frac{C}{\rho} \end{aligned}$$

La relation (1.4) est une loi semi-empirique parce que les constantes A, B, C sont déterminées par régression à partir de mesures de λ et de ρ . (figure 1.1). Elle est bien vérifiée par l'expérience.

Ces trois constantes sont fonction de la température ainsi que des paramètres morphologiques du matériau mais n'ont pas de signification physique précise.

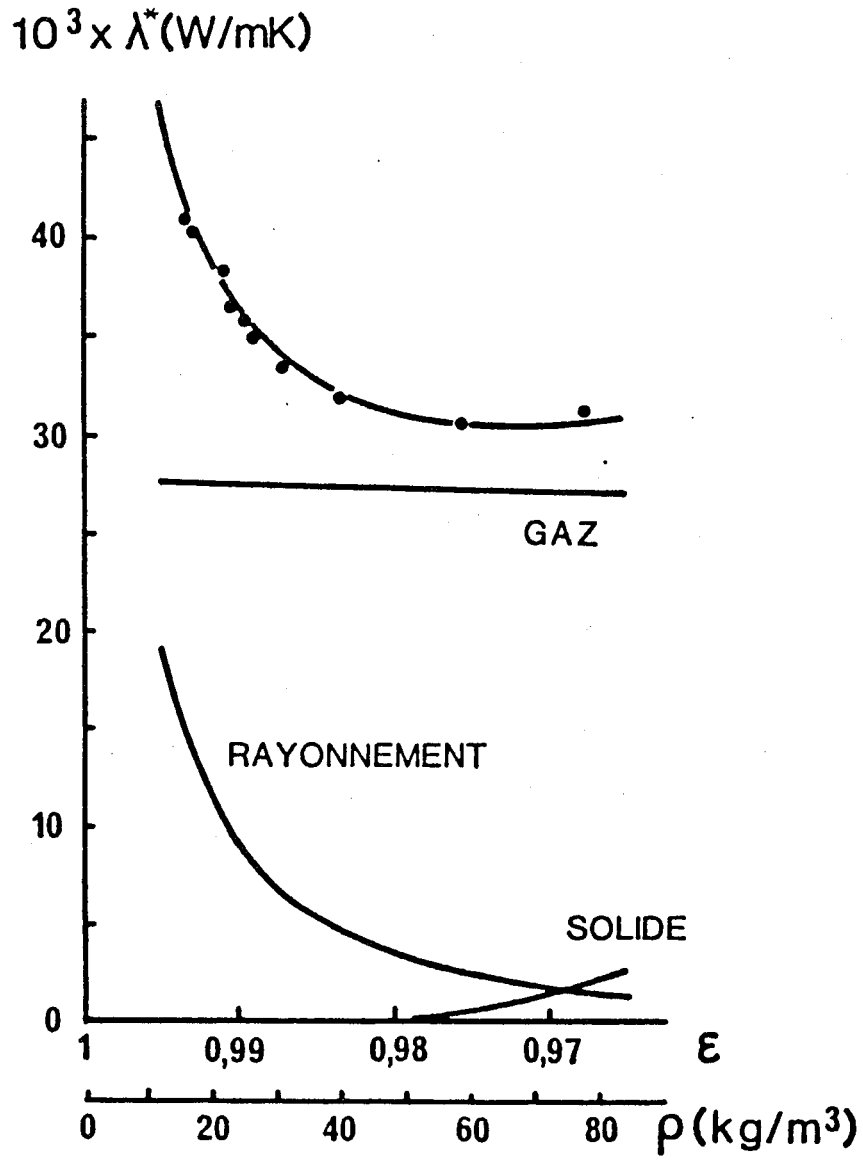


Figure (1.1)

Mécanismes de transfert de chaleur dans un isolant fibreux.

1.4. ESTIMATION DU TRANSFERT DE CHALEUR PAR RAYONNEMENT.

Le modèle semi-empirique défini en (1.4) permet d'estimer les contributions relatives des différents modes de transfert de chaleur dans un matériau fibreux (5) . figure (1.2).

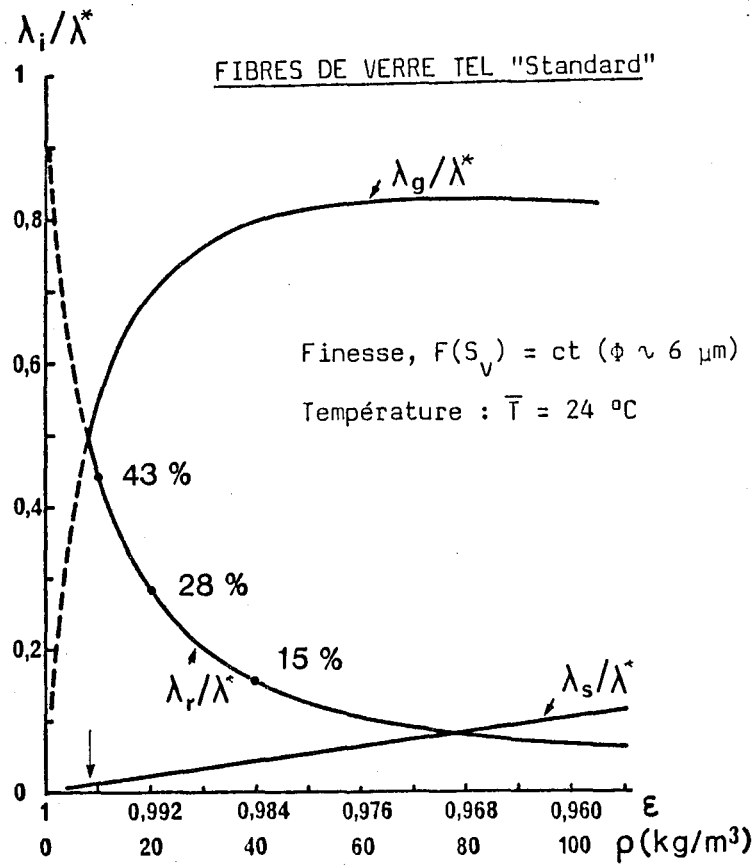


Figure (1.2)

Contributions relatives des différents modes de transfert thermique dans un isolant fibreux.

Le modèle exprimé par la relation (1.4) bien qu'utile parce qu'il permet de mettre en évidence les mécanismes de transfert de chaleur, est insuffisant. C'est pourquoi nous nous proposons de mesurer par des moyens optiques, la propagation des ondes électromagnétiques dans le domaine de longueur d'onde infrarouge, à travers un milieu poreux composé de fibres de silice.

La grandeur fondamentale qui nous intéresse est : la transmittance spectrale bidirectionnelle.

La principale difficulté de l'expérimentateur dans cette étude réside dans les faibles niveaux d'énergie à mesurer. Nous savons que les corps poreux semi-transparentes transmettent et émettent de l'énergie dans toutes les directions; ce sont des matériaux absorbants-diffusants. Etant donné la faible luminosité d'un monochromateur et surtout le pouvoir d'extinction important des échantillons, l'énergie qui atteint le détecteur est faible.

Pour s'affranchir des mesures directionnelles nous avons d'abord utilisé une sphère pour intégrer toute l'énergie radiative qui traverse l'échantillon, puis un système goniométrique qui permet de déterminer la distribution angulaire du rayonnement.

Dans les deux configurations, l'énergie détectée est faible, c'est pourquoi nous avons envisagé deux possibilités :

- soit d'utiliser une source de type laser monochromatique (10,6 μm).
- soit d'utiliser une source de type corps noir riche en infrarouge, mais de faible luminance.

Les résultats préliminaires nous ont montré qu'il était préférable d'utiliser des détecteurs performants plutôt qu'une source monochromatique.

CHAPITRE 2

MESURES PRELIMINAIRES DE LA TRANSMITTANCE HEMISPHERIQUE UTILISANT UNE SOURCE LASER CO₂ OU UN CORPS NOIR

2.1. GENERALITES.

Si l'on prend en considération le transfert radiatif pour des températures au voisinage de la température ambiante (domaine du bâtiment), nous pouvons considérer le corps noir à 300° K comme source de rayonnement infrarouge représentative des phénomènes radiatifs en présence à cette température.

L'émittance spectrale du corps noir, E_{λ} ($\text{W.m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$) (ou luminance spectrale hémisphérique) est donnée par la loi de Planck.

$$E_{\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \quad (2.1)$$

où

$$C_1 = 3,74 \cdot 10^{-16} \text{ W.m}^2$$

$$C_2 = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ m.K}$$

λ étant la longueur d'onde.

D'après cette loi, nous pouvons tracer les courbes isothermes représentant les variations de E_λ en fonction de la longueur d'onde pour diverses températures (figure 2.1).

Nous remarquons que le maximum d'énergie émise par un corps noir à la température ambiante est centré sur une longueur d'onde voisine de 10 μm .

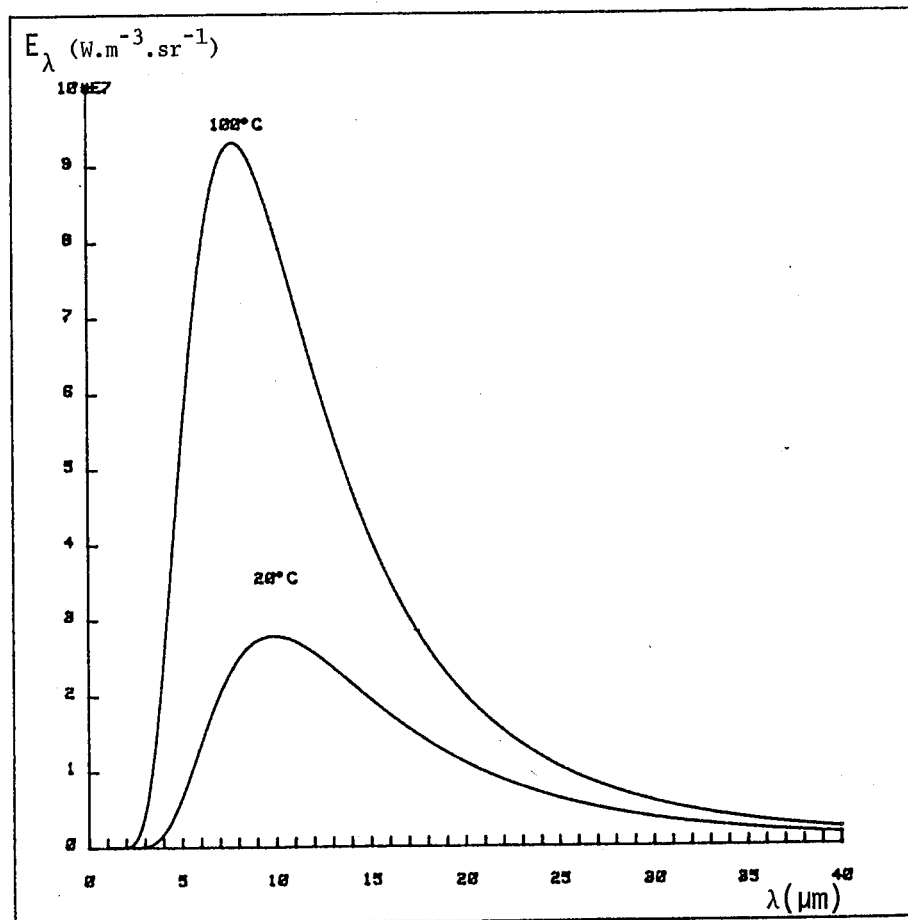


Figure (2.1)

Variation de l'émission spectrale pour deux températures 20°C et 100°C .

Pour chaque température du corps noir, E_λ , passe par un maximum qui est donné par la loi de WIEN.

$$\lambda_M \cdot T = \text{Constante} \quad [\text{m K}] \quad (2.2)$$

où

λ_M = longueur d'onde où se trouve l'énergie E_λ maxi [m]

T = température du corps noir [K]

Constante = $2,897 \cdot 10^{-3}$.

On trouve que pour une température de 20° C, le maximum d'énergie radiative se situe à une longueur d'onde de 9,88 μm .

A partir de ces considérations, il nous a semblé intéressant de trouver une source puissante émettant de l'énergie au voisinage de cette longueur d'onde.

Une telle source pourrait être constituée par un laser CO_2 accordable. L'énergie émise est monochromatique, et la longueur d'onde peut varier entre 9,5 μm et 11 μm (8).

Nous avons donc réalisé un montage optique permettant de déterminer la transmittance hémisphérique à l'aide d'une sphère intégrante pour la radiation du laser.

Pour avoir un domaine spectral plus large, nous avons choisi comme deuxième source, un corps noir dont la température peut atteindre 1 000° C.

2.2. MONTAGE EXPERIMENTAL.

2.2.1. Principe du montage.

La transmittance de nos échantillons a été mesurée en utilisant le montage dont le schéma de principe est donné dans la figure (2.2).

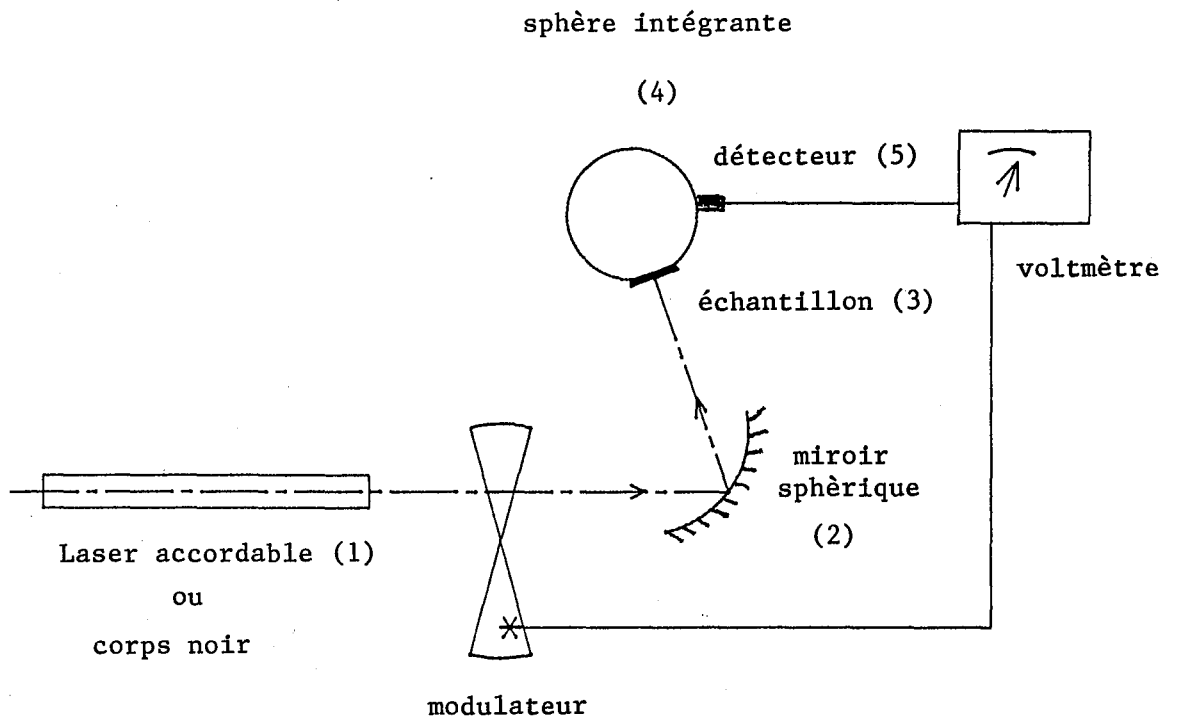


Figure (2.2)

Schéma du montage

Le montage est composé d'un laser CO₂ accordable utilisé comme source d'énergie (1) ayant une puissance pouvant atteindre 40 Watts.

Le miroir sphérique (2) permet d'élargir le faisceau laser et d'éclairer l'échantillon (3) disposé à l'entrée de la sphère sur une surface circulaire d'un diamètre d'environ 1 cm.

La sphère intégrante (4) permet de recueillir toute la lumière diffusée transmise à travers l'échantillon.

Le revêtement intérieur de la sphère est dépoli et métallisé à l'or et a un pouvoir réflecteur tel que l'on peut admettre que son éclairage est uniforme sur toute la surface. D'après le constructeur, la réflectance absolue à 10,605 μm est de 0,989.

La courbe figure (2.3) montre la variation du coefficient de réflexion de la sphère en fonction de la longueur d'onde.

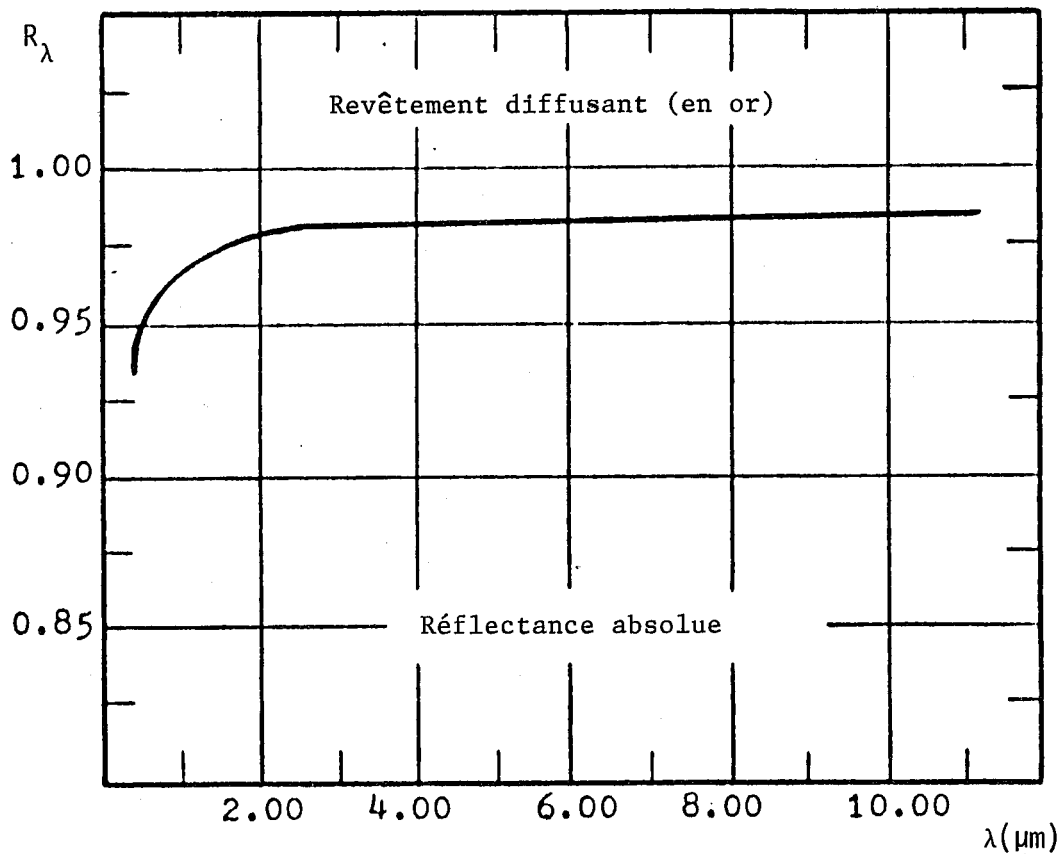


Figure (2.3)

Variation du coefficient de réflexion de la sphère en fonction de la longueur d'onde.

La sphère d'intégration est équipée d'un détecteur (5) pyroélectrique (TGS) et d'une chaîne de mesure composée d'une amplification synchrone.

La transmittance spectrale hémisphérique, τ_λ , est déterminée par la relation suivante.

$$\tau_\lambda = \frac{I_t}{I_0} \quad (2.3)$$

où

$$\lambda = 10,6 \mu\text{m}$$

I_t = signal donné par le capteur quand l'échantillon est placé devant la sphère.

I_0 = signal donné par le capteur sans échantillon.

2.2.2. Etalonnage de la sphère (9)

a) Avec un laser accordable CO_2 .

L'utilisation d'une sphère intégrante est une opération délicate dans l'infra-rouge. Il faut s'assurer que le revêtement qui la compose ne perturbe pas les mesures que l'on veut effectuer. C'est pourquoi nous avons essayé de savoir s'il ne fallait pas introduire un terme de correction dans les mesures de la transmittance.

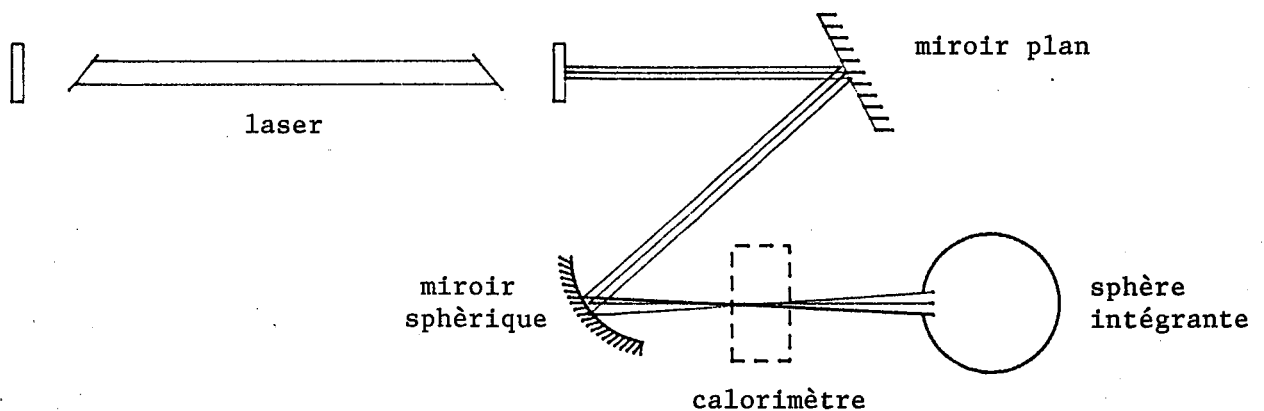


Figure (2.4)

Schéma de montage pour l'étalonnage

La puissance du laser a été déterminée avec un calorimètre de capacité thermique C de 24,6 Joules/° C.

Le calorimètre a été placé sur le trajet de la lumière pénétrant dans la sphère intégrante. Il est escamoté à chaque mesure après quelques secondes d'irradiations afin de permettre à la radiation de pénétrer dans la sphère en éclairant toute la surface de l'entrée (figure 2.4).

Ainsi nous avons pu étalonner la sphère intégrante pour différentes puissances du laser dont la stabilité est suffisante.

Sur un essai particulier nous avons obtenu :

- Durée d'intégration de l'énergie dans le calorimètre : $t = 51$ s.
- Ecart de température : $\Delta\theta = 4,23^\circ$ C.
- Puissance correspondante : $W = 2,04$ watts.
- Signal détecté par le capteur TGS : $W_0 = 0,466 \cdot 10^{-3}$ watt.

d'où le rendement de la sphère munie de ce capteur.

$$\eta = \frac{W_0}{W} = 2,28 \cdot 10^{-4} \quad (2.4)$$

Plusieurs séries de mesures de ce type ont été effectuées et les résultats obtenus présentent une reproductibilité meilleure que 10 %.

Ce résultat nous met en évidence le faible rendement de mesure de la méthode " sphère intégrante " telle que nous l'avons utilisée. En effet, l'éclairement d'un élément de surface de la sphère varie avec les dimensions de celle-ci, et l'énergie qui arrive alors au détecteur s'en trouve influencée.

Néanmoins cette méthode nous permet d'accéder sans calcul à la transmittance hémisphérique.

b) Avec le corps noir.

A titre de vérification supplémentaire, il nous a semblé intéressant d'exposer la sphère au rayonnement d'un corps noir dont on peut faire varier la température. L'expérience a montré

que le signal détecté était en accord avec la loi de STEFAN appliquée au corps noir.

$$H = \sigma T^4 \quad (2.5)$$

La température du corps noir a varié de 310 à 340 K
($\lambda_m = 9,35 \mu m$ à $\lambda_m = 8,5 \mu m$).

Le signal du détecteur, u_1 , est proportionnel à une différence d'énergie qui peut s'exprimer par

$$u_1 = \alpha T_1^4 - A \quad (2.6)$$

α dépend de la sensibilité du détecteur, du rendement de la sphère et de l'étendue géométrique du faisceau. T_1 est la température du corps noir. La constante A dans laquelle est incluse la sensibilité du détecteur correspond à une énergie autre que celle de la source.

Pour une température déterminée du corps noir, on a :

$$u = \alpha T^4 - A \quad (2.7)$$

d'où

$$u - u_1 = \alpha (T^4 - T_1^4) = \alpha T_1^4 \left[\left(\frac{T}{T_1} \right)^4 - 1 \right] \quad (2.8)$$

La différence du signal $u - u_1$ est linéaire en fonction de $\left(\frac{T}{T_1} \right)^4$ si α est indépendant de la longueur d'onde.

La figure (2.5) représente la variation de $u - u_1$ en fonction de $\left(\frac{T}{T_1} \right)^4$ d'après les résultats expérimentaux donnés dans le tableau (2.1)

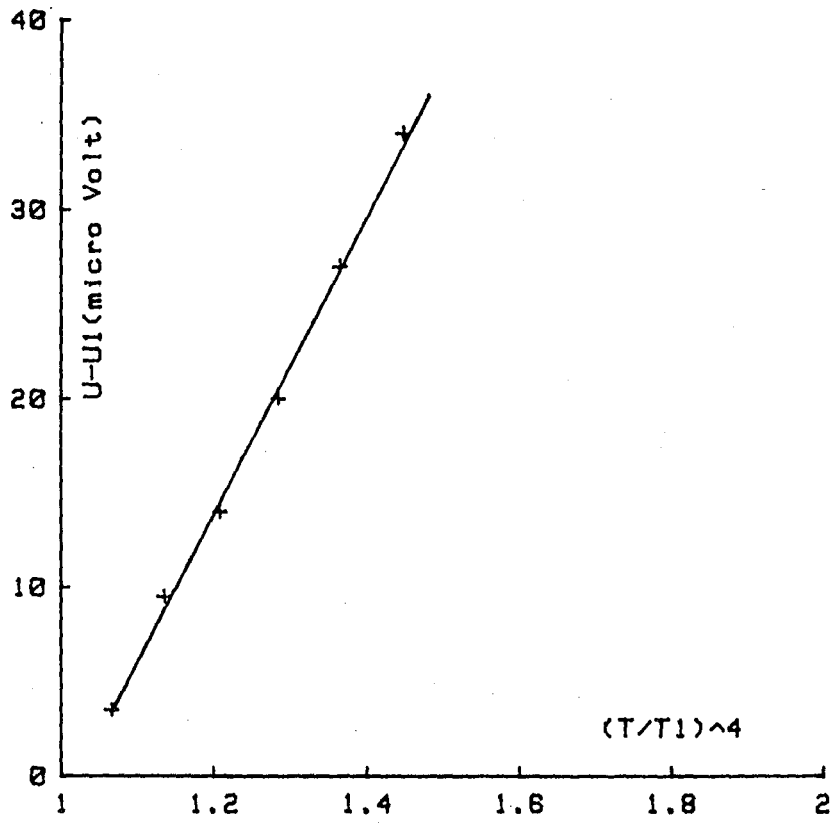


Figure (2.5)

Variation de $U - U_1$ en fonction de $\left(\frac{T}{T_1}\right)^4$

Température		Signal	$(T/T_1)^4$	$U - U_1$ en μV
37° C	$T_1 = 310$ K	13 μV	-	-
42° C	315 K	16,5 μV	1,066	3,5
47° C	320 K	22,5 μV	1,135	9,5
52° C	325 K	27 μV	1,208	14
57° C	330 K	33 μV	1,284	20
62° C	335 K	40 μV	1,364	27
67° C	340 K	47 μV	1,447	34

Tableau de mesures (2.1)

Le graphe (figure 2.5) nous montre que la loi de STEFAN est bien vérifiée aux erreurs d'expérience près. Nous pouvons donc conclure que la sphère intégrante a des caractéristiques constantes dans ce domaine de température exploré.

Nous pouvons, comme nous l'avons fait avec le laser accordable (au paragraphe 2.2.2.a), déterminer le rendement de mesure de la sphère d'intégration avec le corps noir.

Etendue géométrique du faisceau.

$$E = 1,55 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$$

Energie détectée pour une température du corps noir de 340 K.

$$W = \frac{E \sigma}{\pi} (T^4 - T_0^4) \quad (2.9)$$

avec $T = 340 \text{ K}$

$T_0 = 293 \text{ K}$

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \left[\text{W.m}^2. \text{K}^{-4} \right]$$

$$W = 1,67 \cdot 10^{-3} \text{ watt.}$$

Energie reçue par le détecteur $W_0 = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ watt,}$

d'où

$$\eta = \frac{W_0}{W} = 2,15 \cdot 10^{-4} \quad (2.10)$$

Si l'on compare les deux rendements obtenus avec le laser accordable (2.4) et le corps noir (2.10), on constate que les deux valeurs sont très voisines.

Le diamètre intérieur de la sphère étant de 125 mm, la surface interne correspondante est de $S = 4,910^4 \text{ mm}^2$.

La surface de la cible étant $S_0 = 10,4 \text{ mm}^2$, le rapport des deux surfaces est

$$\frac{S_0}{S} = 2,12 \cdot 10^{-4} \quad (2.11)$$

On peut donc admettre que le pouvoir diffusant de la surface dépolie est excellent. L'énergie incidente est bien répartie sur toute la surface interne de la sphère et l'éclairement est uniforme.

Le montage utilisé pour cet étalonnage est identique à celui décrit (au paragraphe 2.2.2.a), le laser a été remplacé par le corps noir.

2.3. PREPARATION DES ECHANTILLONS.

Pour obtenir des échantillons de caractéristiques contrôlables, nous avons mis au point une méthode qui nous permet de réaliser des échantillons minces et assez bien répartis en utilisant les techniques papetières.

Cette méthode consiste à mettre des fibres coupées à des longueurs d'environ 5 mm, sans liant phénolique, en suspension

dans l'eau. Une agitation permet d'assurer une bonne dispersion des fibres. Lorsque la dispersion est bien homogène, on filtre le mélange, à l'aide d'une pompe, à travers un tamis composé de mailles très fines. On obtient ainsi, déposé sur le tamis un feutre mince (" formette ") que l'on sèche ensuite dans une étuve.

A l'aide d'un emporte pièce, on découpe des échantillons de section circulaire ($\phi \simeq 25$ mm) que l'on dispose dans un support métallique qui permet leur fixation dans l'installation de mesure.

Pour assurer une certaine liaison de fibres, nécessaire à la manipulation, on ajoute dans l'eau un faible pourcentage d'amidon qui sera éliminé ensuite, pour les mesures, par calcination. A ce stade l'échantillon devient très fragile, mais nous sommes assurés que les mesures seront effectuées sur des fibres seules.

Les échantillons ainsi obtenus ont des épaisseurs variant entre 1,5 et 3 mm et une dispersion massique réduite. C'est pour cette raison que nous effectuons un nombre suffisant de mesures afin de s'affranchir des problèmes de répartition des fibres.

Cette façon de préparer les échantillons nous permet de conserver une stratification relativement constante pour l'ensemble des fibres étudiées tout en permettant la réalisation d'épaisseurs faibles.

2.4. LE MODELE A DEUX FLUX DE LARKIN (10) (11) (12).

2.4.1. Les équations.

Le transfert de chaleur dans un milieu poreux, comme nous l'avons déjà souligné, met généralement en jeu plusieurs processus : la conduction, la convection (conduction avec fluide interstitiel en mouvement) et le rayonnement.

Nous ne considérerons ici que le transfert de chaleur par rayonnement en présence de fluides interstitiels parfaitement transparents, tel que l'air, présent dans les isolants fibreux. La phase solide intervient donc seule, en mettant en jeu simultanément des

phénomènes de diffusion, d'absorption et de réémission du rayonnement électromagnétique infrarouge. (Le problème devient plus difficile en présence de gaz absorbants).

La prise en compte unique de l'absorption du rayonnement infra-rouge est en général très insuffisante pour expliquer la totalité du phénomène car les matériaux utilisés sont des matériaux très divisés (fortes surfaces volumiques) qui peuvent à la fois, réfléchir, réfracter et diffracter les ondes électromagnétiques selon leur degré de division. Nous avons affaire à des matériaux absorbants diffusants.

Pour décrire quantitativement la transmission du rayonnement infra-rouge à travers de tels matériaux nous utilisons dans un premier temps le modèle simplifié unidirectionnel proposé par LARKIN et CHURCHILL (10).

Pour tenir compte à la fois de l'absorption, de la diffusion et de la réémission, on peut se limiter à un système de deux équations non linéaires exprimant la variation de l'énergie radiative dans un élément plan infiniment mince.

C'est un modèle à deux flux dont une équation exprime la variation de la densité de flux radiatif, q^+ , dans le sens du gradient de température (2.12a) et une équation traduisant la variation de la densité de flux radiatif, q^- , dans le sens opposé (2.12b).

$$\frac{dq^+(x)}{dx} = - (P + N) q^+(x) + N q^-(x) + P \sigma T^4(x) \quad (2.12a)$$

$$- \frac{dq^-(x)}{dx} = - (P + N) q^-(x) + N q^+(x) + P \sigma T^4(x) \quad (2.12b)$$

où

P = section efficace d'absorption volumique (m^{-1})

N = section efficace de rétrodiffusion volumique (m^{-1}).

$P + N = M$ section efficace d'extinction volumique (m^{-1})

$q^+, q^- =$ densité de flux de rayonnement (W/m^2)

$T =$ température (K).

Les paramètres P, N, q^+, q^- , sont des grandeurs totales hémisphériques.

La densité de flux total φ , est exprimée par la relation :

$$\varphi = - \lambda_c \frac{dT}{dx} + (q^+ - q^-) \quad (2.13)$$

où

λ_c est le coefficient de conductivité thermique " conductif ".

$q^+ - q^- = q_r$ densité de flux de rayonnement total.

Le schéma de la figure (2.6) indique les différents mécanismes intervenants dans le système d'équation (2.12).

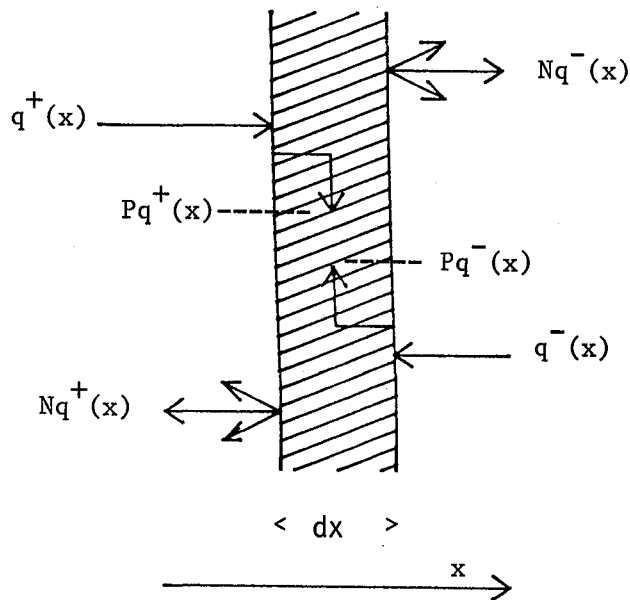


Figure (2.6)

Mécanismes intervenants dans le transfert de chaleur par rayonnement

Les conditions limites associées dans le cas d'un isolant limité par deux surfaces planes, respectivement isothermes, T_1 et T_2 et grises, séparées par une distance L sont exprimées par

$$x = 0, q^+(0) = \epsilon_1 \sigma T_1^4 + (1 - \epsilon_1) q^-(0), T = T_1 \quad (2.14)$$

$$x = L, q^-(L) = \epsilon_2 \sigma T_2^4 + (1 - \epsilon_2) q^+(L), T = T_2 \quad (2.15)$$

L'intégration du système (2.12) avec les conditions aux limites (2.14, 2.15) peut s'effectuer dans l'hypothèse d'un gradient thermique constant. Dans ce cas LARKIN et CHURCHILL donnent les intégrales pour deux cas particuliers.

Cas 1 $N \gg P$ (considéré comme représentatif des matériaux légers et de faible épaisseur).

$$\lambda_r = \frac{\sigma (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1 + NL} \times \frac{L}{T_1 - T_2} \quad (2.16)$$

où

T_1 est la température côté " chaud ".

T_2 est la température côté " froid ".

ϵ_1 est l'émissivité côté " chaud ".

ϵ_2 est l'émissivité côté " froid ".

L est l'épaisseur.

N la section efficace de rétrodiffusion volumique.

Cas 2 $P \neq 0$ (l'absorption n'est plus négligeable, ce cas correspond à des isolants de masses volumiques élevées et d'épaisseurs élevées).

$$\lambda_r = \varepsilon_1 \left\{ \frac{\sqrt{M^2 - N^2} + M + N}{\sqrt{M^2 - N^2} + N - M(1 - \varepsilon_1)} \right\} \frac{4 \sigma T^3}{M + N} \quad (2.17)$$

Le calcul de λ_r aussi bien dans le cas 1, que dans le cas 2 nécessite la connaissance des paramètres optiques M, N, P.

Ces paramètres peuvent être calculés à partir des mesures de transmittance totale hémisphérique utilisant le modèle dans des conditions expérimentales particulières.

Ces conditions correspondent à l'utilisation d'un montage permettant d'éclairer les échantillons de manière brève et espacée (modulation) et d'une amplification synchrone (voir schéma de principe, figure 2.7). Dans ce cas le terme en σPT^4 disparaît du système d'équations (2.12), la réémission n'étant pas détectée par le capteur.

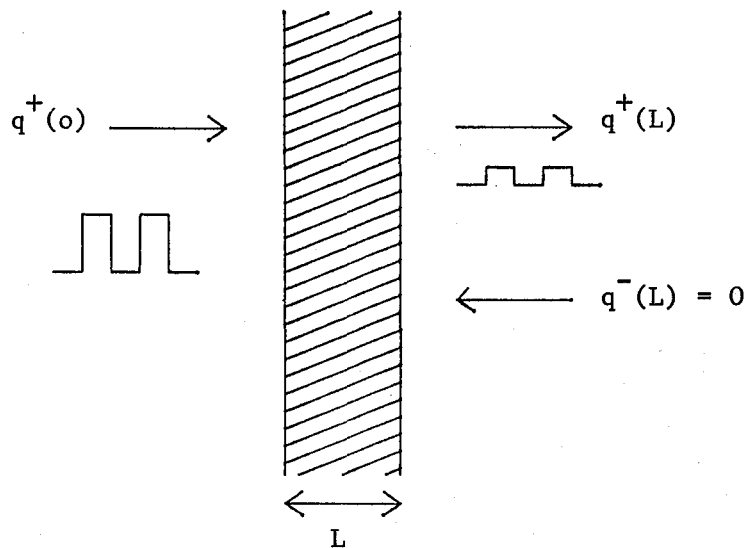


Figure (2.7)

Schéma de principe de la mesure

Le système d'équation (2.12) devient dans ce cas

$$\frac{dq^+}{dx} = - (P + N) q^+ + Nq^- \quad (2.18a)$$

$$- \frac{dq^-}{dx} = - (P + N) q^- + Nq^+ \quad (2.18b)$$

avec les conditions aux limites, quand l'échantillon est éclairé par un faisceau incident modulé

$$q^+ (0) = 1 \quad \text{côté source} \quad (2.19)$$

$$q^- (L) = 0 \quad \text{côté récepteur} \quad (2.20)$$

2.4.2. Détermination expérimentale des paramètres optiques.

En intégrant les équations (2.18) qui satisfont aux conditions de mesure et en rappelant les conditions aux limites définies en 2.19 et 2.20, on déduit du système.

$$\frac{d^2 q^+(x)}{dx^2} - (M^2 - N^2) q^+(x) = 0 \quad (2.21)$$

$$\text{on pose } \gamma^2 = M^2 - N^2 \quad (2.22)$$

on obtient

$$q^+(x) = A e^{-\gamma x} + B e^{+\gamma x} \quad (2.23)$$

$$q^-(x) = \frac{1}{N} \left[\frac{dq^+(x)}{dx} + Mq^+(x) \right] \quad (2.24)$$

$$q^-(x) = \frac{1}{N} \left[A (M - \gamma) e^{-\gamma x} + B (M + \gamma) e^{+\gamma x} \right] \quad (2.25)$$

Les constantes d'intégration A et B sont déterminées à l'aide des conditions aux limites.

$$q^+(0) = A + B = 1 \quad (2.26)$$

$$q^-(L) = \frac{1}{N} \left[A (M - \gamma) e^{-\gamma L} + B (M + \gamma) e^{\gamma L} \right] = 0 \quad (2.27)$$

d'où
$$A = \frac{-(M + \gamma) e^{\gamma L}}{(M - \gamma) e^{-\gamma L} - (M + \gamma) e^{\gamma L}} \quad (2.28)$$

et
$$B = \frac{(M - \gamma) e^{-\gamma L}}{(M - \gamma) e^{-\gamma L} - (M + \gamma) e^{\gamma L}} \quad (2.29)$$

En définissant la transmittance totale hémisphérique, τ , par le rapport entre $q^+(L)$ et $q^+(0)$, on obtient en tenant compte des expressions obtenues pour $q^+(0)$ en (2.19) et $q^-(L)$ en (2.23).

$$\tau = \frac{q^+(L)}{q^+(0)} = q^+(L) = A e^{-\gamma L} + B e^{+\gamma L} \quad (2.30)$$

$$\tau = \frac{2\gamma}{M + \gamma} \frac{e^{-\gamma L}}{1 - \frac{M - \gamma}{M + \gamma} e^{-2\gamma L}} \quad (2.31)$$

étant donné $\gamma = \sqrt{M^2 - N^2}$ (2.32)

on peut écrire

$$\tau = \frac{2\sqrt{M^2 - N^2}}{M + \sqrt{M^2 - N^2}} e^{-\sqrt{M^2 - N^2} \cdot L} \frac{1}{1 - \frac{M - \sqrt{M^2 - N^2}}{M + \sqrt{M^2 - N^2}} e^{-2\sqrt{M^2 - N^2} \cdot L}} \quad (2.33)$$

En vue d'un calcul numérique nous pouvons développer la relation (2.33) sous la forme

$$\tau = \frac{2\sqrt{M^2 - N^2}}{M + \sqrt{M^2 - N^2}} e^{-\sqrt{M^2 - N^2} \cdot L} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{M - \sqrt{M^2 - N^2}}{M + \sqrt{M^2 - N^2}} \right)^n e^{-2nL\sqrt{M^2 - N^2}} \quad (2.34)$$

Un programme de calcul mis au point sur micro-ordinateur HP9835 nous permet de calculer les coefficients M, N, P à partir des mesures de transmittance en fonction de l'épaisseur de l'échantillon.

Etant donné la difficulté à déterminer avec une bonne précision les épaisseurs des échantillons minces et souples, nous avons préféré mesurer la masse des échantillons ce qui nous amène au changement de variable suivant.

$$L = \frac{M_s}{\rho} \quad (2.35)$$

où

L est l'épaisseur de l'échantillon

M_s est la masse par unité de surface

ρ est la masse volumique du milieu fibreux.

Si l'on remplace L par M_s/ρ dans l'équation (2.34) on a

$$\tau(Ms) = \frac{2\sqrt{M^{*2} - N^{*2}}}{M^* + \sqrt{M^{*2} - N^{*2}}} e^{-\sqrt{M^{*2} - N^{*2}} \cdot Ms} \times$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{\sqrt{M^{*2} - N^{*2}} - M^*}{\sqrt{M^{*2} - N^{*2}} + M^*} \right)^n \times e^{-2n\sqrt{M^{*2} - N^{*2}} \cdot Ms} \quad (2.36)$$

Les paramètres optiques volumiques M, N, P ont été remplacés par des paramètres optiques massiques M^*, N^*, P^* et ils sont liés par les relations suivantes :

$$M = M^* \times \rho$$

$$N = N^* \times \rho$$

$$P = P^* \times \rho$$

avec M, N, P en m^{-1}

M^*, N^*, P^* en m^2/kg

Cette méthode proposée par LARKIN et CHURCHILL qui permet de déterminer les paramètres optiques pour l'ensemble du spectre du corps noir, ne tient pas compte des phénomènes de coloration du spectre. Elle sera l'objet d'une discussion lors de la confrontation des résultats expérimentaux avec la théorie électromagnétique.

2.5. MESURES.

Les mesures ont été effectuées sur des échantillons composés de fibres de silice où le diamètre moyen est de $7 \mu m$ (figure 2.8) provenant de la Société Quartz et Silice.

HISTOGRAMME DE LA SERIE DES DIAMETRES

Produit :

Appellation : *Fibres de silice*

Provenance : *Quartz et Silice*

Fréquence relative

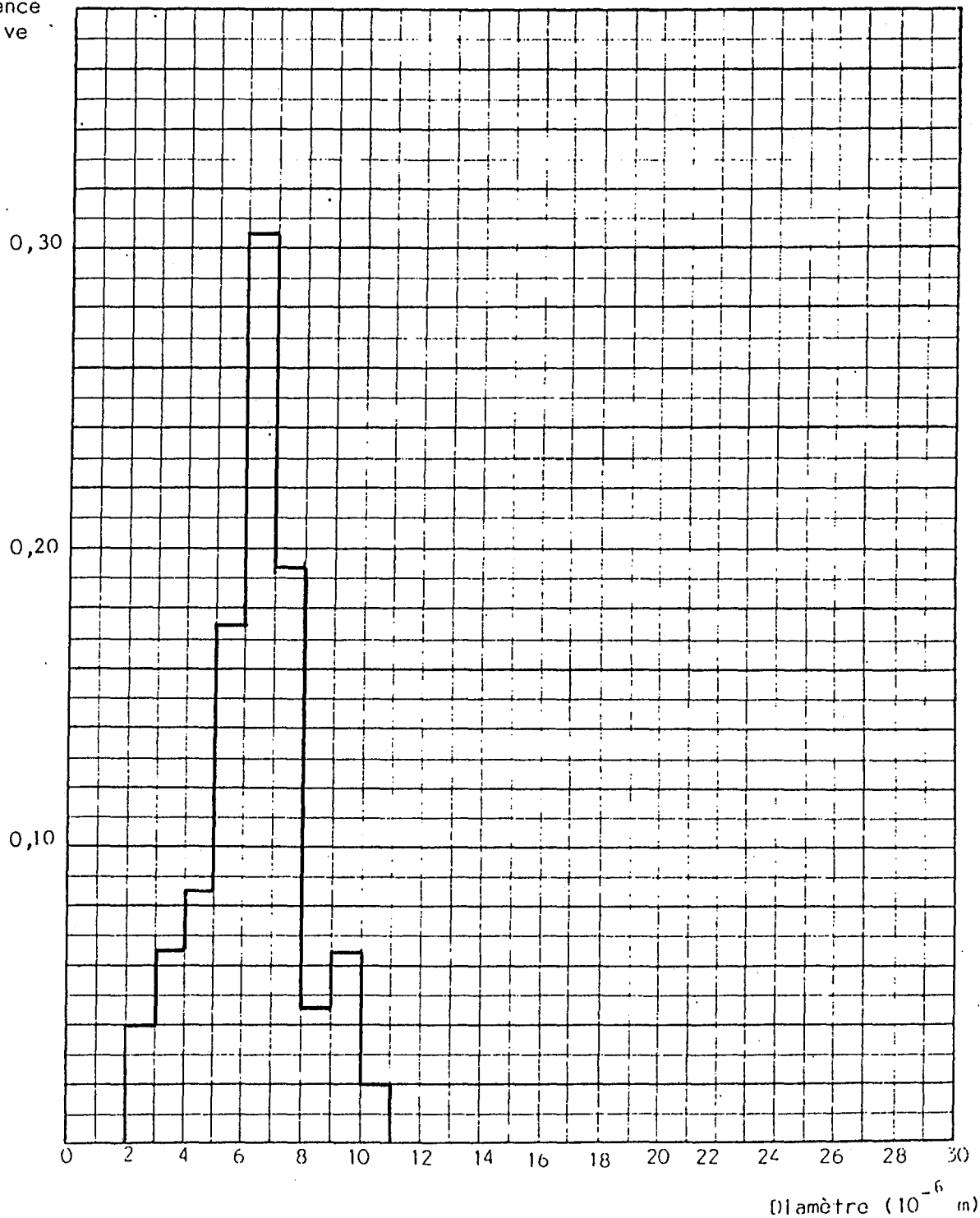


Figure (2.8)

2.5.1. Source corps noir.

Les mesures effectuées à l'aide du montage décrit au paragraphe 2.2.1. à l'aide d'une source de rayonnement constituée d'un corps noir dont la température a varié entre 400 et 800° C, ont permis de déterminer la transmittance totale hémisphérique en fonction de la masse surfacique. Nous avons fait varier la masse surfacique en empilant plusieurs couches.

A partir de ces mesures nous avons calculé les coefficients M, N, P à partir de la méthode décrite au paragraphe 2.4.2. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 2.2. et un exemple de représentation graphique de la variation de τ en fonction de la masse surfacique, M_s , est donné par la figure 2.9.

Paramètres optiques	Températures de la source ° C				
	400	500	600	700	800
M*	73,5	64,5	61,4	58,5	50,7
N*	71,8	62,8	60,2	57,6	49,4
P*	1,7	1,7	1,2	0,9	1,3

Tableau (2.2)

Résultats expérimentaux avec le corps noir

Nous discuterons de la signification physique des paramètres déterminés par cette méthode où l'échantillon est éclairé par une source de type corps noir au chapitre 5.

MONTAGE SPHERE INTEGRANTE ET CORPS NOIR

Transmittance totale hémisphérique
Température du corps noir : 400° C

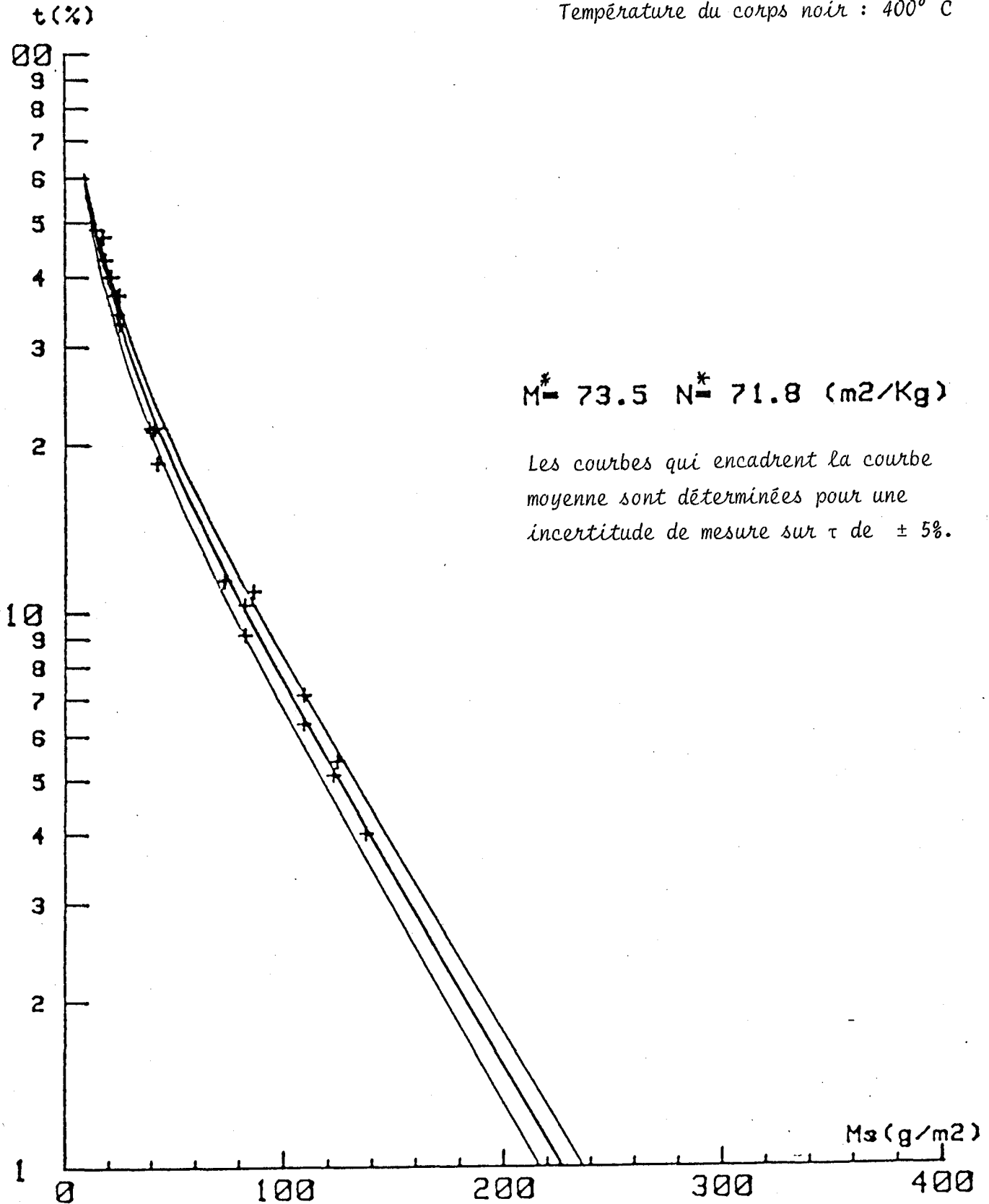


Figure (2.9) - Résultats expérimentaux.

2.5.2. Source LASER CO₂

Le laser CO₂ accordable a été utilisé pour $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ce qui correspond à la zone d'émission maximale du corps noir à la température voisine de la température ambiante (voir figures 2.1. et 2.2). Le montage utilisé a été décrit au paragraphe 2.2.1.

D'après les résultats de mesures (tableau 2.3), τ en fonction de M_s (figure 2.10) nous remarquons que contrairement aux résultats obtenus avec le corps noir pour des températures supérieures à 400° C, le matériau se comporte comme un corps purement absorbant. En effet les valeurs calculées des paramètres optiques nous donnent $N_\lambda \approx 0$ et $M_\lambda \approx P_\lambda = 71,2 \text{ m}^2/\text{kg}$.

Il est à souligner que ces paramètres ont été obtenus avec une source monochromatique, dans ces conditions l'intégration du modèle à deux flux est acceptable comme nous le verrons par la suite.

FIBRES DE SILICE

I_0	I	masse (grammes)	$\tau = I/I_0$
95 mV	35 mV	0,0071	0,0368
"	45	0,0072	0,473
94	44	0,0083	0,468
"	15,5	0,0153	0,163
100	22	0,0134	0,220
80	6,5	0,0189	0,081
75	3,5	0,0226	0,046
"	1,8	0,0287	0,024
"	0,1	0,0476	0,0013

Tableau (2.3)

Résultats de mesures avec la source Laser

MONTAGE SPHERE ET LASER ACCORDABLE

Transmittance spectrale hémisphérique
longueur d'onde : 10,6 μm

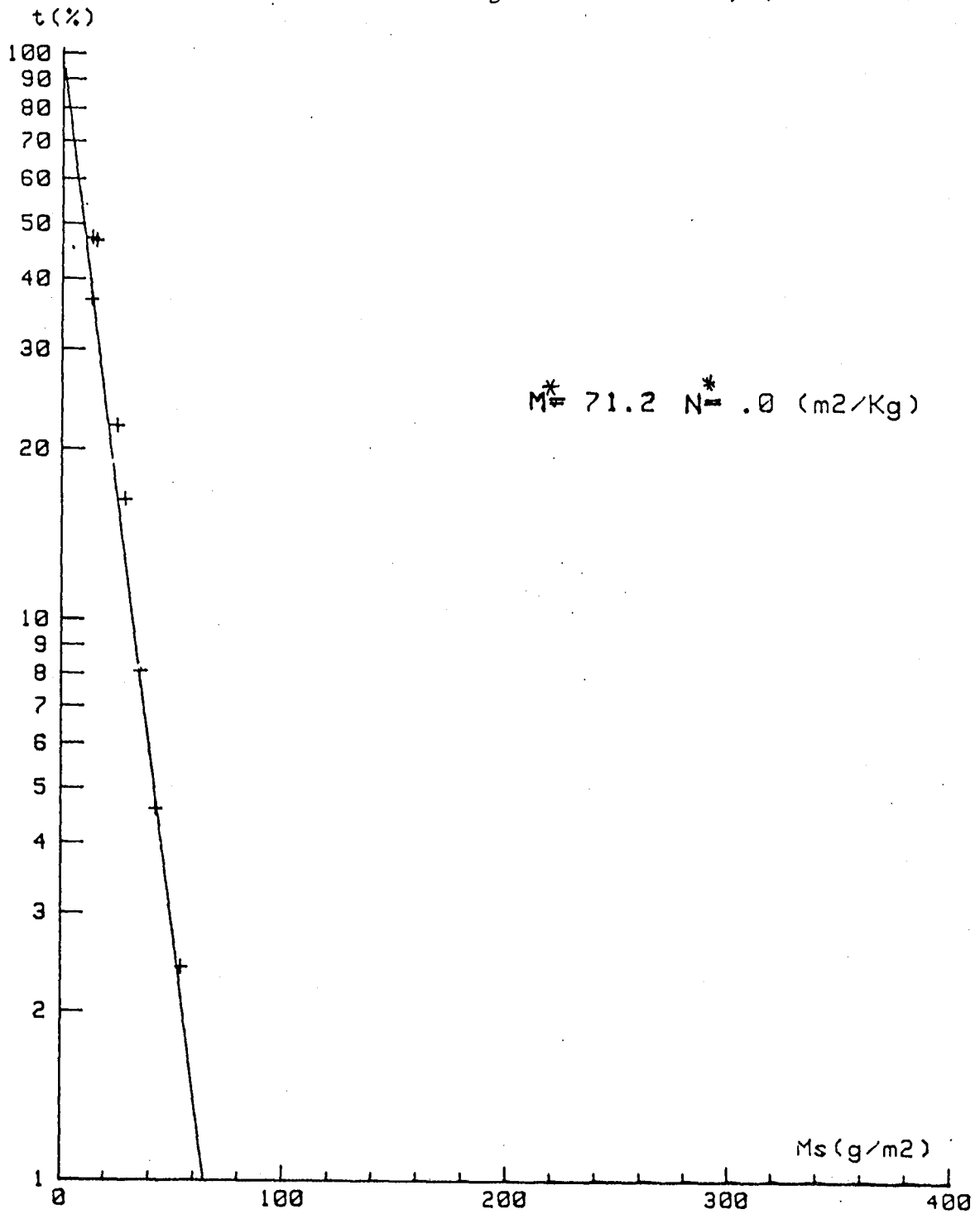


Figure (2.10) - Résultats expérimentaux.

2.6. CONCLUSIONS.

- Les mesures effectuées avec le corps noir ont montrées que les sections efficaces d'extinction volumiques ou massiques (M ou M^*) et de rétrodiffusion (N ou N^*) sont fonction de la température de la source comme le montre le tableau de résultats 2.2. Il faut donc conclure que le comportement du matériau composé de fibres de silices n'est pas celui d'un corps gris (hypothèse souvent émise dans certains travaux de ce domaine).

- Pour la silice, les coefficients diminuent quand la température de la source augmente.

- D'autres mesures ont montré que ces coefficients évoluent en fonction du diamètre des fibres. Quand le diamètre diminue, les sections efficaces d'extinction volumique et de rétrodiffusion augmentent. Ces résultats confirment qualitativement par une voie purement optique, des résultats déjà obtenus par des mesures thermiques.

- L'inconvénient du corps noir comme source de rayonnement Infra-rouge est de ne pas permettre les mesures de transmittance pour des températures inférieures à 400°C étant donné le faible niveau d'énergie émise. C'est pourquoi nous avons utilisé une source monochromatique puissante centrée sur $10,6 \mu\text{m}$ (maximum du corps noir à la température de 20°C).

- En ce qui concerne le laser CO_2 , le fait d'obtenir une section efficace de rétrodiffusion massique N^* , voisine de zéro constitue un résultat un peu surprenant par rapport à ceux obtenus avec le corps noir, mais ce résultat nous a permis d'évoluer dans le sens d'une meilleure compréhension du phénomène et de la nécessité de remplacer les grandeurs totales par des grandeurs spectrales. En fait l'extinction dans cette bande spectrale est due à une forte absorption de la matrice solide. En effet, l'analyse des spectres par réflexion de la silice montre que pour la longueur d'onde $10,6 \mu\text{m}$,

l'indice d'absorption se trouve au voisinage du maximum situé à 9,1 μm . Il n'est donc pas surprenant que le paramètre de diffusion soit faible à cet endroit.

- Bien que les mesures soient possibles, l'expérience se révèle délicate quant à l'utilisation de la sphère intégrante et d'un laser CO_2 (13). De plus, le domaine spectral exploré est trop restreint pour le thermicien. Il est donc souhaitable de pratiquer une analyse étendue de la transmission pour estimer le flux de chaleur radiatif total.

CHAPITRE 3

MONTAGE EXPERIMENTAL POUR LA DETERMINATION DE LA TRANSMITTANCE SPECTRALE BIDIRECTIONNELLE

3.1. GENERALITES.

L'estimation du transfert radiatif passe par l'analyse spectrale de la transmission à travers les échantillons. Cette analyse permet de déterminer la transmittance totale hémisphérique du matériau.

Comme l'énergie transmise est faible, nous avons abandonné le montage classique de la sphère intégrante munie d'un capteur car elle atténue considérablement le signal et elle ne permet pas de connaître la distribution angulaire de l'énergie diffusée.

Pour rélaiser ce montage (14), nous avons utilisé un monochromateur Perkin-Elmer (modèle E 14). Il présente l'avantage d'avoir une faible ouverture de faisceau. Cette qualité permet de tracer des indicatrices de diffusion avec une bonne définition.

Le montage est composé de trois modules distincts (figure 3.1) :

- un module source goniomètre.
- un monochromateur.
- un système de détection.

Cette configuration modulaire permet de modifier le montage en fonction des objectifs de l'étude. L'ensemble est sous atmosphère déshydratée.

Dans un premier temps nous avons utilisé la détection à thermocouple dans le cadre des essais préliminaires de faisabilité. Ensuite nous avons placé le système de détection prévu constitué d'un bolomètre à haute détectivité.

3.2. MODULE SOURCE ET GONIOMETRE.

3.2.1. Description générale.

Pour confronter les calculs théoriques aux résultats expérimentaux il est nécessaire de connaître la transmittance des échantillons en fonction de l'angle et de la longueur d'onde (transmittance spectrale bidirectionnelle). La source et son système optique, le modulateur, le porte échantillon (figure 3.2) sont fixés sur une même platine pivotante. Le goniomètre ainsi constitué assure la détermination de l'angle d'observation avec une précision d'environ un demi degré, ce qui nous semble suffisant pour nos expériences (figures 3.3). Le porte échantillon est disposé de telle façon que le plan de la face de sortie de l'échantillon contient l'axe de rotation du système. Il peut également pivoter autour de cet axe par rapport à la platine, ce qui permet de changer l'angle d'incidence. Ainsi on peut faire varier aussi bien l'angle d'incidence que l'angle d'observation (émergence).

SCHEMA DE L'INSTALLATION

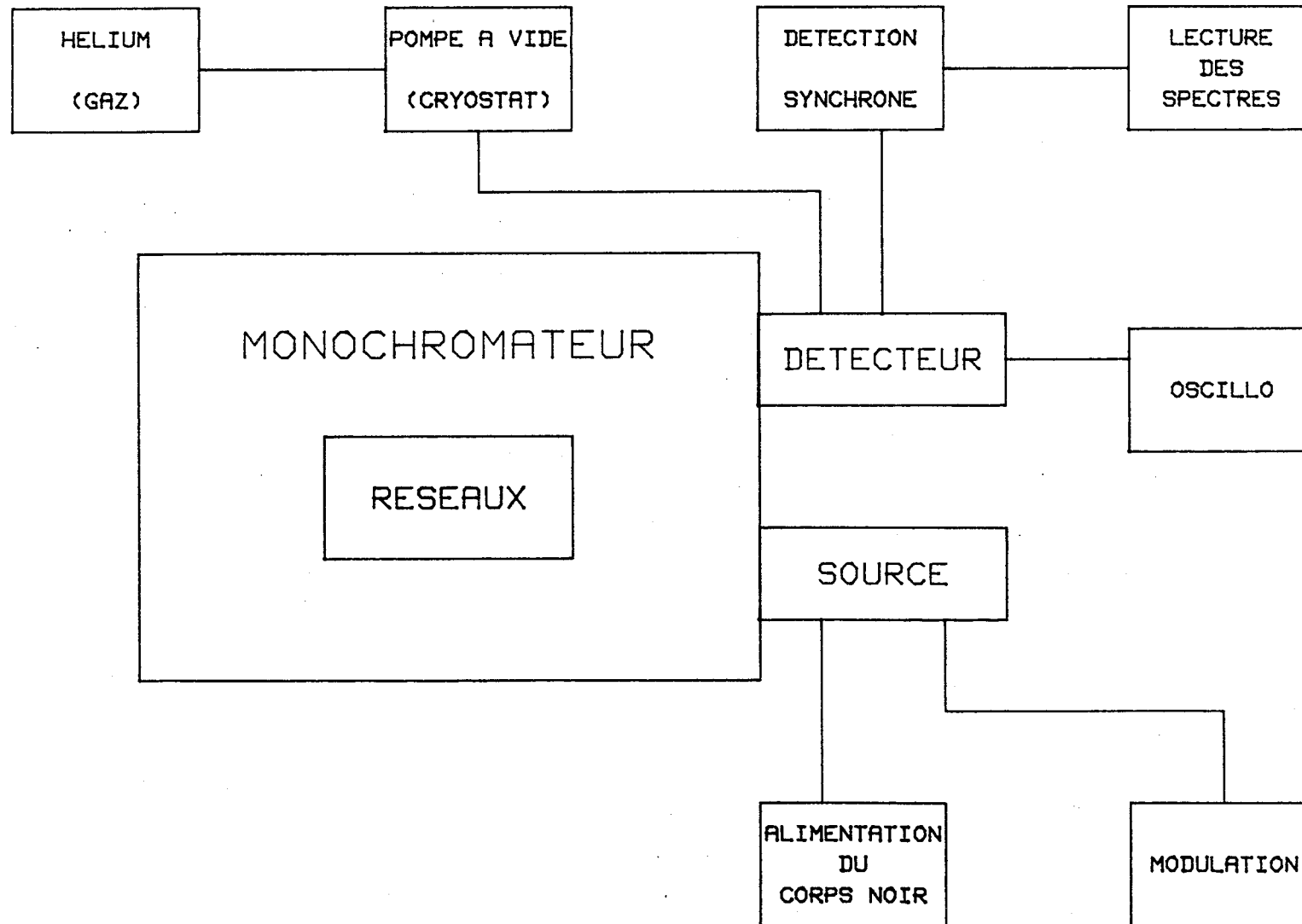


Figure (3.1)

MODULE SOURCE/ECHANTILLON

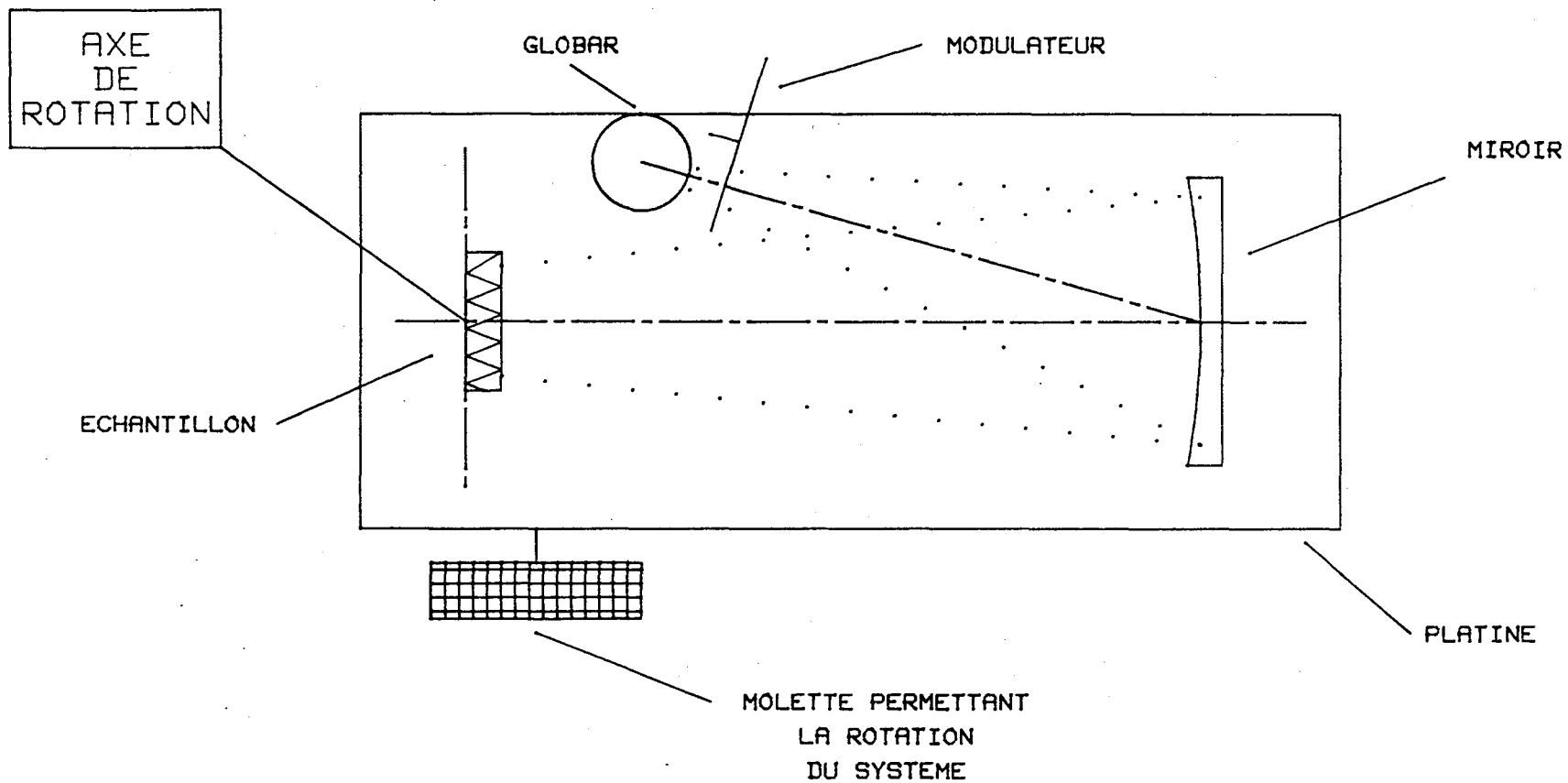


Figure (3.2)

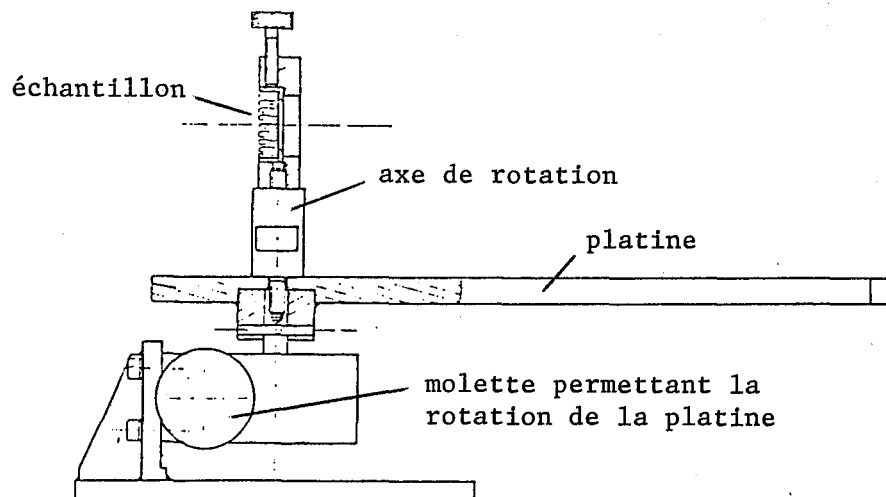


Figure (3.3) - Système goniométrique

3.2.2. La source.

La source utilisée est un global (figure 3.4) constitué d'un bâtonnet de carbure de silicium ($\phi = 6$ mm) maintenu par deux électrodes en argent. Une enveloppe à circulation d'eau refroidit les électrodes et empêche l'énergie de se propager dans toutes les directions.

La composition spectrale de cette source convient à la partie du spectre infrarouge que nous nous proposons d'explorer.

Le global est alimenté par un courant stabilisé, de 60 volts, 4 ampères, sa température peut s'élever jusqu'à 1 000° C.

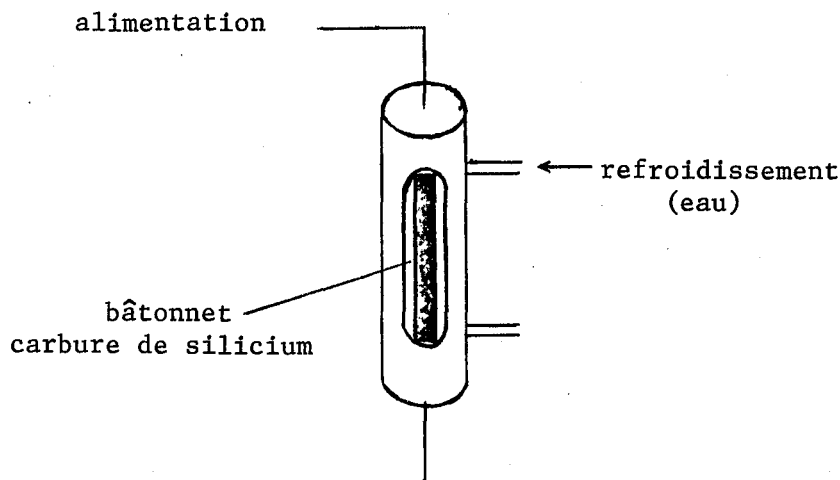


Figure (3.4) - Le global.

3.2.3. Le modulateur.

Le modulateur est disposé entre la source et l'échantillon. La fréquence de modulation utilisée dans nos expériences est de 13 Hertz avec la stabilité du secteur, le moteur d'entraînement est synchrone.

3.3. LE MONOCHROMATEUR.

3.3.1. Description générale.

Le monochromateur utilisé est un Perkin-Elmer type E 14 équipé de réseaux couvrant le domaine spectral qui intéresse notre étude, c'est-à-dire 2 à 40 μm .

Ce spectromètre fonctionne en simple faisceau sur le principe du montage Ebert comme le montre la figure 3.5.

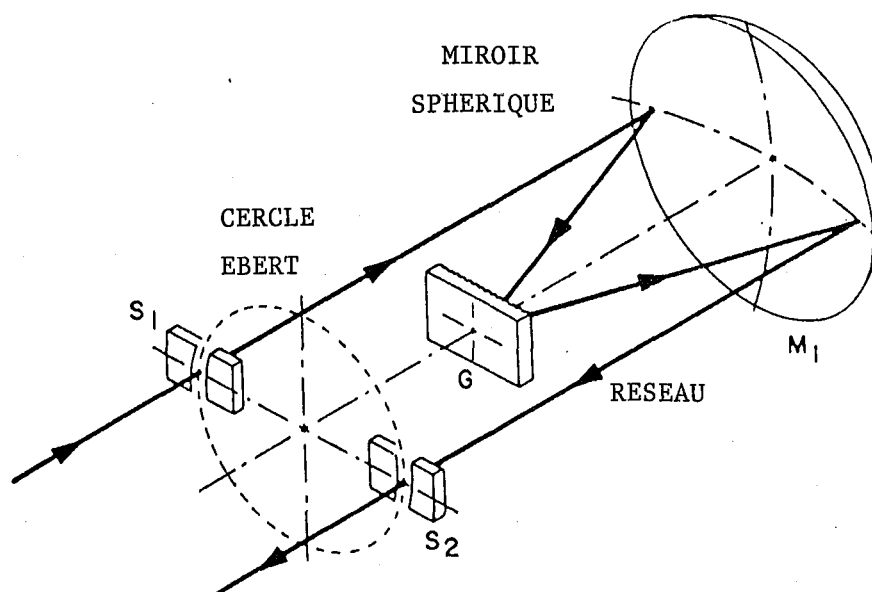


Figure (3.5)

3.3.2. Caractéristiques optiques (tableau 3.1) (15) (16).

- Pour le réseau, les caractéristiques sont les suivantes :

3.3.2.a. Le nombre de traits par millimètre de longueur.

3.3.2.b. Le pouvoir de résolution intrinsèque, R_0 , du réseau est donné par la relation suivante :

$$R_0 = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = k.N \quad (3.1)$$

où λ est la longueur d'onde.

$\Delta \lambda$ est l'élément spectral résolu

k est l'ordre dans lequel fonctionne le réseau

N est le nombre de traits du réseau

- Pour l'ensemble du montage, les caractéristiques sont les suivantes :

3.3.2.c. Le pouvoir de résolution ou pouvoir séparateur du monochromateur, donné par le constructeur est :

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{F. \operatorname{tg} \theta}{\Delta x} \quad (3.2)$$

où F est la distance focale du miroir du monochromateur

θ est l'angle de rotation du réseau

Δx est la largeur d'ouverture des fentes.

3.3.2.d. La luminosité du monochromateur est définie par la relation suivante :

$$L = \frac{d\phi}{L_\lambda \cdot d\lambda} = \tau \cdot A \cdot \frac{\Delta x \cdot b}{F^2} \quad (3.3)$$

où $d\phi$ est le flux que reçoit le détecteur

$L_\lambda \cdot d\lambda$ est la luminance qui éclaire la fente d'entrée pour l'intervalle $d\lambda$.

A est la surface du miroir
 Δx est la largeur des fentes
b est la hauteur des fentes
F est la distance focale du miroir
 τ est le taux de transmission du monochromateur.

3.3.2.e. Optimisation des conditions d'utilisation du montage.
Compromis entre la résolution et la luminosité.

La relation (3.3) nous montre que la luminosité du monochromateur est proportionnelle à l'ouverture des fentes. Le pouvoir de résolution du monochromateur dépend de l'ouverture de celles-ci (3.2). On peut montrer que le produit des deux relations est constant pour une longueur d'onde λ donnée qui correspond à l'angle θ .

$$R \times L = \frac{\tau \cdot A \cdot b}{F} \cdot \operatorname{tg} \theta = \text{constante} \quad (3.4)$$

Cette relation correspond au fonctionnement du monochromateur seul. En fait c'est l'ensemble monochromateur et détecteur qu'il faut considérer comme nous allons le voir dans ce qui suit.

Nous avons vu que les énergies mises en jeu par les phénomènes que nous étudions sont très faibles, c'est pourquoi nous cherchons à augmenter le flux qui arrive au détecteur en ouvrant le plus possible les fentes du monochromateur. Cette opération, comme le montre la relation (3.2) diminue le pouvoir de résolution, caractéristique qui dans notre cas n'est pas d'importance primordiale.

Nous avons donc établi un compromis entre la luminosité maximale et une résolution satisfaisante en ouvrant les fentes du monochromateur pour avoir un signal exploitable au détecteur pour des épaisseurs d'échantillons de l'ordre de 8 mm.

Ce compromis peut être exprimé par la relation entre la luminosité du monochromateur et sa résolution ultime, R_u , exprimée par la relation suivante :

$$R_u = L_u \cdot \frac{\lambda \, d\lambda}{d \, \phi} \quad (3.5)$$

où L_u est la luminosité ultime du montage
 λ est la longueur d'onde considérée
 $d\lambda$ est l'intervalle de longueur d'onde au voisinage de λ
 $d\phi$ est le flux qui arrive au détecteur.

et L_u est donnée par l'expression :

$$L_u = \tau E_o \quad (3.6)$$

où τ est le taux de transmission du monochromateur
 E_o est l'étendue géométrique du détecteur.

L'étendue géométrique du détecteur (figure 3.6.) est une grandeur essentielle qui entre en compte dans l'évolution de la luminosité du montage optique.

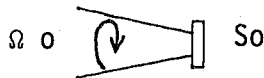


Figure 3.6

Etendue géométrique du détecteur.

Approximativement

$$E_o = S_o \cdot \Omega_o \quad (3.7)$$

où S_o est la surface du détecteur
 Ω_o est l'angle solide du détecteur.

En considérant le monochromateur seul, nous avons montré que le produit de la résolution par la luminosité est constant pour une longueur d'onde donnée. Ici nous remarquons que c'est l'ensemble monochromateur et détecteur qu'il faut prendre en compte pour atteindre la limite ultime de résolution R_u .

3.3.3. Filtres et polariseur.

Pour éliminer les radiations gênantes provenant d'ordres supérieurs à 1, nous utilisons des filtres fournis par le constructeur. Ils sont disposés devant les fentes du monochromateur.

Nous pouvons aussi placer dans le chemin optique, un polariseur à grille pour étudier l'effet de la polarisation de la lumière sur la transmittance des fibres de silice.

Ces dispositifs sont montrés dans la figure.3.7. correspondant au schéma de principe du monochromateur que nous avons utilisé.

3.4. LE SYSTEME DE DETECTION.

3.4.1. Le thermocouple.

Pour la mise au point du montage nous avons utilisé le détecteur existant sur l'appareil, c'est un thermocouple étalonné Perkin-Elmer. Il a été utilisé pour les tests de faisabilité (figure 3.8).

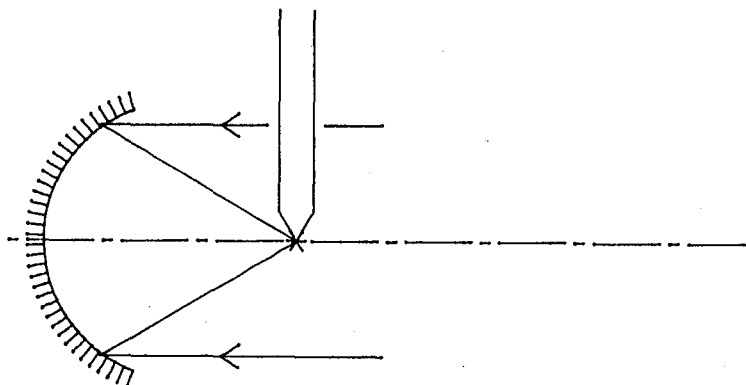


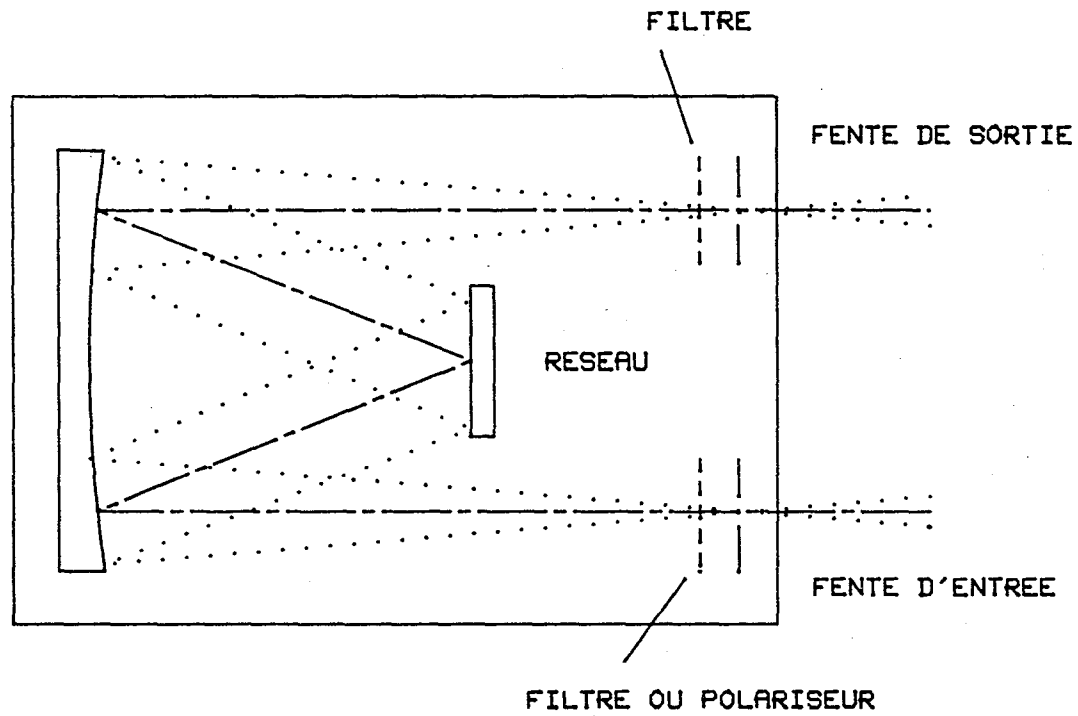
Figure (3.8)

Détecteur thermocouple

Caractéristiques du thermocouple : $NEP = 4.10^{-10} (W^{-1})$ mesuré par le laboratoire de Nancy I.

LE MONOCHROMATEUR

(MONTAGE EBERT)



LES LONGUEURS D'ONDES SONT FONCTIONS
DE L'ANGLE DE ROTATION DU RESEAU

MODULE DETECTEUR

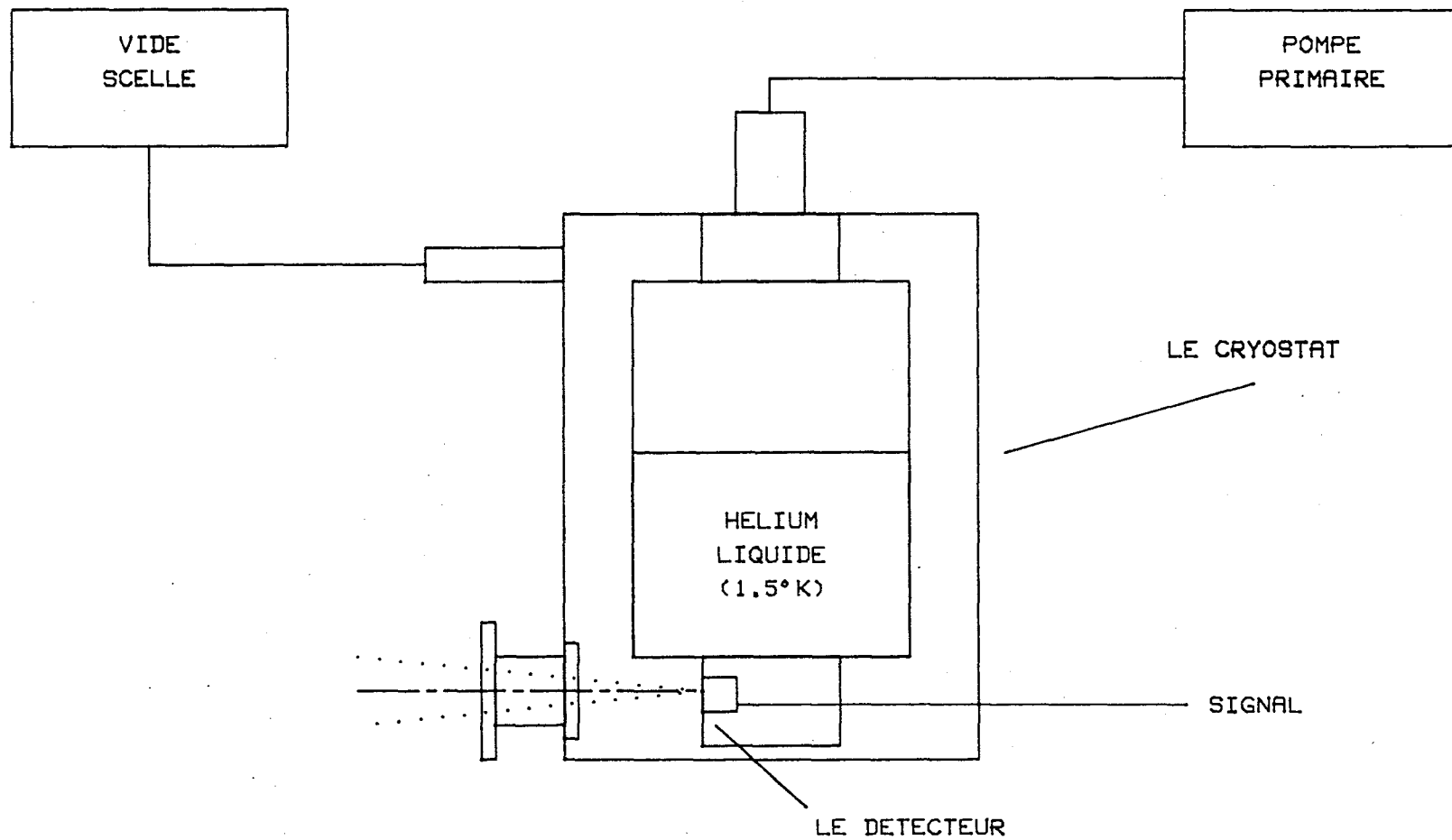


Figure (3.9)

3.4.2. Le bolomètre refroidi.

3.4.2.a. Description générale.

Le système de détection de l'installation est constitué d'un bolomètre au germanium dopé (17) fixé à la base d'un cryostat refroidi à l'hélium liquide (figure 3.9). La température du détecteur en service est de 1,4° K. Elle est obtenue en réduisant la pression de d'hélium à l'aide d'une pompe à fort débit (" hélium pompé "). Le détecteur de type " bolométrique " est un des plus performant actuellement connu, il est surtout utilisé dans les travaux d'astrophysique (voir tableau des différents détecteurs existants dans le commerce, figure 3.10).

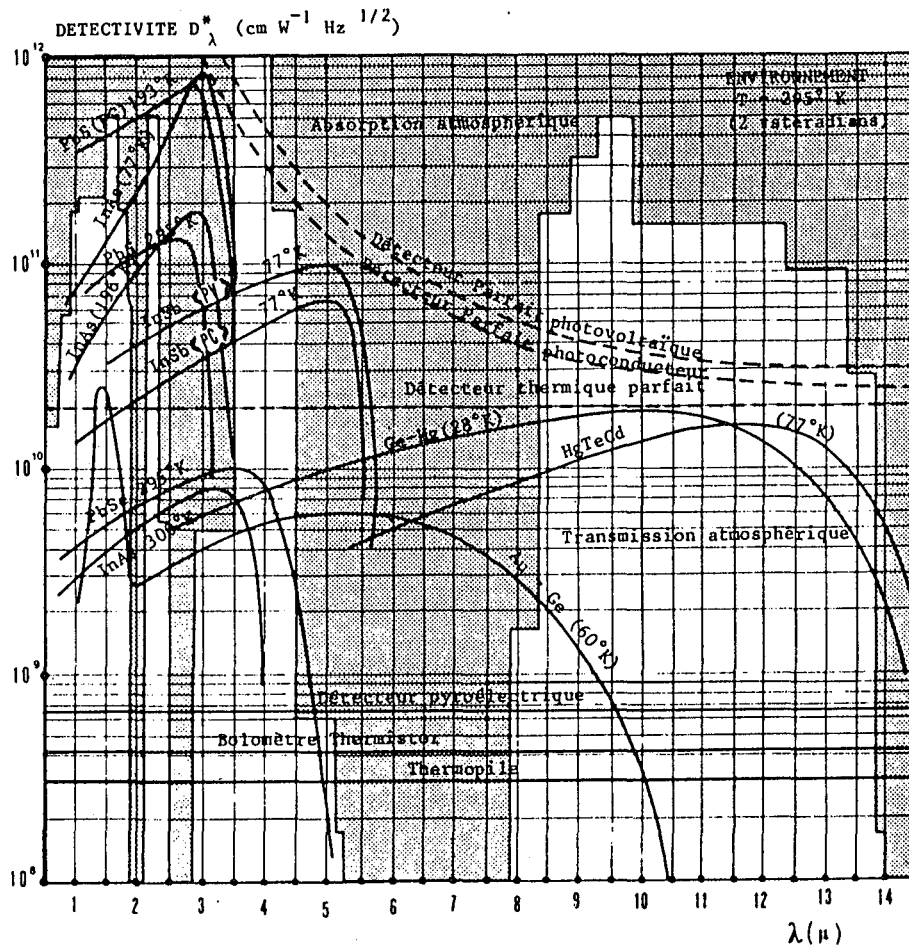


Figure (3.10)

Différents types de détecteurs

La pastille de germanium est fixée sur un substrat absorbant le rayonnement. L'ensemble est faiblement lié thermiquement au cryostat par une fixation adaptée, lui assurant les conditions nécessaires au maintien de la température de fonctionnement.

3.4.2.b. Caractéristiques techniques du bolomètre.

Les conditions d'expérience sont telles que le background est élevé, environ 10^{-4} Watt. C'est donc le bruit de photons de l'ordre de $1,4 \cdot 10^{-12}$ Watt / $\sqrt{\text{Hz}}$ qui limite la détectivité. Un détecteur dont le NEP est de l'ordre de 10^{-12} Watt/ $\sqrt{\text{Hz}}$ est suffisant. Le diamètre de la cellule sensible détermine l'étendue géométrique du faisceau de l'installation.

Les caractéristiques techniques qui doivent être prises en considération pour déterminer les performances du détecteur sont :

- le diamètre : 2 mm
- la fréquence de modulation : 13 Hz
- la température de fonctionnement : $1,4^\circ$ K
- le background : de l'ordre de 10^{-4} Watt
- le domaine de longueur d'onde : 2 - 40 μm .

La performance principale du détecteur est déterminée par sa détectivité.

3.4.2.c. La détectivité des bolomètres (17) (18).

Ce sont des détecteurs thermiques dans lesquels le signal observé est la variation de conductivité électrique du matériau en fonction de sa température.

La performance du bolomètre est limitée soit par sa capacité calorifique quand le bruit de photon est faible soit par ce bruit de photon quand il est élevé.

En effet, la réponse du bolomètre au germanium est entaché d'un bruit de fond " Noise Equivalent Power " ou NEP exprimé en $\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ qui est engendré par l'agitation thermique et à la nature corpusculaire de la lumière et de l'électricité.

La corrélation entre le NEP et ce bruit de photon est donné par la figure 3.11.

On voit que dans notre cas, où le background est de l'ordre de 10^{-4} Watt, le NEP correspondant à une température de fonctionnement de $1,4^{\circ}$ K est de l'ordre de 10^{-12} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

La détectivité D d'un capteur de rayonnement est exprimée par la relation :

$$D = \frac{1}{\text{NEP}} \quad [\text{W}^{-1}] \quad (3.8)$$

La détectivité d'un capteur dépend :

- de la composition spectrale et de la fréquence de modulation du rayonnement.
- de la température du détecteur.
- de la largeur de bande de fonctionnement du système de détection.

Dans la plupart des cas, la détectivité est inversement proportionnelle à la racine carrée de la surface du détecteur.

Afin de pouvoir définir un critère de comparaison entre les divers détecteurs, il est commode d'utiliser la détectivité spécifique D^* exprimée par la relation :

$$D^* = D \times \sqrt{A} \times \sqrt{\Delta\nu} = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta\nu}}{\text{NEP}} \quad (3.9)$$

où A est la surface du détecteur
 $\Delta\nu$ est la largeur de la bande.

Pour avoir la meilleure détectivité possible, il faut :

- Diminuer T, donc refroidir le plus possible le détecteur.
- Diminuer les sources de rayonnement parasites.

Dans le domaine spectral que nous explorons on ne peut utiliser des filtres froids sur le chemin optique.

Cette optimisation a été faite dans notre cas à l'aide des courbes données par le constructeur (figure 3.11 et figure 3.12).

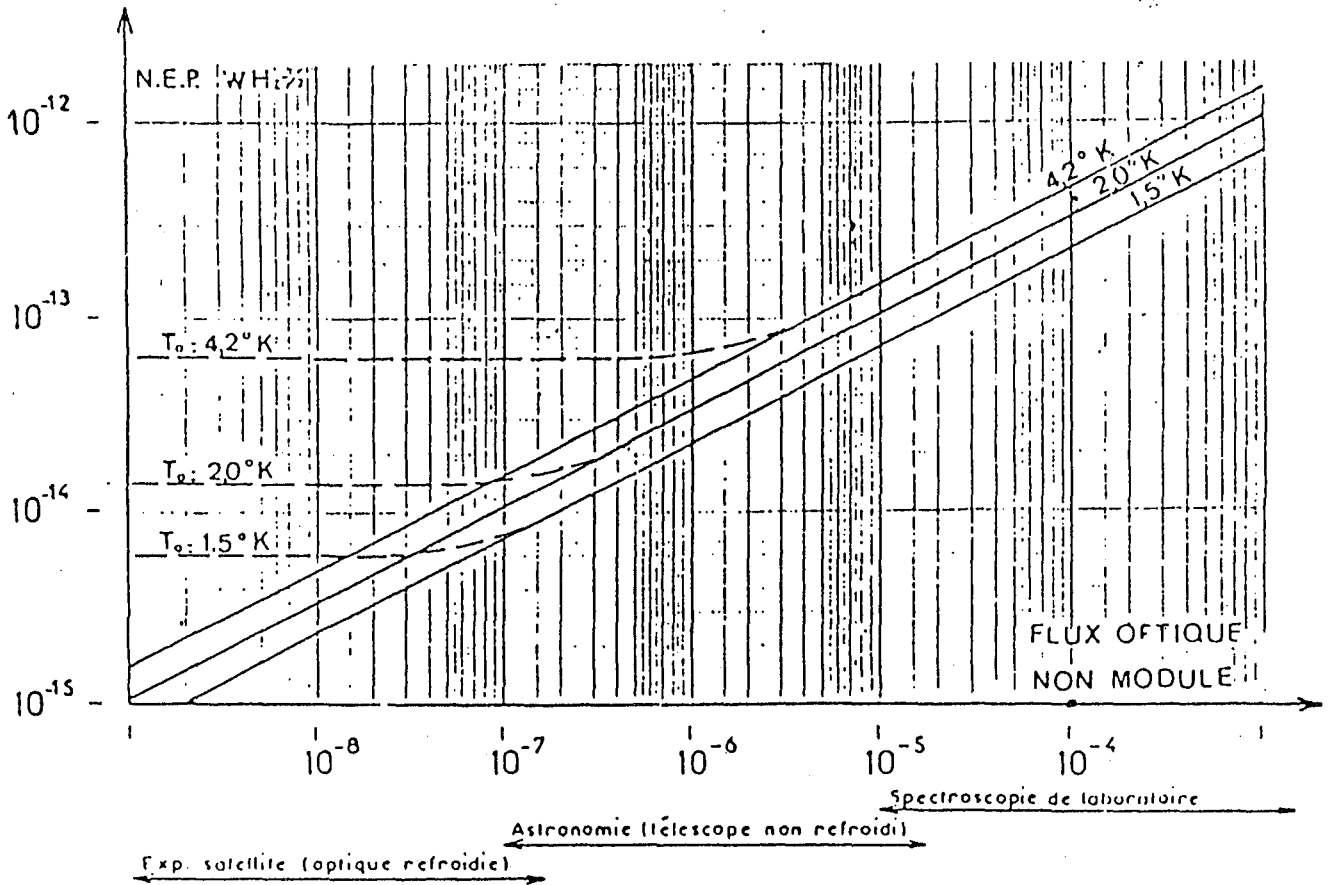


Figure (3.11)

NEP limite en fonction du flux optique non modulé arrivant sur le bolomètre ($\psi \cong 2 \text{ mm}$)

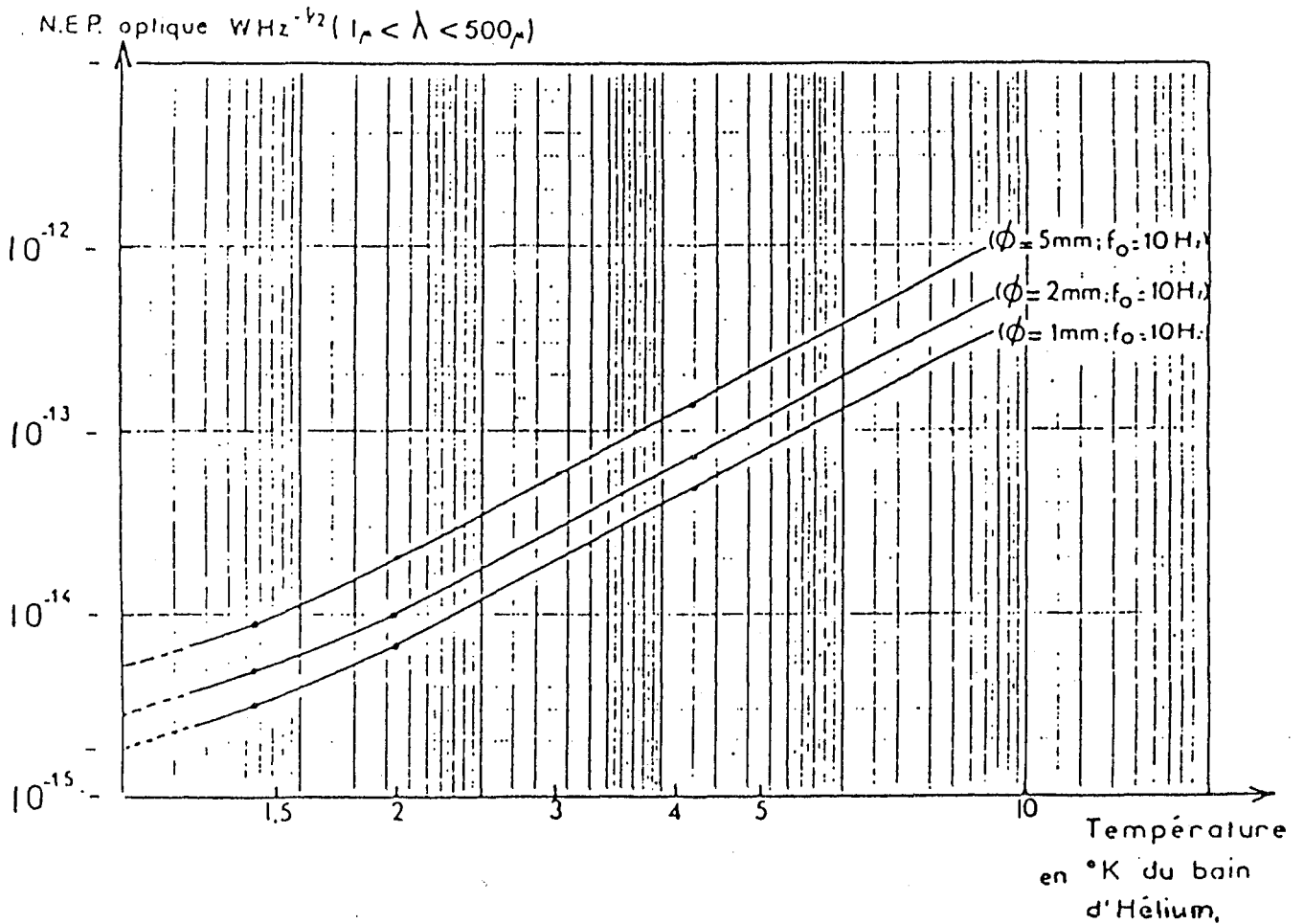


Figure (3.12)

Performances limites des bolomètres fabriqués sous licence CNRS - ANVAR, en fonction de la température de refroidissement du détecteur.

3.4.3. Chaîne de mesure.

La détection du rayonnement transmis à travers les échantillons est effectuée à l'aide de la technique de l'amplification synchrone.

L'amplificateur synchrone utilisé est un Brookdeal accordé sur la fréquence de modulation de la source. Ce signal est amplifié et enregistré sur une table traçante. Pour élever le niveau du signal d'entrée, nous avons utilisé un préamplificateur sélectif (3 - 30 Hz) avec un gain variant entre 10 et 20 que nous avons disposé entre le détecteur et l'amplificateur synchrone.

L'ensemble de l'installation et la synthèse des caractéristiques principales sont présentés dans le tableau n° 3.2.

Caractéristiques	Réseau 1	Réseau 2	Réseau 3	Réseau 4
Nombre de traits/mm N	576	144	57,6	28,8
Pas du réseau	$1,73 \cdot 10^{-6}$	$6,94 \cdot 10^{-6}$	$1,73 \cdot 10^{-5}$	$3,47 \cdot 10^{-5}$
Plage de longueur d'onde (microns)	2 - 4	4 - 10	10 - 25	20 - 50
Pouvoir de résolution R_0 (ordre 1)	576	144	57,6	28,8
intervalle de longueur d'onde correspondant (μm)	0,003 - 0,007	0,03 - 0,07	0,17 - 0,43	0,7 - 1,7

Tableau 3.1.

Caractéristiques des réseaux utilisés

CARACTERISTIQUES TECHNIQUES

	DESIGNATION	CARACTERISTIQUES
MODULE SOURCE ECHANTILLON	GLOBAR MODULATEUR MIROIR ECHANTILLON	1000°C ENVIRON - ALIM 60 VOLTS/4 AMPERES FREQUENCE DE MODULATION : 13 HZ DISTANCE FOCALE : 175 mm DIAMETRE : 25mm
MONOCHROMATEUR	RESEAUX MIROIR FENTES FILTRES POLARISEUR	RESEAUX INTERCHANGEABLES : 2 A 4 Microns 4 A 10 - 10 A 25 - 20 A 40 - FOCALE : 580 mm DIMENSIONS 80*110 mm LARGEUR REGLABLE DE 10 MICRONS A 10 mm , HAUTEUR 12 mm JEU DE 6 FILTRES DERRIERE LA FENTE D'ENTREE JEU DE 6 FILTRES DEVANT LA FENTE DE SORTIE POLARISEUR A GRILLE ORIENTABLE
MODULE DETECTION	CRYOSTAT BOLOMETRE	DIMENSIONS EXT DIAMETRE : 200 mm - HAUTEUR : 380 mm AUTONOMIE DE FONCTIONNEMENT : 40 H A 4.2°K TEMPERATURE D'UTILISATION : 1.2 A 4.2 °K DIAMETRE DE LA PASTILLE DE Ge DOPE : 2mm BACKGROUND ACCEPTE 10E-4 W NOISE EQUIVALENT POWER (NEP) : 4*10E-12 W/Hz ^{1/2}
CHAINE DE MESURE	PREAMPLIFICATEUR AMPLI SYNCHRONE OSCILLO	GAIN 10 - FILTRE 3 Hz - 30 Hz BROOKDEAL REGLAGE DE PHASE
AUTRES	POMPE PRIMAIRE POMPES PRIMAIRE ET SECON HELIUM	POMPAGE SUR CRYOSTAT POUR VIDE DANS L'ENCEINTE DU CRYOSTAT SOUS FORME LIQUIDE SYSTEME DE RECUPERATION DE L'HELIUM GAZEUX

CHAPITRE 4

TRANFERTS RADIATIFS DANS LES MILIEUX ISOLANTS FIBREUX

4.1. GENERALITES.

Les matériaux isolants fibreux sont des milieux semi-transparents absorbants-diffusants-émisifs. Ils peuvent être caractérisés par des coefficients monochromatiques d'absorption $\sigma_{a\lambda}$, de diffusion $\sigma_{s\lambda}$ qui varient fortement avec la longueur d'onde. Par ailleurs, l'intervention de la diffusion introduit la fonction de distribution angulaire $f_{\lambda}(\Omega' \rightarrow \Omega)$ qui contient la probabilité pour qu'un flux arrivant selon $\vec{\Delta}'$ soit diffusé selon $\vec{\Delta}$. Le traitement du problème passe par une analyse de l'équation du transfert radiatif (19) (20) (21) (22) (23) .

Dans de nombreuses applications nous pouvons modéliser les isolants poreux dans l'hypothèse du " mur " composé d'un matériau homogène, ce qui n'est pas toujours le cas des isolants légers.

La variation de la luminance à travers un volume élémentaire, ayant la forme d'un cylindre de section droite (égale à 1) normale à la direction de propagation, est analysée suivant les différents processus d'atténuation et de renforcement du rayonnement.

4.2. EQUATION DE TRANSFERT - COEFFICIENTS RADIATIFS.

4.2.1. Atténuation du rayonnement par absorption.

Lorsqu'une onde électromagnétique traverse un milieu semitransparent, son amplitude est diminuée en fonction des caractéristiques optiques et dimensionnelles des particules qui le composent. L'atténuation du rayonnement dans une direction donnée (figure 4.1) peut s'écrire :

$$dI_{\lambda}(\vec{\Delta}, s) = - \sigma_{a\lambda} I_{\lambda}(\vec{\Delta}, s) ds \quad (4.1)$$

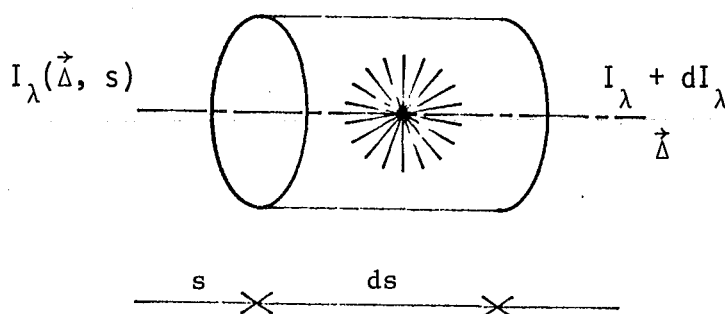


Figure (4.1)

Atténuation par absorption

$$dI_{\lambda}(\vec{\Delta}, s) = \sigma_{a\lambda} L_{\lambda}^{\circ} [T(s)] \cdot ds \quad (4.3)$$

où

$L_{\lambda}^{\circ} [T(s)]$ est la luminance du corps noir à la température $T(s)$ donnée par la loi de Planck.

4.2.4. Renforcement du rayonnement par diffusion.

Si l'on considère une direction $\vec{\Delta}' \neq \vec{\Delta}$, une partie du rayonnement diffusé dans toutes les directions de l'espace peut venir renforcer le rayonnement de la direction considérée $\vec{\Delta}$ comme le montre la figure (4.2).

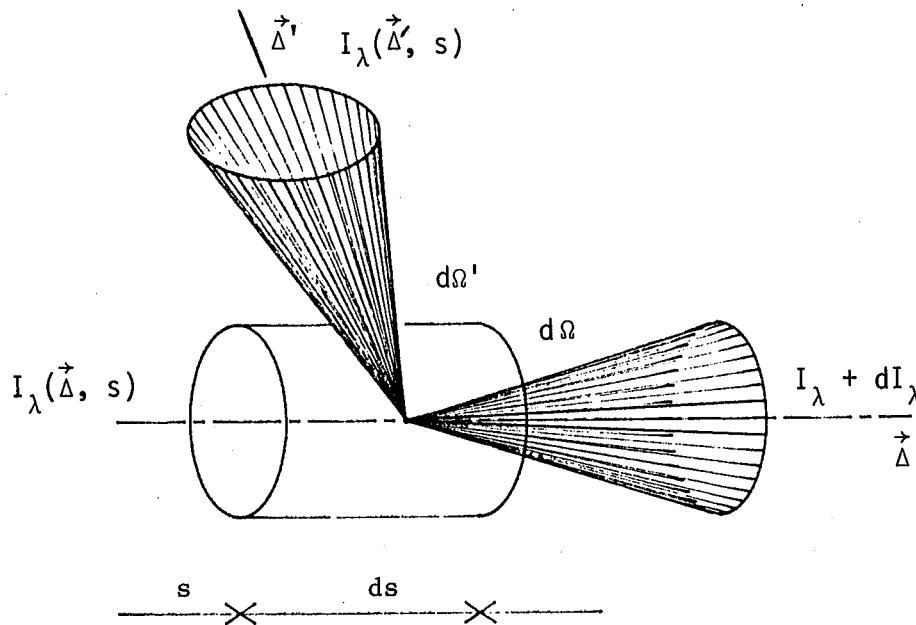


Figure (4.2)

Renforcement par diffusion

Cette atténuation est proportionnelle à la valeur de la luminance $I_\lambda(\vec{\Delta}, s)$, l'épaisseur traversée, ds , et au coefficient d'absorption monochromatique $\sigma_{a\lambda}$. Ce coefficient dépend des caractéristiques propres du milieu qui sont : l'indice de réfraction, la dimension des fibres, de la porosité. Ce coefficient est exprimé en m^{-1} .

4.2.2. Atténuation du rayonnement par diffusion.

Le matériau que nous proposons d'étudier étant un milieu semi-transparent diffusant, les ondes électromagnétiques sont diffusées hors de la direction initiale $\vec{\Delta}$. L'atténuation du rayonnement pour cette direction s'écrit :

$$dI_\lambda(\vec{\Delta}, s) = -\sigma_{s\lambda} I_\lambda(\vec{\Delta}, s) ds \quad (4.2)$$

Cette atténuation par diffusion est proportionnelle à la valeur de la luminance $I_\lambda(\vec{\Delta}, s)$ l'épaisseur traversée, ds , et au coefficient de diffusion monochromatique $\sigma_{s\lambda}$. Ce coefficient dépend des mêmes paramètres que celui que nous avons défini au paragraphe 4.2.1.

Le rayonnement est diffusé dans toutes les directions de l'espace : une partie dans l'espace avant, l'autre partie dans l'espace arrière.

4.2.3. Renforcement du rayonnement par émission propre du milieu.

Etant donné la température propre des fibres, il y a émission spontanée d'ondes électromagnétiques dans tout l'espace ; une partie vient renforcer la luminance dans la direction $\vec{\Delta}$.

Pour la direction $\vec{\Delta}$, nous pouvons établir l'équation qui traduit le renforcement dû à l'émission des particules. On admettra ainsi que l'émission spontanée du milieu au prorata d'une "émissivité" égale au coefficient d'absorption $\sigma_{a\lambda}$, selon la loi de Kirchoff. C'est ce que l'on appelle l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL).

En introduisant la fonction de distribution angulaire (24) appelée encore fonction de phase, le renforcement provenant de la diffusion s'écrit :

$$dI_{\lambda}(\vec{\Delta}, s) = \sigma_{s\lambda} \int_{\Omega'=4\pi} f_{\lambda}(\Omega' \rightarrow \Omega) I_{\lambda}(\vec{\Delta}', s) d\Omega' \times ds \quad (4.4)$$

4.2.5. Equation générale du transfert radiatif.

En tenant compte de tous les mécanismes décrits dans les paragraphes précédents, la variation de la luminance à travers un volume élémentaire semi-transparent diffusant s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{dI_{\lambda}(\vec{\Delta}, s)}{ds} = & - (\sigma_{a\lambda} + \sigma_{s\lambda}) I_{\lambda}(\vec{\Delta}, s) + \sigma_{a\lambda} L_{\lambda}^{\circ} [T(s)] \\ & + \sigma_{s\lambda} \int_{\Omega'=4\pi} f_{\lambda}(\Omega \rightarrow \Omega') I_{\lambda}(\vec{\Delta}', s) d\Omega' \end{aligned} \quad (4.5)$$

C'est une équation intégralo-différentielle aux dérivées partielles de type FREDHOLM.

Dans le cas "du mur", nous pouvons déterminer une direction à l'aide de deux paramètres y et θ (figure 4.3).

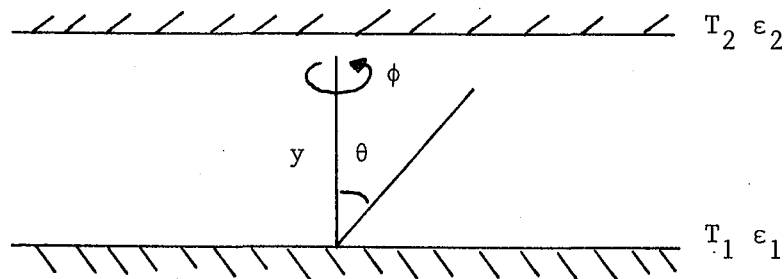


Figure (4.3)

Cas du mur.

avec :

$$\mu = \cos \theta \quad (4.6)$$

$$ds = dy / \cos \theta \quad (4.7)$$

L'équation (4.5) peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I_{\lambda}(y, \mu, \phi)}{\partial y} = & - (\sigma_{a\lambda} + \sigma_{s\lambda}) I_{\lambda}(y, \mu, \phi) + \sigma_{a\lambda} L_{\lambda}^{\circ} [T(y)] \\ & + \sigma_{s\lambda} \int_{\Omega'=4\pi} f_{\lambda}(\Omega' \rightarrow \Omega) I_{\lambda}(y, \mu', \phi') d\Omega' \end{aligned} \quad (4.8)$$

En raison de sa complexité mathématique l'équation (4.8) présente des difficultés de résolution et on ne dispose pas de solution analytique. En tout état de cause, pour résoudre (4.8), on doit connaître $\sigma_{a\lambda}$, $\sigma_{s\lambda}$ et $f_{\lambda}(\Omega' \rightarrow \Omega)$ et les conditions aux limites. Dans certaines conditions elle peut être simplifiée. Par exemple, si le milieu est composé de particules parfaitement sphériques, I_{λ} devient indépendant de ϕ et f_{λ} peut se calculer (21).

Quand le milieu est composé de fibres, les phénomènes de diffusions sont plus compliqués.

Dans les paragraphes suivants, nous exposerons la démarche suivie qui permet de calculer les coefficients radiatifs $\sigma_{a\lambda}$ et $\sigma_{s\lambda}$ à partir de la théorie électromagnétique.

4.3. LE MODELE A DEUX FLUX (spectral).

Dans l'équation générale (4.8) et la figure (4.3) il est possible de considérer que la luminance $I_{\lambda}(y, \mu, \phi)$ peut se décomposer en deux parties : $I_{\lambda}^{+}(y, \mu, \phi)$ vers l'avant ($\mu > 0$) et $I_{\lambda}^{-}(y, \mu, \phi)$ vers l'arrière ($\mu < 0$).

On peut supposer aussi que I_{λ}^{+} et I_{λ}^{-} ne dépendent plus de μ et de ϕ quand la radiation est passée à travers l'élément de volume de matériau fibreux; c'est-à-dire que le milieu présente une isotropie hémisphérique (hypothèse de Schuster-Schwarzschild). Nous pouvons dans ce cas, considérer que les coefficients $\sigma_{a\lambda}$ et $\sigma_{s\lambda}$ sont moyennés selon tous les angles d'incidences de la radiation.

Selon ces hypothèses, l'équation (4.8) peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_{\lambda}^{+}(y)}{dy} = & - (\overline{\sigma_{a\lambda}} + \overline{\sigma_{s\lambda}}) I_{\lambda}^{+}(y) + \overline{\sigma_{a\lambda}} L_{\lambda}^{\circ} [T(y)] + \\ & + \overline{\sigma_{s\lambda}} \int_{\Omega} f_{\lambda}(\Omega' \rightarrow \Omega) I_{\lambda}^{+}(y) d\Omega' + \overline{\sigma_{s\lambda}} \int_{\Omega} f_{\lambda}(\Omega' \rightarrow \Omega) I_{\lambda}^{-}(y) d\Omega' \end{aligned} \quad (4.9a)$$

$$\begin{aligned} -\mu \frac{dI_{\lambda}^{-}(y)}{dy} = & - (\overline{\sigma_{a\lambda}} + \overline{\sigma_{s\lambda}}) I_{\lambda}^{-}(y) + \overline{\sigma_{a\lambda}} L_{\lambda}^{\circ} [T(y)] + \\ & \overline{\sigma_{s\lambda}} \int_{\Omega} f_{\lambda}(\Omega' \rightarrow \Omega) I_{\lambda}^{+}(y) d\Omega' + \overline{\sigma_{s\lambda}} \int_{\Omega} f_{\lambda}(\Omega' \rightarrow \Omega) I_{\lambda}^{-}(y) d\Omega' \end{aligned} \quad (4.9b)$$

Le système d'équation 4.9a et 4.9b est conforme au modèle à deux flux. En intégrant la luminance sur les hémisphères avant et arrière, nous pouvons déterminer un nouveau système d'équation en termes de densité de flux de chaleur radiative $q^{+}(y)$ et $q^{-}(y)$. L'intégration donne :

$$\frac{dq_{\lambda}^{+}(y)}{dy} = - 2(\overline{\sigma_{a\lambda}} + b_{\lambda} \overline{\sigma_{s\lambda}}) q_{\lambda}^{+}(y) + 2b_{\lambda} \overline{\sigma_{s\lambda}} q_{\lambda}^{-}(y) + 2\overline{\sigma_{a\lambda}} L [T(y)] \quad (4.10a)$$

$$-\frac{dq_{\lambda}^{-}(y)}{dy} = - 2(\overline{\sigma_{a\lambda}} + b_{\lambda} \overline{\sigma_{s\lambda}}) q_{\lambda}^{-}(y) + 2b_{\lambda} \overline{\sigma_{s\lambda}} q_{\lambda}^{+}(y) + 2\overline{\sigma_{a\lambda}} L [T(y)] \quad (4.10b)$$

avec

$$q_{\lambda}^{+}(y) = \pi I_{\lambda}^{+}(y) \quad (4.11)$$

$$q_{\lambda}^{-}(y) = \pi I_{\lambda}^{-}(y) \quad (4.12)$$

$$L [T(y)] = \pi L^{\circ} [T(y)] \quad (4.13)$$

$$b_{\lambda} = \int_{\Omega=\pi} f_{\lambda} (\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega' \quad (4.14)$$

où b_{λ} représente la fraction d'énergie radiative rétrodiffusée (son calcul est donné au paragraphe 4.6.7.).

Il faut remarquer que le modèle à deux flux établi ici, présente une notation spectrale tandis que celui décrit au chapitre 2 utilisé par LARKIN et CHURCHILL utilise des coefficients radiatifs totaux (intégrés sur le corps noir).

4.4. CALCUL DE LA CONDUCTIVITE RADIATIVE.

L'intégration du modèle à deux flux avec des conditions aux limites (émissivité et température) permet de déterminer une " conductivité radiative " du matériau isolant fibreux sans couplage avec la conduction selon TIEN et TONG. En introduisant comme au paragraphe (2.4.1) une conductivité thermique radiative, nous avons

$$q_T(y) = q^+(y) - q^-(y) \quad (4.15)$$

$$= \lambda_r(y) \frac{\Delta T(y)}{\Delta y} \quad (4.16)$$

d'où pour un milieu peu épais :

$$\lambda_r = \frac{\int_{\lambda=0}^{\infty} \frac{E_{0\lambda}(T_m) d\lambda}{1 + (\sigma_{a\lambda} + 2b_{\lambda} \sigma_{s\lambda}) L}}{4\sigma T_m^3 L} \quad (4.17)$$

et pour un milieu épais

$$\lambda_r = \frac{\int_{\lambda=0}^{\infty} \frac{E_{0\lambda}(T_m) d\lambda}{\sigma_{a\lambda} + 2b_{\lambda} \sigma_{s\lambda}}}{\int_{\lambda=0}^{\infty} E_{0\lambda}(T_m) d\lambda} \quad 4\sigma T_m^3 \quad (4.18)$$

Il nous faut donc maintenant déterminer les paramètres σ_a , σ_s et b . Une première étape consiste à calculer les constantes optiques de la phase solide du matériau en fonction de la longueur d'onde.

4.5. L'INDICE DE REFRACTION.

La propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu homogène est décrite par la théorie électromagnétique (équations de MAXWELL) et prend en compte les constantes optiques n et k du milieu.

Selon la nature du milieu rencontré, l'indice de réfraction peut se présenter sous la forme complexe :

$$n^* = n - ik \quad (4.19)$$

où

n est l'indice de réfraction

k est l'indice d'absorption

La partie réelle de l'indice de réfraction, n , donne la vitesse de phase v de la propagation.

$$v = \frac{c}{n} \quad (4.20)$$

où c est la vitesse des ondes électromagnétiques dans le vide.

4.5.1. Analyse des spectres de réflexion. (25) (26) (27).

Pour déterminer les constantes optiques n et k d'un matériau, nous pouvons selon l'importance de l'absorption, effectuer des

mesures spectrales de transmission ou de réflexion. Dans notre cas, pour un verre, étant donné les grandes absorptions dans l'infrarouge, nous avons déterminé le coefficient de réflexion spectrale en incidence quasi normale.

A partir des relations de KRAMERS-KRONING (26) nous pouvons déterminer le déphasage, θ_ω , de l'onde électromagnétique lors de la réflexion. Il existe une relation entre le facteur de réflexion R_ω et θ_ω .

$$\theta_\omega = \frac{2\omega}{\pi} \int_{\omega'=0}^{\infty} \frac{\ln r(\omega') d\omega'}{\omega^2 - \omega'^2} \quad (4.21)$$

où

ω est la fréquence de la radiation.

$$r(\omega) = \sqrt{R(\omega)} \quad (4.22)$$

ω' est la variable de l'intégration;

D'après la relation de Fresnel,

$$r^*(\omega) = \frac{n^*(\omega) - 1}{n^*(\omega) + 1} \quad (4.23)$$

où

$$n^*(\omega) = n(\omega) - ik(\omega)$$

nous pouvons écrire,

$$r^*(\omega) = r(\omega) e^{-i\theta(\omega)} \quad (4.24)$$

En combinant les relations (4.23) et (4.24) nous trouvons,

$$n^*(\omega) = \frac{1 + r(\omega) e^{-i\theta(\omega)}}{1 - r(\omega) e^{-i\theta(\omega)}} \quad (4.25)$$

En développant la relation (4.19) nous pouvons calculer les constantes optiques spectrales $n(\omega)$ et $k(\omega)$.

$$n(\omega) = \frac{1 - r^2(\omega)}{1 + r^2(\omega) - 2r(\omega) \cos \theta(\omega)} \quad (4.26)$$

et

$$k(\omega) = \frac{2r \sin \theta(\omega)}{1 + r^2(\omega) - 2r(\omega) \cos \theta(\omega)} \quad (4.27)$$

Donc pour obtenir $n(\omega)$ et $k(\omega)$ il nous faut connaître le spectre de réflexion du matériau à étudier pour toutes les fréquences du spectre. L'utilisation de l'analyse de Kramers-Kroning nécessite certaines précautions aux limites. Le manque d'information aux extrémités du domaine d'intégration et dans le minimum de réflexion peuvent introduire une incertitude dans l'expression (4.21) qui donne $\theta(\omega)$.

Prenant en considération la relation qui existe entre les constantes optiques n et k et les constantes diélectriques ϵ' et ϵ'' nous pouvons écrire (26) (28).

$$\epsilon = \epsilon' - i\epsilon'' \quad (4.28)$$

avec

$$\epsilon' = n^2 - k^2 \quad (4.29)$$

$$\epsilon'' = 2nk \quad (4.30)$$

Nous introduisons ici les constantes diélectriques car la théorie électromagnétique de la diffusion nécessite leur connais-

sance pour les calculs futurs.

Pour affiner les résultats obtenus avec l'analyse Kramers-Kroning, il existe des méthodes complémentaires, comme les oscillateurs de Lorentz ou le modèle à quatre paramètres (29).

4.5.2. Détermination des constantes optiques n et k pour la silice vitreuse à la température ambiante.

Les mesures du coefficient de réflexion spectral de la silice vitreuse ont été effectuées au laboratoire de SAINT-GOBAIN-RECHERCHE (Aubervilliers) sur un spectrophotomètre PERKIN-ELMER type 801.

L'échantillon est une plaque polie ayant une surface de 5 cm^2 et une épaisseur d'environ 5 mm.

Les résultats de la détermination expérimentale de $R(\omega)$ sont présentés sur la figure (4.4).

Le calcul des constantes optiques n et k a été effectué et les résultats sont présentés dans la figure (4.5).

D'après les résultats de la figure (4.5), il est clair que le milieu étudié ne peut pas être considéré comme un milieu gris.

4.6. ABSORPTION ET DIFFUSION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE SUR UN CYLINDRE POUR DES ANGLES D'INCIDENCES VARIABLES.

4.6.1. Généralités.

En 1881 Lord RAYLEIGH a résolu le problème de la diffusion de l'onde électromagnétique arrivant suivant la normale à l'axe du cylindre.

D'autres auteurs ont développé les calculs de la diffusion sur des particules, notamment la théorie de G. MIE permet de traiter le cas des particules sphériques.

Figure (4.4)

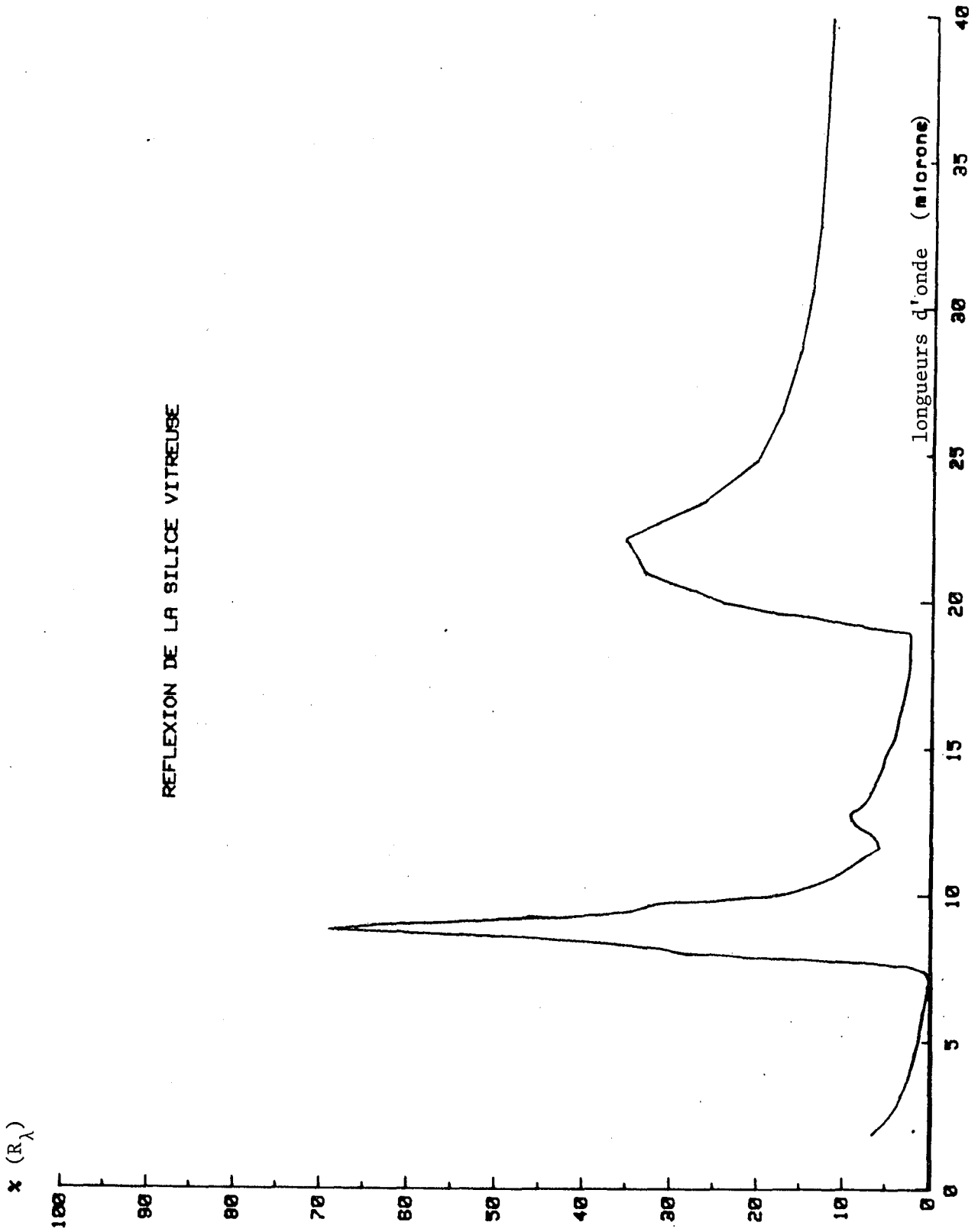
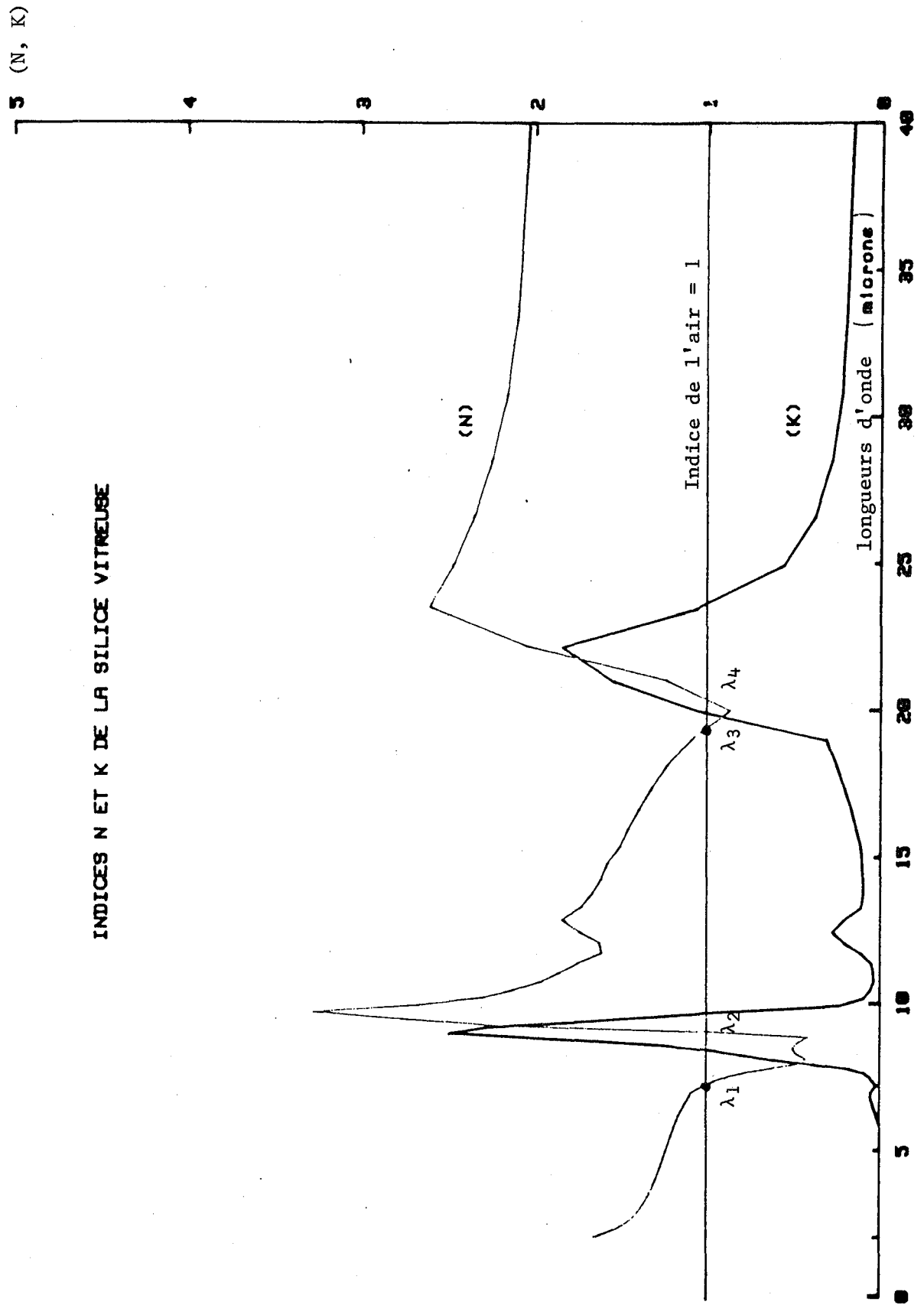


Figure (4.5)



Cette théorie a été étendue aux cylindres en tenant compte des possibilités de variation de l'angle d'incidence de la radiation par rapport à l'axe (30) (31) (32).

La propagation de l'onde électromagnétique dans la matière est influencée par les propriétés radiatives du milieu.

Les ondes électromagnétiques sont décrites par les équations de MAXWELL qui rendent compte de la propagation simultanée des vecteurs champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{H} dans un milieu par :

- ϵ : constante diélectrique
- μ : perméabilité magnétique
- γ : conductivité électrique
- ρ : densité de charge électrique au point considéré.

4.6.2. Les équations de Maxwell.

Pour décrire les interactions au sein des milieux matériels, il convient de définir quatre " champ macroscopiques " à savoir :

- le champ électrique \vec{E}
- l'induction électrique \vec{D}
- le champ magnétique \vec{H}
- l'induction magnétique \vec{B}

Ces champs satisfont aux équations de MAXWELL où ρ est la densité volumique de charges et \vec{J} le vecteur densité de courant.

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (\text{théorème de Gauss}) \quad (4.31)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (\vec{B} \text{ est à flux conservatif}) \quad (4.32)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{loi de Faraday}) \quad (4.33)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{Théorème d'Ampère}) \quad (4.34)$$

Indépendamment des propriétés des milieux matériels, le phénomène électromagnétique est donc décrit essentiellement par l'ensemble de six grandeurs (ρ , \vec{J} , \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} , \vec{H}).

Dans le cas des milieux aux propriétés linéaires, il existe des relations de proportionnalité entre les différents champs de vecteurs impliqués dans les équations de MAXWELL

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \text{ pour un diélectrique parfait} \quad (4.35)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \text{ pour un milieu magnétique parfait} \quad (4.36)$$

$$\vec{j} = \gamma \vec{E} \text{ pour un conducteur parfait} \quad (4.37)$$

En supposant que le milieu traversé par l'onde électromagnétique est un diélectrique homogène ($\rho = 0$), linéaire et non chargé ($\gamma = 0$), les équations de MAXWELL deviennent, en ne gardant que les vecteurs, champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{H}

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (4.38)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (4.39)$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (4.40)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4.41)$$

4.6.3. Equations de propagation.

Dans un repère orthonormé $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{k})$, les vecteurs \vec{E} , \vec{H} , $\text{rot } \vec{E}$ et $\text{rot } \vec{H}$ seront définis en fonction de leurs composantes sur les trois axes de coordonnées $(0x, 0y, 0z)$, soit dans le cas du champ électrique \vec{E}

$$\vec{E} = E_x \vec{i} + E_y \vec{j} + E_z \vec{k} \quad (4.42)$$

$$\text{rot } \vec{E} = \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \vec{k} \quad (4.43)$$

Quant au scalaire $\text{div } \vec{E}$ son expression sera

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (4.44)$$

La dérivation de l'équation (4.41) par rapport au temps nous donne

$$\frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \vec{H}) = \text{rot } \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \text{rot } \left(-\frac{1}{\mu} \text{rot } \vec{E} \right) = \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (4.45)$$

$$\text{rot } (\text{rot } \vec{E}) = -\Delta \vec{E} = -\epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{car } \text{div } \vec{E} = 0) \quad (4.46)$$

L'équation de propagation de \vec{E} s'exprime donc en fonction du laplacien de \vec{E} .

$$\Delta \vec{E} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (4.47)$$

La vitesse v de propagation de l'onde dans le milieu considéré est définie à partir de :

$$\epsilon \mu = \frac{1}{v^2} \quad (4.48)$$

Nous pouvons de la même façon, déterminer l'équation de propagation du champ magnétique :

$$\Delta \vec{H} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (4.49)$$

Considérons maintenant le cas d'une onde plane, se propageant dans la direction Oz. Dans ce cas les vecteurs champs \vec{E} et \vec{H} ne dépendent que de la seule coordonnée spatiale z et du temps. L'équation de propagation du champ électrique devient

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (4.50)$$

qui est une équation de propa-

gation à une dimension et qui admet pour solution générale

$$\vec{E}(z, t) = \vec{F}\left(t - \frac{z}{v}\right) + \vec{G}\left(t + \frac{z}{v}\right) \quad (4.51)$$

Les formes de \vec{F} et \vec{G} sont déterminées par les conditions aux limites imposées à \vec{E} (ou à \vec{H}).

Dans le cas de l'onde plane, le champ électromagnétique est transversal, en effet

- à partir des équations de Maxwell (4.38) et (4.39)

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad \text{et} \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad \text{nous avons} \quad \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$$

- et par projection des deux autres équations sur Oz nous obtenons :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial E_z}{\partial t} = 0.$$

donc E_z et H_z qui par définition ne dépendaient pas de x et de y , ne dépendent pas non plus de z et de t . Les champs \vec{E} et \vec{H} sont donc normaux à la direction Oz.

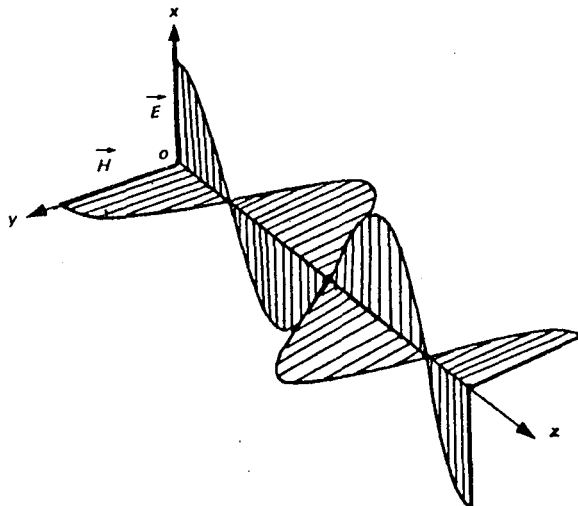
Si nous considérons le cas d'une onde plane polarisée rectilignement, se propageant dans les z croissants, le champ \vec{E} a une seule composante (sur Ox)

$$\vec{E} \begin{cases} E_x (t - \frac{z}{v}) \\ 0 \\ 0 \end{cases}$$

La projection de $\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ sur Ox conduit à $\frac{\partial H_x}{\partial t} = 0$ ce qui montre que le champ magnétique \vec{H} a la forme suivante :

$$\vec{H} \begin{cases} 0 \\ H_z (t - \frac{z}{v}) \\ 0 \end{cases}$$

Les vecteurs \vec{E} et \vec{H} sont perpendiculaires entre eux.



En prenant une onde plane particulière, où les champs E et H sont des fonctions sinusoïdales du temps et de la variable z, on posera pour la composante Ex du champ électrique

$$E_x = E_{ox} e^{i\omega(t - \frac{z}{v})} = E_{ox} e^{i\omega(t - \frac{n^*z}{c})} \quad (4.52)$$

avec : $\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ pulsation de longueur d'onde λ (4.53)

$$T = \frac{\lambda}{c} \quad \text{période} \quad (4.54)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{n^*} \quad n^* \text{ indice de réfraction complexe du milieu, } c \text{ la célérité de la lumière.} \quad (4.55)$$

La composante Hy s'obtient en projetant $\text{rot } \vec{E}$ sur Oy, en effet

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z} = + \frac{i\omega}{\mu v} E_{ox} e^{i\omega(t - \frac{z}{v})}$$

d'où $H_y = \frac{E_{ox}}{\mu v} e^{i\omega(t - \frac{z}{v})}$ (4.56)

Les vecteurs \vec{E} et \vec{H} sont en phase et il existe une relation simple entre les grandeurs à tout instant.

Dans le cas général, si on ne particularise pas la direction de propagation, on écrira

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega(t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad \vec{k} \text{ vecteur d'onde.} \quad (4.57)$$

La relation de transversalité étant :

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega} \quad \text{avec} \quad |\vec{k}| = \frac{\omega}{v} \quad (4.58)$$

4.6.4. Théorie générale de la diffusion de la lumière sur un cylindre de longueur infinie.

La théorie de la diffusion a été développée par différents auteurs, nous présentons dans ce travail les résultats de la démarche suivie par quelques uns d'entre eux : VAN DE HULST et al (30) LIND et GREENBERG (31), KERKER et al (32).

Des équations 4.47 et 4.49 nous pouvons écrire :

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (4.59)$$

$$\Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \quad (4.60)$$

avec

$$k^2 = \omega^2 \epsilon \mu \quad (4.61)$$

Soit une fonction scalaire ψ et un vecteur unitaire \vec{e}_z suivant l'axe z, nous pouvons construire un vecteur \vec{M}_ψ tel que

$$\vec{M}_\psi = \text{rot} (\vec{e}_z \times \psi) \quad (4.62)$$

Connaissant les propriétés de l'opérateur nabla, on obtient l'égalité suivante

$$\Delta \vec{M}_\psi + k^2 \cdot \vec{M}_\psi = \text{rot} \left[\vec{e}_z (\Delta \psi + k^2 \cdot \psi) \right] \quad (4.63)$$

Le vecteur \vec{M} satisfait donc à l'équation de propagation de l'onde électromagnétique si la fonction ψ vérifie

$$\Delta \psi + k^2 \cdot \psi = 0 \quad (4.64)$$

A partir du vecteur \vec{M}_ψ , nous pouvons construire un vecteur \vec{N}_ψ tel que

$$\vec{N}_\psi = \frac{\text{rot} \vec{M}_\psi}{k} \quad (4.65)$$

Par définition, ce vecteur \vec{N}_ψ satisfait à l'équation de propagation de l'onde et nous avons de plus

$$\text{rot} \vec{N}_\psi = k \cdot \vec{M}_\psi \quad (4.66)$$

Les champs \vec{E} et \vec{H} qui satisfont aux équations de MAXWELL peuvent être construits à partir des vecteurs M_ψ^{\rightarrow} et N_ψ^{\rightarrow} en introduisant pour ψ deux fonctions potentielles u et v .

$$\vec{E} = \mu^{1/2} (M_V^{\rightarrow} + iN_U^{\rightarrow}) \quad (4.67)$$

$$\vec{H} = \epsilon^{1/2} (-M_U^{\rightarrow} + iN_V^{\rightarrow}) \quad (4.68)$$

En coordonnées cylindriques, l'équation de propagation dans un milieu diélectrique s'écrit

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 \cdot \psi = 0 \quad (4.69)$$

La direction de propagation de l'onde incidente oblique sera représentée par l'angle α relatif à la normale à l'axe des z (fig.4.6).

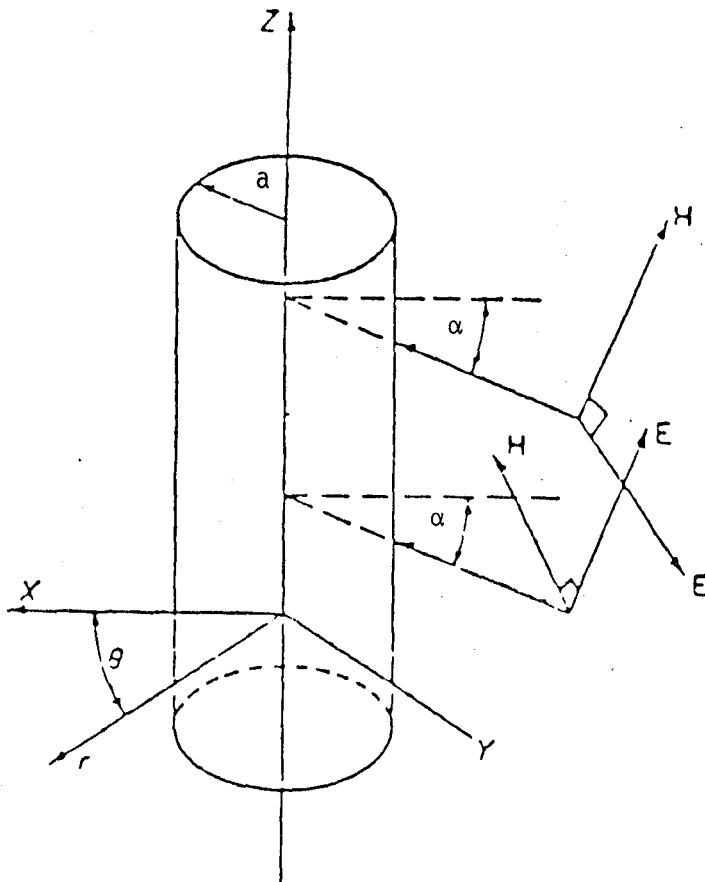


Figure (4.6)

Incidence de l'onde sur le cylindre

L'onde incidente polarisée peut se mettre sous la forme de deux composantes, le mode TM (Cas I) où la composante du vecteur champ magnétique est nulle sur l'axe z et le mode TE (Cas II) où la composante du vecteur champ électrique est nulle sur l'axe z.

L'équation de propagation (4.69) est résolue en considérant qu'une solution ψ_n est le produit de trois fonctions d'une variable.

$$\psi_n(r, \theta, z) = Z_n(r) \phi(\theta) Z(z) \quad (4.70)$$

L'équation (4.69) devient alors

$$r \frac{d}{dr} \left(r \frac{dZ_n(r)}{dr} \right) + \left[(k^2 - h^2)r^2 - n^2 \right] Z_n(r) = 0 \quad (4.71)$$

$$\frac{d^2 \phi(\theta)}{d\theta^2} + n^2 \phi(\theta) = 0 \quad (4.72)$$

$$\frac{d^2 Z(z)}{dz^2} + h^2 Z(z) = 0 \quad (4.73)$$

avec

$$k_0 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \quad (\text{valeur de } k \text{ dans le vide}) \quad (4.74)$$

$$h = k_0 \sin \alpha \quad (4.75)$$

Les solutions de l'équation (4.71) sont des fonctions de Bessel (33) de première espèce $J_n(lr)$ et de seconde espèce $Y_n(lr)$.

$$\text{avec } l = k_0 \cos \alpha \quad \text{à l'extérieur du cylindre} \quad (4.76)$$

$$l_1 = k_0 (\epsilon/\epsilon_0 - \sin^2 \alpha)^{1/2} \quad \text{dans le cylindre} \quad (4.77)$$

Selon les positions par rapport au cylindre, intérieure ou extérieure et la polarisation Cas I, Cas II, les solutions de u et v données par les différents auteurs sont les suivantes pour un

rayon de fibre a, les fonctions $H_n^{(2)}$ n'étant pas définies pour $r = 0$.

Cas I Polarisation mode TM Cas I

$$r > a$$

$$u_I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \left\{ J_n(lr) - b_{nI} H_n^{(2)}(lr) \right\} \quad (4.78)$$

$$v_I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \left\{ a_{nI} H_n^{(2)}(lr) \right\} \quad (4.79)$$

$$r < a$$

$$u_I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \left\{ d_{nI} J_n(lr) \right\} \quad (4.80)$$

$$v_I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \left\{ c_{nI} J_n(lr) \right\} \quad (4.81)$$

Cas II Polarisation mode TE Cas II

$$r > a$$

$$u_{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \left\{ b_{nII} H_n^{(2)}(lr) \right\} \quad (4.82)$$

$$v_{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \left\{ J_n(lr) - a_{nII} H_n^{(2)}(lr) \right\} \quad (4.83)$$

$$r < a$$

$$u_{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \left\{ d_{nII} J_n(lr) \right\} \quad (4.84)$$

$$V_{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \left\{ c_{nII} J_n(\ell_1 r) \right\} \quad (4.85)$$

où

$$F_n = (-i)^n e^{i(\omega t - h_z \sin \alpha + n \theta)} \quad (4.86)$$

Les conditions de continuité sur les composantes tangentielles du champ électromagnétique pour $r = a$, déterminent les coefficients a_n, b_n, c_n, d_n , entrant dans les équations (4.78 à 4.85).

Ces coefficients a_n, b_n, c_n, d_n sont définis comme suit :

$$a_{nI} = i_n \sin \alpha S R_n \left\{ [B_{n(\mu)} - A_{n(\mu)}] / \Delta_n \right\} \quad (4.87)$$

$$b_{nI} = R_n \left\{ [A_{n(\mu)} \cdot B_{n(\epsilon)} - n^2 S^2 \sin^2 \alpha] / \Delta_n \right\} \quad (4.88)$$

$$c_{nI} = -\mu^{1/2} \left[v^2 H_{n(v)} / u^2 J_{n(u)} \right] a_{nI} \quad (4.89)$$

$$d_{nI} = \epsilon^{1/2} \left[v^2 / u^2 J_{n(u)} \right] [J_{n(v)} - H_{n(v)} b_{nI}] \quad (4.90)$$

$$a_{nII} = R_n \left\{ [A_{n(\epsilon)} B_{n(\mu)} - n^2 S^2 \sin^2 \alpha] / \Delta_n \right\} \quad (4.91)$$

$$b_{nII} = -a_{nI} \quad (4.92)$$

$$c_{nII} = \mu^{1/2} \left[v^2 / u^2 J_{n(u)} \right] [J_{n(v)} - H_{n(v)} a_{nII}] \quad (4.93)$$

$$d_{nII} = -\epsilon^{1/2} \left[v^2 H_{n(v)} / u^2 J_{n(u)} \right] b_{nII} \quad (4.94)$$

où

$$\Delta_n = A_{n(\epsilon)} A_{n(\mu)} - n^2 S^2 \sin^2 \alpha \quad (4.95)$$

$$S = 1/u^2 - 1/v^2 \quad (4.96)$$

$$R_n = J_{n(v)} / H_{n(v)} \quad (4.97)$$

$$A_{n(\xi)} = \left[H'_{n(v)} / v H_{n(v)} \right] - \xi \left[J'_{n(u)} / u J_{n(u)} \right] \quad (4.98)$$

$$B_{n(\xi)} = \left[J'_{n(v)} / v J_{n(v)} \right] - \xi \left[J'_{n(u)} / u J_{n(u)} \right] \quad (4.99)$$

$$u = \ell_1 a \quad (4.100)$$

$$v = \ell a \quad (4.101)$$

Les coefficients a_n, b_n, c_n, d_n sont obtenus par un programme de calcul sur l'ordinateur CII HONEYWELL BULL du Centre de Calcul de Nancy I (CIRIL).

4.6.5. Efficacité d'extinction et de diffusion.

L'efficacité d'extinction ou de diffusion est définie comme étant le rapport entre la section efficace d'extinction ou de diffusion et la surface projetée de la particule diffusante.

$$Q_{e\lambda} = \frac{C_{e\lambda}}{S_p} \quad (4.102)$$

$$Q_{s\lambda} = \frac{C_{s\lambda}}{S_p} \quad (4.103)$$

$$Q_{a\lambda} = \frac{C_{a\lambda}}{S_p} \quad (4.104)$$

où S_p = surface projetée de la particule
et

$$Q_{e\lambda} = Q_{a\lambda} + Q_{s\lambda} \quad (4.105)$$

Les sections efficaces d'extinction C_e , de diffusion C_s , sont obtenues à partir des propriétés du vecteur de Poynting (28)

$$\vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{H} \quad (4.106)$$

On peut ainsi calculer le flux en tout point de l'espace et déterminer les efficacités d'extinction Q_e et de diffusion Q_s selon les deux polarisations.

$$Q_{e\lambda I} = \frac{C_{e\lambda I}}{2a} = \frac{2}{ka} R_e \left\{ b_{oI} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} b_{nI} \right\} \quad (4.107)$$

$$Q_{e\lambda II} = \frac{C_{e\lambda II}}{2a} = \frac{2}{ka} R_e \left\{ a_{oII} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_{nII} \right\} \quad (4.108)$$

$$Q_{s\lambda I} = \frac{C_{s\lambda I}}{2a} = \frac{2}{ka} \left[|b_{oI}|^2 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (|b_{nI}|^2 + |a_{nI}|^2) \right] \quad (4.109)$$

$$Q_{s\lambda II} = \frac{C_{s\lambda II}}{2a} = \frac{2}{ka} \left[|a_{oII}|^2 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (|a_{nII}|^2 + |b_{nII}|^2) \right] \quad (4.110)$$

On obtient pour une lumière non polarisée,

$$Q_{e\lambda} = \frac{Q_{e\lambda I} + Q_{e\lambda II}}{2} \quad (4.111)$$

$$Q_{s\lambda} = \frac{Q_{s\lambda I} + Q_{s\lambda II}}{2} \quad (4.112)$$

4.6.6. Coefficients radiatifs d'extinction et de diffusion. (20).

Les coefficients radiatifs $\sigma_{e\lambda}$ et $\sigma_{s\lambda}$ sont obtenus à partir d'un programme de calcul que nous avons mis au point. Ce programme permet de calculer les efficacités, $Q_{e\lambda}$, et de diffusion $Q_{s\lambda}$, pour une fibre unique de diamètre $2a$ selon toutes les incidences du rayonnement.

Connaissant $Q_{e\lambda}$ et $Q_{s\lambda}$ pour toutes les incidences, nous pouvons calculer les coefficients radiatifs $\sigma_{e\lambda}$ et $\sigma_{s\lambda}$ pour une masse volumique de matelas fibreux. Ces coefficients sont donnés

par les relations générales suivantes

$$\overline{\sigma_{e\lambda}} = \frac{4F_v}{\pi^2 A} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} Q_{e\lambda} \cdot a f(a) da d\alpha \quad (4.113)$$

$$\overline{\sigma_{s\lambda}} = \frac{4F_v}{\pi^2 A} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} Q_{s\lambda} \cdot a f(a) da d\alpha \quad (4.114)$$

où

$$F_v = \frac{\rho}{\rho_s} \quad \begin{array}{l} \text{(masse volumique apparente du matelas fibreux)} \\ \text{(masse volumique du verre en masse)} \end{array} \quad (4.115)$$

a rayon de la fibre

f(a) distribution des rayons des fibres (pour nos calculs on prendra f(a) = 1)

α angle d'incidence de l'onde.

$$\text{avec } A = \int_0^{\infty} a^2 f(a) da \quad (4.116)$$

Les coefficients radiatifs d'extinction, de diffusion et d'absorption sont liés par la relation suivante :

$$\overline{\sigma_{e\lambda}} = \overline{\sigma_{a\lambda}} + \overline{\sigma_{s\lambda}} \quad (4.117)$$

4.6.7. Facteur de rétrodiffusion. (20).

Le facteur de rétrodiffusion, b_λ , exprimé par la fonction de distribution spatiale de diffusion définie au paragraphe (4.3), est déterminé par la relation suivante

$$b_\lambda = \frac{1}{2} - \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\int_0^{\pi/2} G_\lambda d\alpha}{K \int_0^{\pi/2} Q_{s\lambda} d\alpha} f(a) da \quad (4.118)$$

$$\begin{aligned}
 G_{\lambda} &= \sum_{n=1}^{\infty} (b_{oI} \overline{b_{nI}} + \overline{b_{oI}} b_{nI} + a_{oII} \overline{a_{n2}} + \overline{a_{o2}} a_{n2}) \frac{\sin(n \pi/2)}{n} \\
 &- \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{\infty} \left\{ (b_{nI} \overline{b_{mI}} + a_{nII} \overline{a_{mII}}) \left[\frac{\sin(n-m)\xi}{(n-m)} + \frac{\sin(n+m)\xi}{(n+m)} \right] \right\}_{\pi/2}^{3\pi/2} \\
 &+ (a_{nI} \overline{a_{mI}} + b_{nII} \overline{b_{mII}}) \left[\frac{\sin(n-m)\xi}{(n-m)} - \frac{\sin(n+m)\xi}{(n+m)} \right]_{\pi/2}^{3\pi/2} \quad (4.119)
 \end{aligned}$$

$$K = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (4.120)$$

4.6.8. Validation des résultats théoriques. Cas de la transmittance normale directionnelle.

Dans les conditions de mesure de la transmittance normale directionnelle (échantillon " froid "), nous pouvons exprimer l'atténuation de l'énergie incidente sur l'échantillon par une loi exponentielle de type BEER où le coefficient d'absorption est remplacé par le coefficient d'extinction (28).

Il faut remarquer que cette mesure ne prend pas en compte l'énergie diffusée dans une direction différente de celle de l'axe optique du système. Le système étant un spectromètre classique. Dans ces conditions nous avons

$$\tau_{\lambda} = e^{-(\sigma_{a\lambda} + \sigma_{s\lambda}) \cdot L} \quad (4.121)$$

Nous rappelons que le coefficient d'extinction $\sigma_{e\lambda}$ est égal à la somme du coefficient monochromatique d'absorption $\sigma_{a\lambda}$ et du coefficient monochromatique de diffusion $\sigma_{s\lambda}$.

Connaissant les constantes optiques $n(\omega)$ et $k(\omega)$ de la silice vitreuse, nous pouvons calculer les coefficients radiatifs.

Nous avons appliqué la relation (4.121) dans les conditions suivantes :

- Masse volumique de l'échantillon : 10 kg/m³
- Diamètre des fibres : 5 μm .
- Epaisseur : 1,5 mm.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et le calcul, effectués à partir des valeurs $\sigma_{a\lambda}$ et $\sigma_{s\lambda}$ obtenus à l'aide de la théorie développée au paragraphe (4.6); est présenté dans la figure (4.7). La concordance entre les résultats expérimentaux et le calcul est remarquable, ce qui confère une certaine validité à la théorie que nous avons utilisée (34) (35).

La figure (4.7) montre que dans ces conditions la transmittance spectrale normale directionnelle présente deux maximums dont l'interprétation sera donnée dans le paragraphe (4.7.2).

4.7. L'EFFET CHRISTIANSEN DANS L'INFRAROUGE POUR UNE COUCHE DE FIBRES DE SILICE.

4.7.1. Les modes de vibration dans la silice.

Les indices de réfraction et d'absorption de la silice vitreuse dans l'infrarouge varient beaucoup avec la longueur d'onde comme nous l'avons déjà vue à la figure (4.5). L'indice d'absorption présente des maximums à 9; 12,5; 22 μm . Ces maximums sont relatifs à l'état d'excitation du tétraèdre de la silice. Leur localisation en fréquence caractérise les modes de vibration du matériau. Des modèles concernant les forces interatomiques ont permis d'étudier ces phénomènes (36).

L'énergie correspondant à ces fréquences de résonance est fortement absorbée. Parallèlement, l'indice de réfraction subit aussi une grande variation d'amplitude. La courbe d'indice de réfraction présente un point d'inflexion à l'endroit où l'absorption est maximum. Cette région est nommée zone de dispersion anormale de l'indice

Nous observons d'après nos résultats de mesure que pour certaines longueurs d'onde, la valeur de l'indice de réfraction peut être inférieure à l'unité. L'oscillateur qui entre en résonance avec l'onde excitatrice est assez peu amorti. La bande d'absorption est étroite et s'accompagne de faibles valeurs de l'indice de réfraction.

4.7.2. Transmittance normale directionnelle monochromatique d'une couche de fibres de silice.

Il est possible de déterminer la transmittance normale directionnelle d'un échantillon mince et peu épais (2 mm) composé de fibres. Figure (4.7).

Nous remarquons que le spectre présente deux maximums de transmission à 7,3 μm et 19,3 μm . Ces maximums correspondent à deux filtres de CHRISTIANSEN. Le filtre de CHRISTIANSEN a déjà été décrit dans l'infrarouge sur de la poudre de quartz dispersée dans de l'air (37).

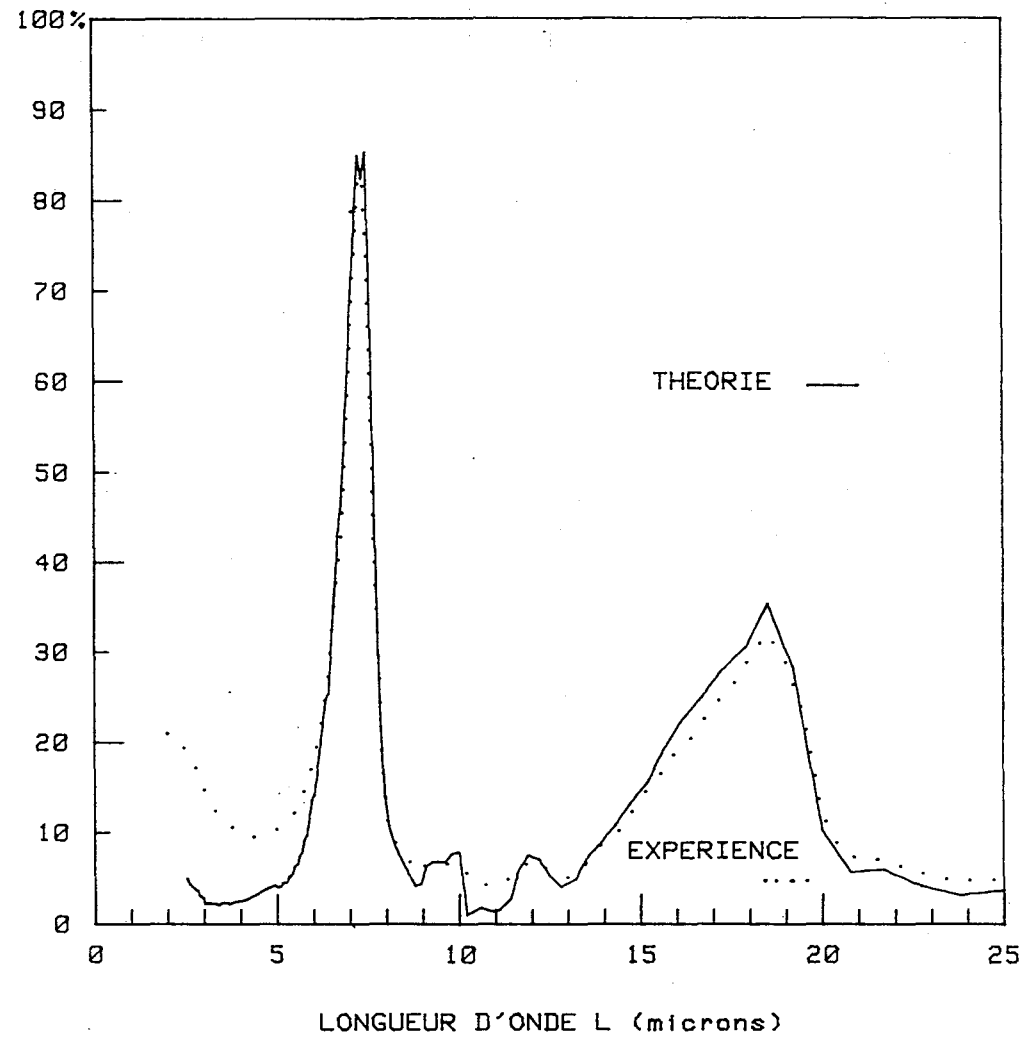
Dans notre cas nous l'avons identifié sur un échantillon de fibres de silice. Les fibres sont solidaires du fait de leur enchevêtrement et se trouvent naturellement plongées dans l'air.

La fréquence centrale du filtre de CHRISTIANSEN correspond à la longueur d'onde où un matériau à plusieurs phases présente une égalité d'indice des phases qui le composent. Pour la longueur d'onde de CHRISTIANSEN, le milieu devient optiquement homogène, la lumière n'est plus diffusée, l'amplitude de la transmittance ne dépend plus que de l'indice d'absorption du matériau.

Notre échantillon est composé d'une phase solide, la silice vitreuse, d'une phase gazeuse, l'air. L'indice de réfraction

TRANSMITTANCE DES FIBRES DE SILICE

Alfa=0



DIAMETRE: 5 microns
EPAISSEUR: 1.5 mm
MASSE VOLUMIQUE: 10 kg/m³

Figure (4.7)

de l'air est constant quelque soit la longueur d'onde et est égal à l'unité, tandis que l'indice de réfraction de la silice varie comme le montre la figure (4.5).

Pour la silice vitreuse, l'indice de réfraction présente quatre valeurs communes avec l'indice de l'air ($n = 1$). Les longueurs d'ondes correspondantes à $n = 1$ (figure 4.5) sont $\lambda_1 = 7,3 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 9 \mu\text{m}$, $\lambda_3 = 19,3 \mu\text{m}$, $\lambda_4 = 22 \mu\text{m}$. Sur la figure nous remarquons que pour λ_2 et λ_4 , nous avons de fortes valeurs de l'indice d'absorption. Par contre, pour λ_1 et λ_3 , l'indice d'absorption est relativement faible, la transmittance normale directionnelle à ces longueurs d'onde sera grande comme le montre la figure (4.7). Il est logique que le second filtre à $\lambda_2 = 19,3 \mu\text{m}$ soit d'amplitude plus faible, car la valeur de k ($19,3 \mu\text{m}$) est plus importante que pour le filtre $\lambda_1 = 7,3 \mu\text{m}$.

La méthode couramment utilisée en spectroscopie pour analyser des verres consiste à mélanger de la poudre du verre à étudier avec du KBr. Dans ces conditions, on peut remarquer dans la figure (4.8) que le spectre obtenu est très différent de celui présenté dans la figure (4.7).

Nous remarquons que les deux spectres sont à première vue très différents dans leurs formes. En réalité ils apportent les mêmes enseignements sur la silice, compte tenu du milieu dans lequel elle se trouve.

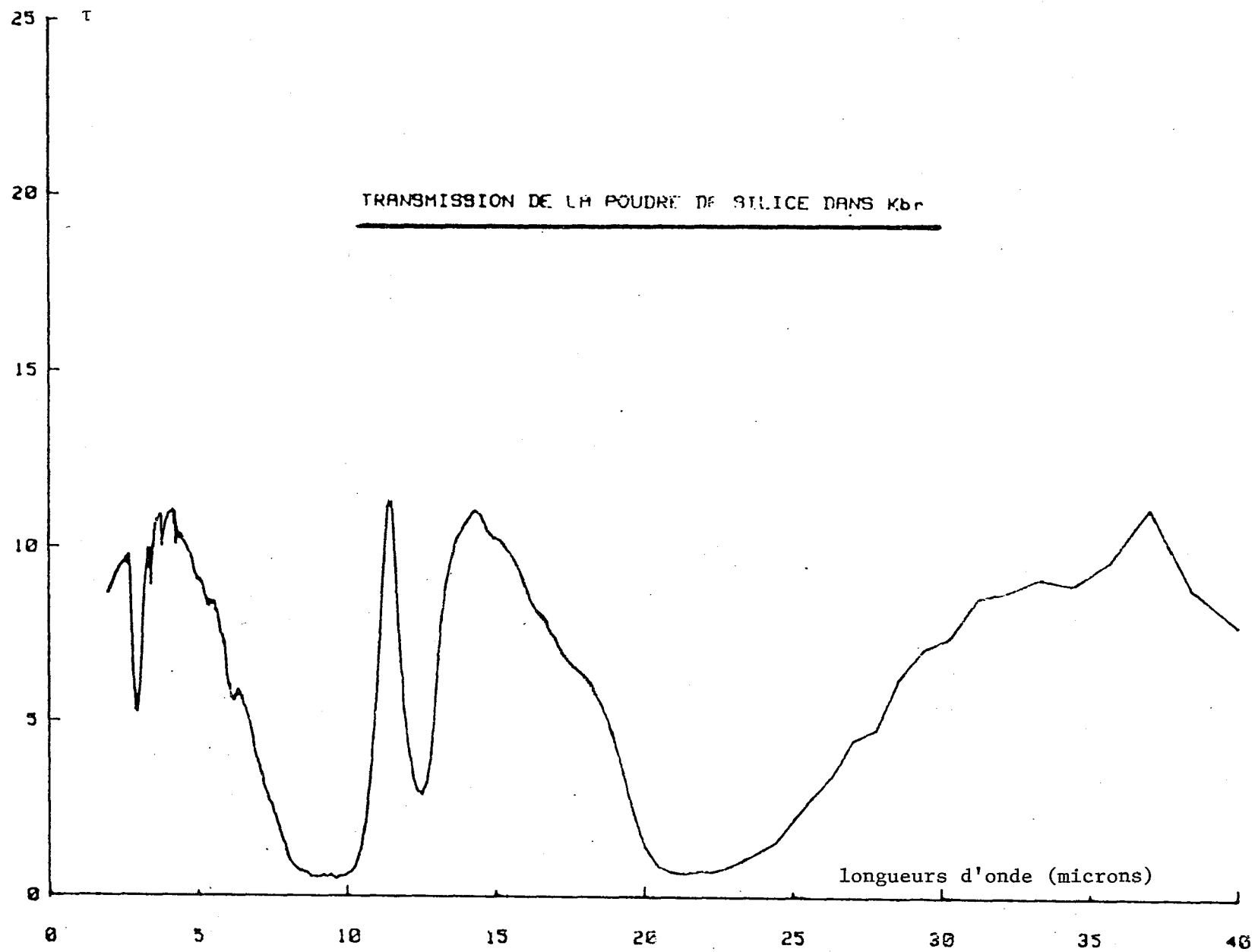


Figure (4.8)

CHAPITRE 5

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES

5.1. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Les mesures de la transmittance spectrale bidirectionnelle ont été effectuées sur le montage décrit au chapitre 3. Le faisceau incident est pratiquement perpendiculaire à la face de l'échantillon. Nous avons observé la transmittance sous un angle d'émergence, α , qui a varié entre 0 et 50 degrés. Pour la détermination de la transmittance hémisphérique, nous supposons que la transmittance spectrale bidirectionnelle présente une symétrie azimutale.

Nous avons fait des mesures sur des échantillons d'épaisseurs différentes en empilant plusieurs couches provenant d'une couche initiale de 1,5 mm. Nous avons pu effectuer, dans de bonnes

conditions, des mesures sur 5 couches (7,5 mm). Pour des épaisseurs plus importantes, le signal devient trop faible par rapport au bruit de fond.

Le domaine spectral étudié se situe entre 2 μm et 14 μm .

A titre d'exemple, nous présentons dans le tableau (5.1) quelques valeurs expérimentales correspondant à deux épaisseurs et deux longueurs d'onde.

A partir des résultats présentés dans le tableau (5.1), nous pouvons tracer dans un système de coordonnées polaires avec des amplitudes correspondantes au logarithme de la transmittance bidirectionnelle, deux indicatrices de diffusion situées aux longueurs d'onde 5 μm ($2\ 000\ \text{cm}^{-1}$) et 6,06 μm ($1\ 650\ \text{cm}^{-1}$) pour deux épaisseurs (1,5 mm et 7,5 mm). figures 5.1. et 5.2.

Nous remarquons que la forme des indicatrices évolue selon la longueur d'onde et l'épaisseur. L'hypothèse de l'isotropie hémisphérique de la luminance peut être discutable surtout quand les épaisseurs sont faibles.

Nous déterminons la transmittance spectrale bidirectionnelle à partir de deux mesures. Une mesure, sans échantillon pour $\alpha = 0$ et une mesure avec échantillon où α est compris entre 0 et 50°.

En fonction des caractéristiques du montage, nous pouvons écrire :

a) sans échantillon

$$U_0 (\alpha = 0) = k I_0 \quad (5.1)$$

b) avec échantillon

$$U_1 (\alpha) = k I_1 \quad (5.2)$$

où

α angle d'émergence de la radiation.

k coefficient d'amplification de la chaîne de mesure et de la géométrie des faisceaux.

I_0 luminance transmise pour $\alpha = 0$ (sans échantillon).

I_1 luminance transmise pour $0 < \alpha < 50$ (avec échantillon).

TRANSMITTANCE DIRECTIONNELLE

(Rif θ A 50°)

$\lambda = 5 \mu\text{m}$

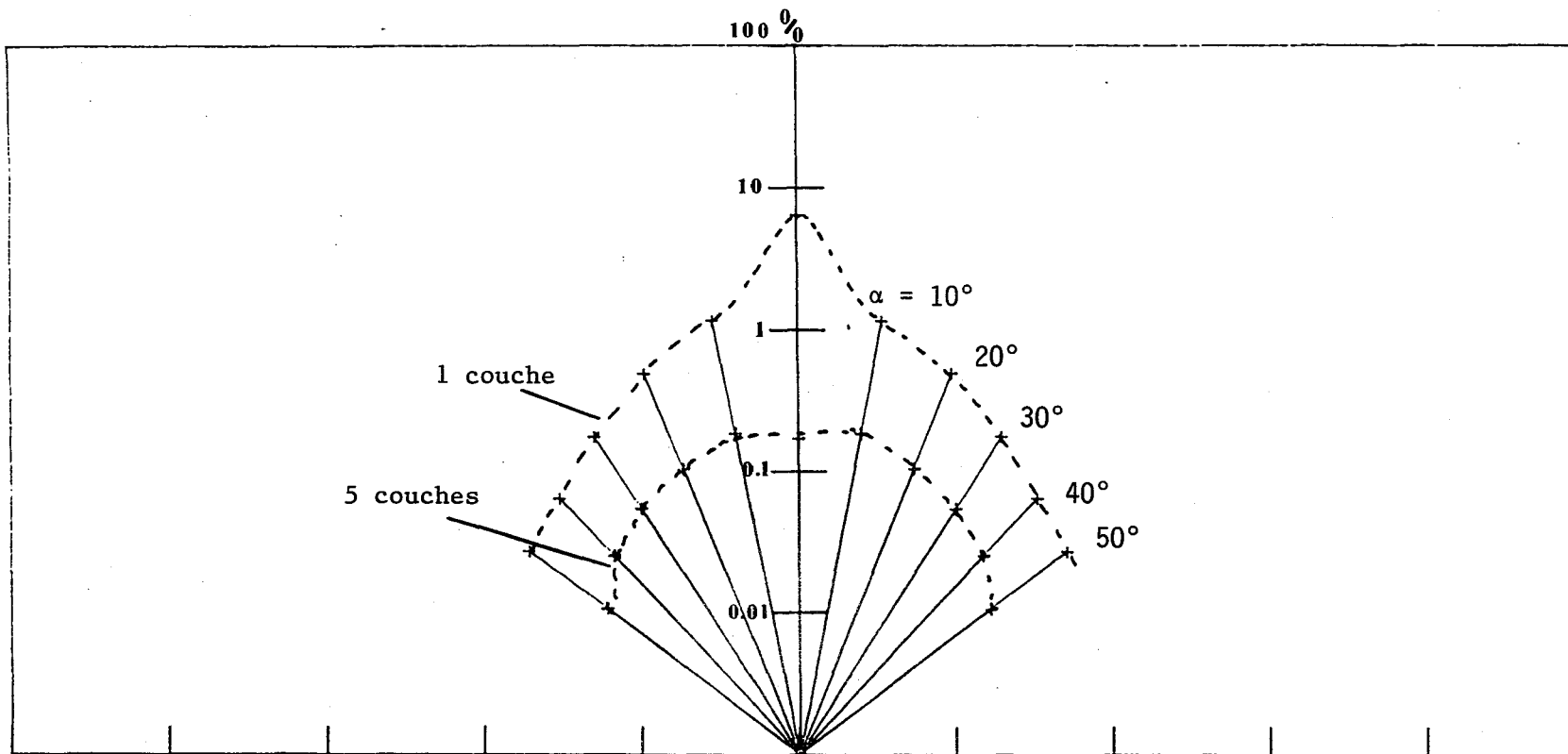


Figure (5.1)

TRANSMITTANCE DIRECTIONNELLE

(Rif θ R 50°)

$\lambda = 6,06 \mu\text{m}$

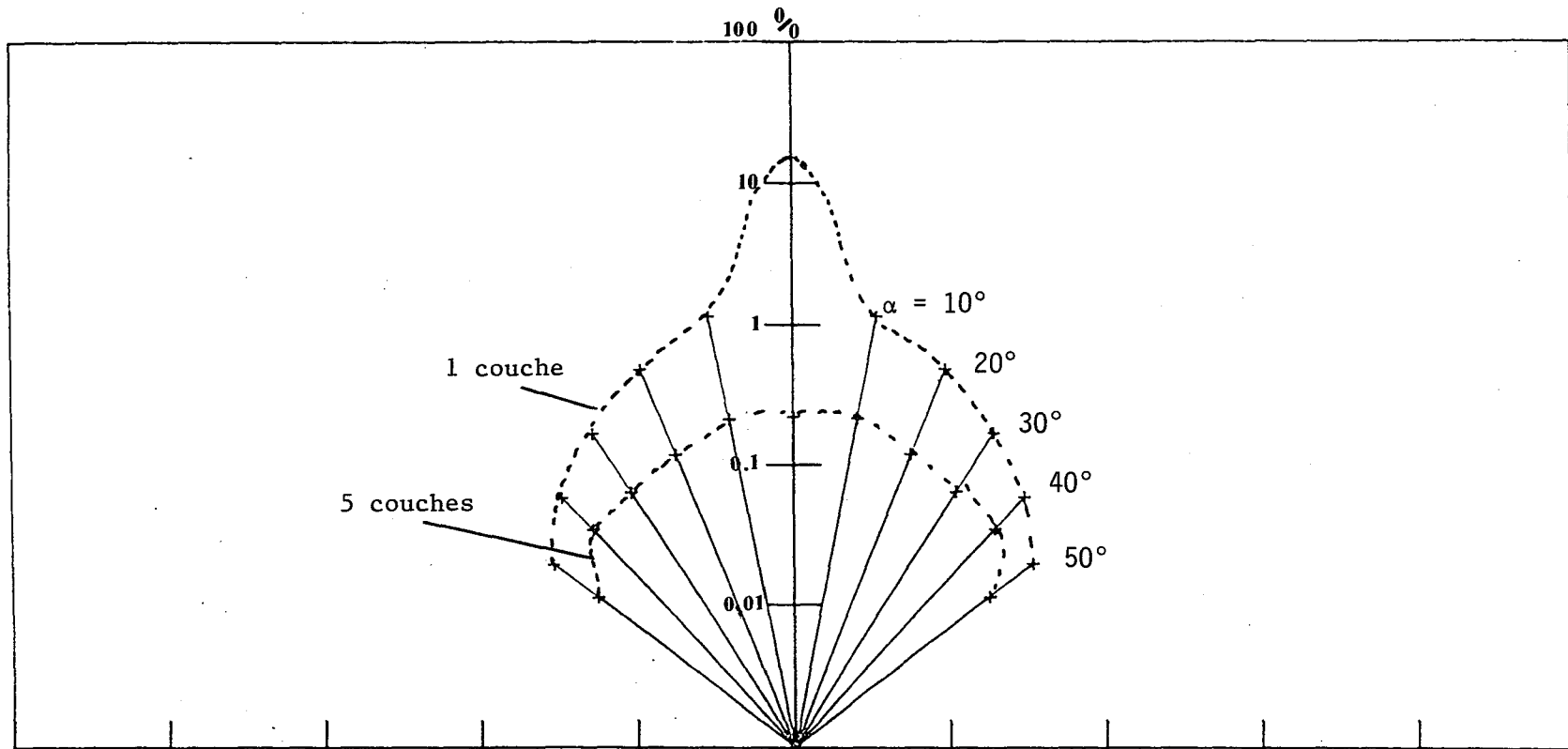


Figure (5.2)

	Angle (α)	0	10	20	30	40	50
1 couche (1,5 mm)	$\omega = 1\,650\text{ cm}^{-1}$ (6,06 μm)	0,152	0,0128	0,0072	0,0037	0,002	0,001
	$\omega = 2\,000\text{ cm}^{-1}$ (5 μm)	0,065	0,0129	0,0073	0,0039	0,0023	0,0017
5 couches (7,5 mm)	$\omega = 1\,650\text{ cm}^{-1}$ (6,06 μm)	0,0022	0,0023	0,0016	0,0012	0,0010	0,00043
	$\omega = 2\,000\text{ cm}^{-1}$ (5 μm)	0,0017	0,0020	0,0014	0,0010	0,00067	0,00039

Tableau (5.1)

Quelques résultats de mesures de transmittance spectrale bidirectionnelle.

A partir des relations 5.1 et 5.2, nous pouvons calculer la transmittance spectrale bidirectionnelle par la relation suivante :

$$\tau_{\lambda}(\alpha) = \frac{U_1(\alpha)}{U_0(\alpha = 0)} \quad (5.3)$$

Les résultats expérimentaux, pour le domaine spectral étudié (2 μm - 14 μm), correspondant à 5 épaisseurs différentes sont présentés dans les figures (5.3), (5.4), (5.5), (5.6), (5.7), (5.8).

La figure (5.3) correspond à un angle d'émergence $\alpha = 0$. Nous remarquons le filtre de CHRISTIANSEN décrit au chapitre 4, pour la longueur d'onde 7,3 μm . Il est intéressant de remarquer qu'à cette longueur d'onde, pour un angle α différent de 0, le signal détecté tend vers zéro. La diffusion à 7,3 μm est donc très faible, ce qui confirme l'hypothèse faite en (4.7.2) sur la nature du phénomène.

A partir des données expérimentales, $\tau_{\lambda}(\alpha)$, il est possible de calculer la transmittance spectrale hémisphérique exprimée par la relation suivante.

$$\tau_{\lambda} = \frac{2 \pi}{\Omega_m \times Fa} \int_0^{\pi/2} \tau_{\lambda}(\alpha) \sin \alpha \, d\alpha \quad (5.4)$$

où

Ω_m angle solide sous lequel on voit la fente d'entrée du monochromateur lorsque l'on se trouve sur l'échantillon.

$\tau_{\lambda}(\alpha)$ est déterminée par la relation (5.3).

α angle de l'émergence.

Fa facteur de correction mesuré, dû aux conditions d'éclairement de la face de l'échantillon.

Les mesures n'étant effectuées que pour $0 < \alpha < 50^\circ$, il est nécessaire pour intégrer la relation (5.4) jusqu'à 90° , de faire l'hypothèse d'une continuité linéaire de $\tau_{\lambda}(50^\circ)$ à $\tau_{\lambda}(90^\circ)$ en supposant que $\tau_{\lambda}(90^\circ) = 0$.

NOMBRE DE COUCHES: 1 a 5
ANGLE EMERGENCE: 0 (deg)
MASSE SURFACIQUE: 15 (g/m²)

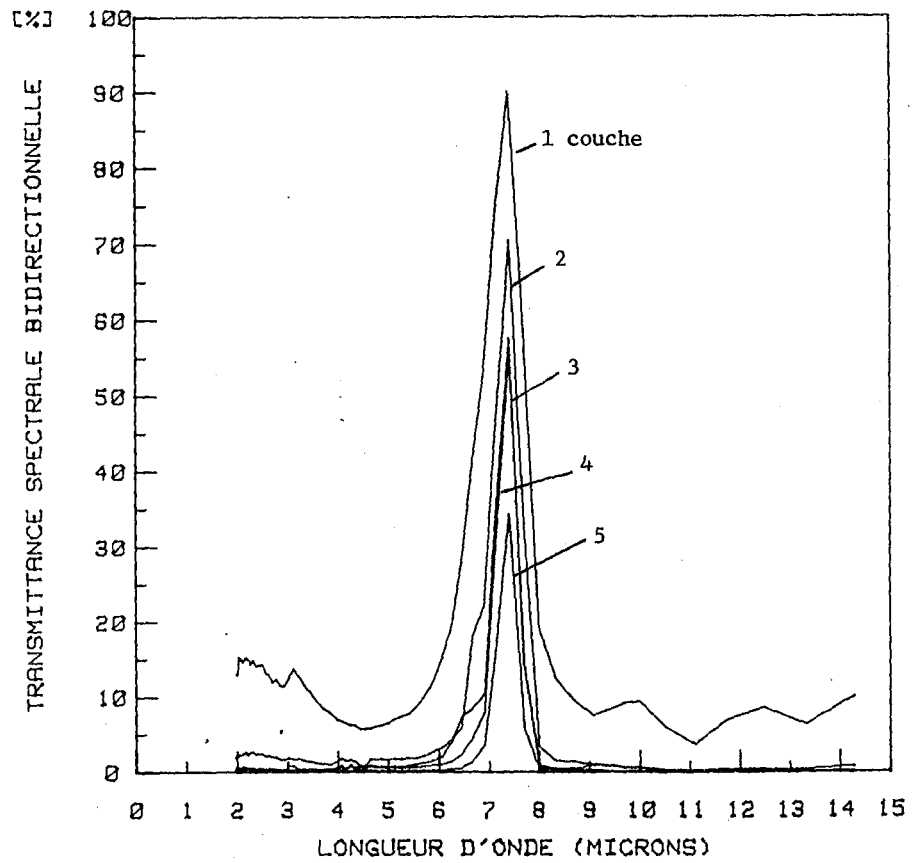


Figure (5.3)

NOMBRE DE COUCHES: 1
ANGLE EMERGENCE: 10 a 50 (deg)
MASSE SURFACIQUE: 15 (g/m²)

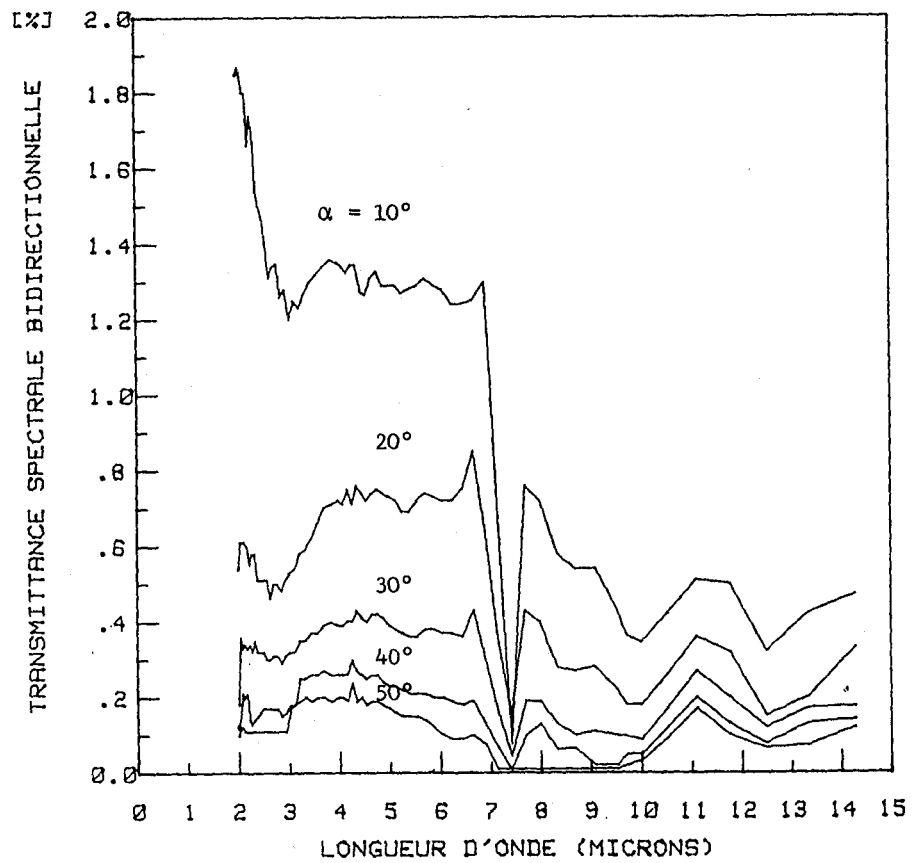


Figure (5.4)

NOMBRE DE COUCHES: 2
ANGLE EMERGENCE: 10 a 50 (deg)
MASSE SURFACIQUE: 31 (g/m²)

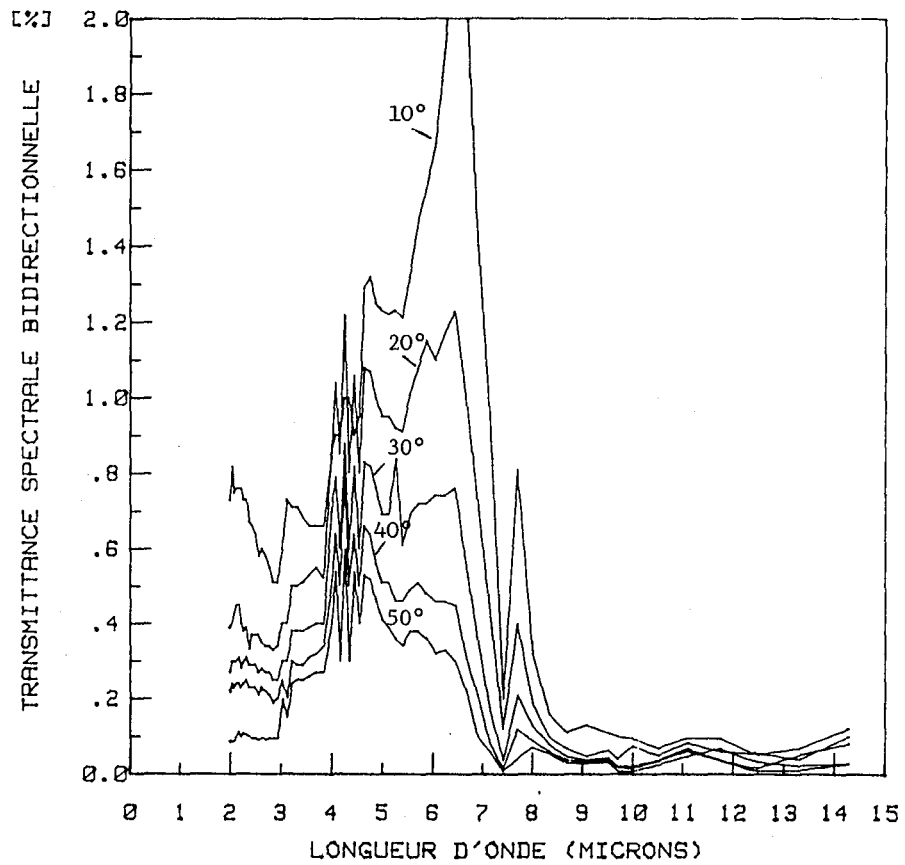


Figure (5.5)

NOMBRE DE COUCHES: 3
ANGLE EMERGENCE: 10 a 50 (deg)
MASSE SURFACIQUE: 49 (g/m²)

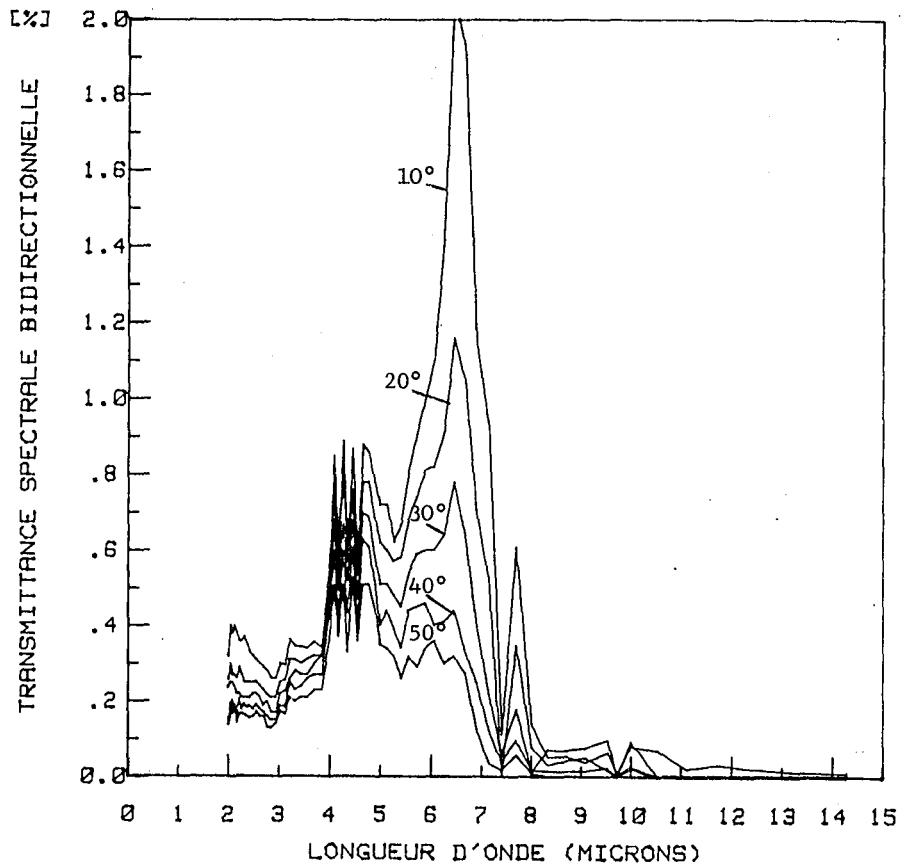
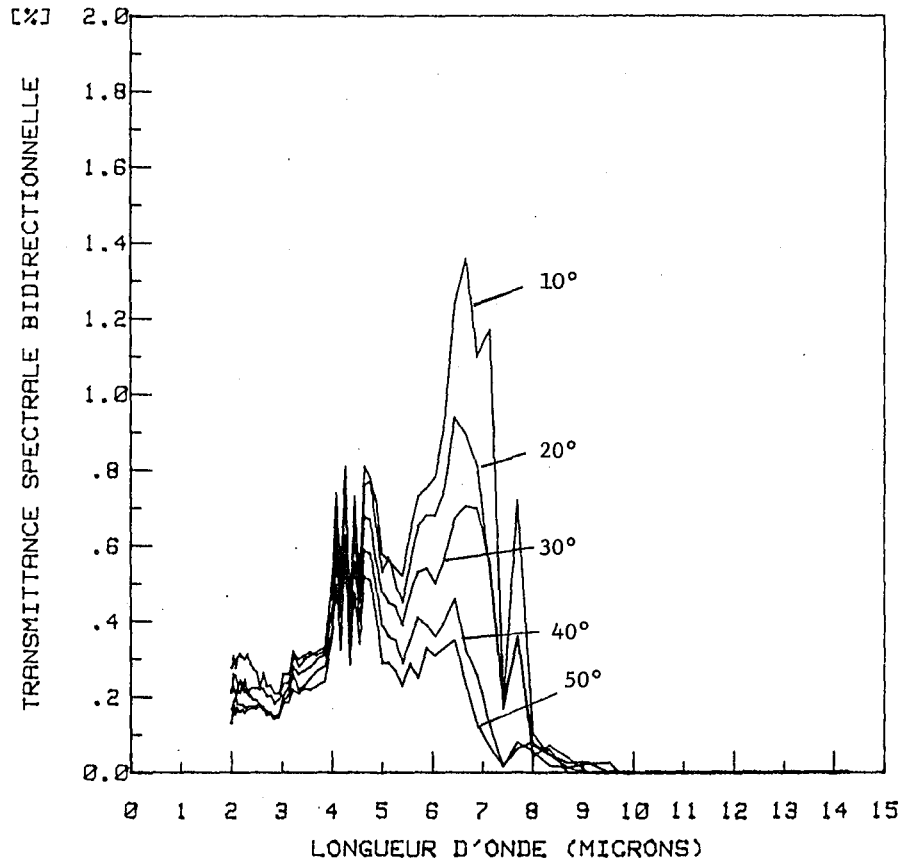


Figure (5.6)

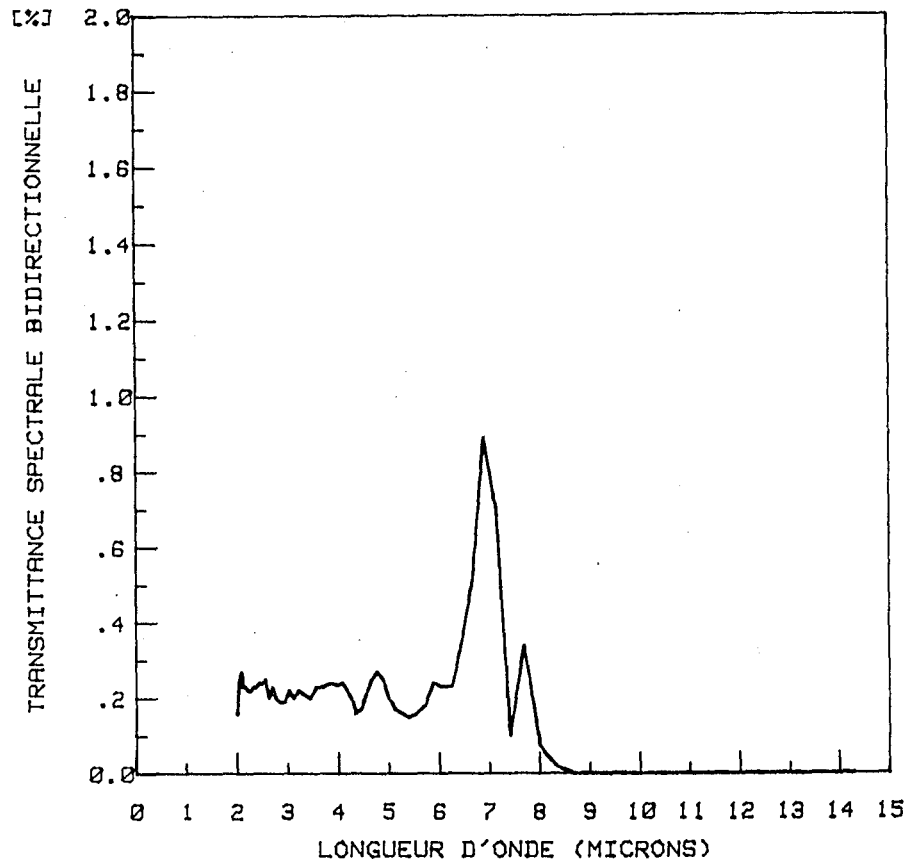
-103-
NOMBRE DE COUCHES: 4
ANGLE EMERGENCE: 10 a 50 (deg)
MASSE SURFACIQUE: 56 (g/m²)

Figure (5.7)



NOMBRE DE COUCHES: 5
ANGLE EMERGENCE: 10 (deg)
MASSE SURFACIQUE: 69 (g/m²)

Figure (5.8)



Les courbes correspondant à l'intégration (5.4) sont présentées dans les figures 5.9. à 5.13.

La transmittance totale hémisphérique, information équivalente à celle obtenue avec une sphère intégrante, s'obtient par la relation suivante :

$$\tau(T) = \frac{\int_2^{14 \mu\text{m}} \tau_\lambda E_{0\lambda}(T) d\lambda}{\int_2^{14 \mu\text{m}} E_{0\lambda}(T) d\lambda} \quad (5.5)$$

où

$\tau(T)$ Transmittance totale hémisphérique pour une température T de source.

τ_λ Transmittance spectrale hémisphérique.

$E_{0\lambda}$ Emission du corps noir à la température T.

Les résultats expérimentaux obtenus sont présentés dans le tableau (5.2) suivant :

$M_s \text{ g/m}^2$	15,06	30,88	42,56	55,56	69,31
$\tau(24^\circ \text{ C})$ %	19,32	10,52	7,08	6,67	3,04
$\tau(400^\circ \text{ C})$ %	26,12	24,08	18,55	17,18	6,50

Tableau (5.2)

Résultats expérimentaux pour 24°C et 400°C.
(température de source)

Figure (5.9)

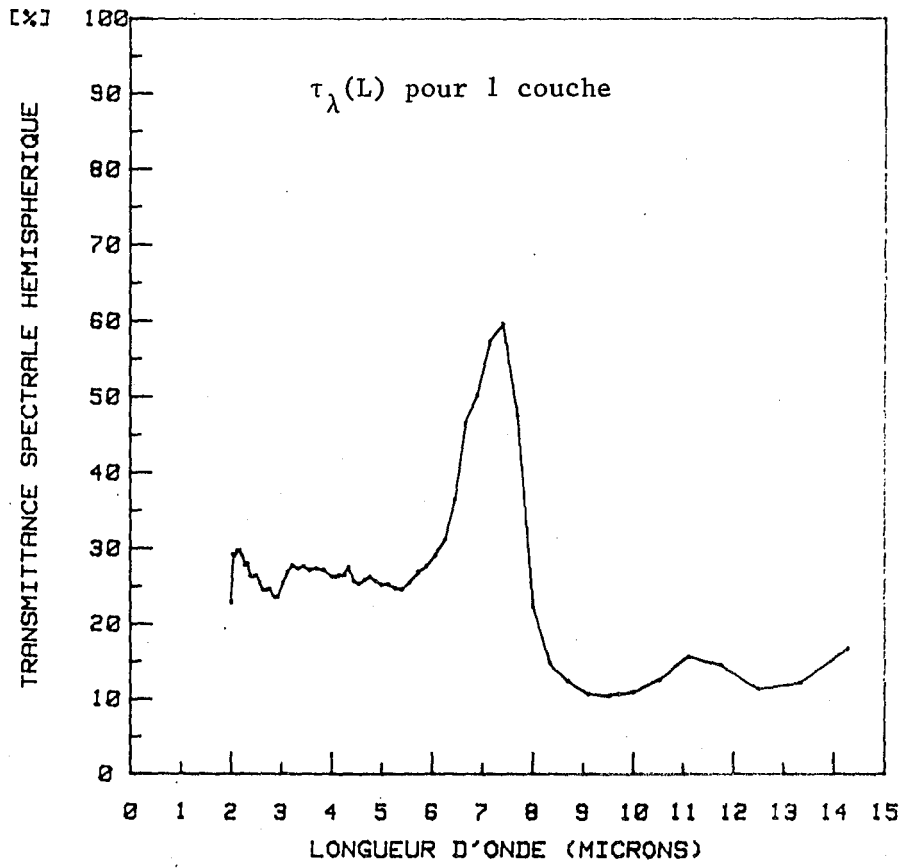


Figure (5.10)

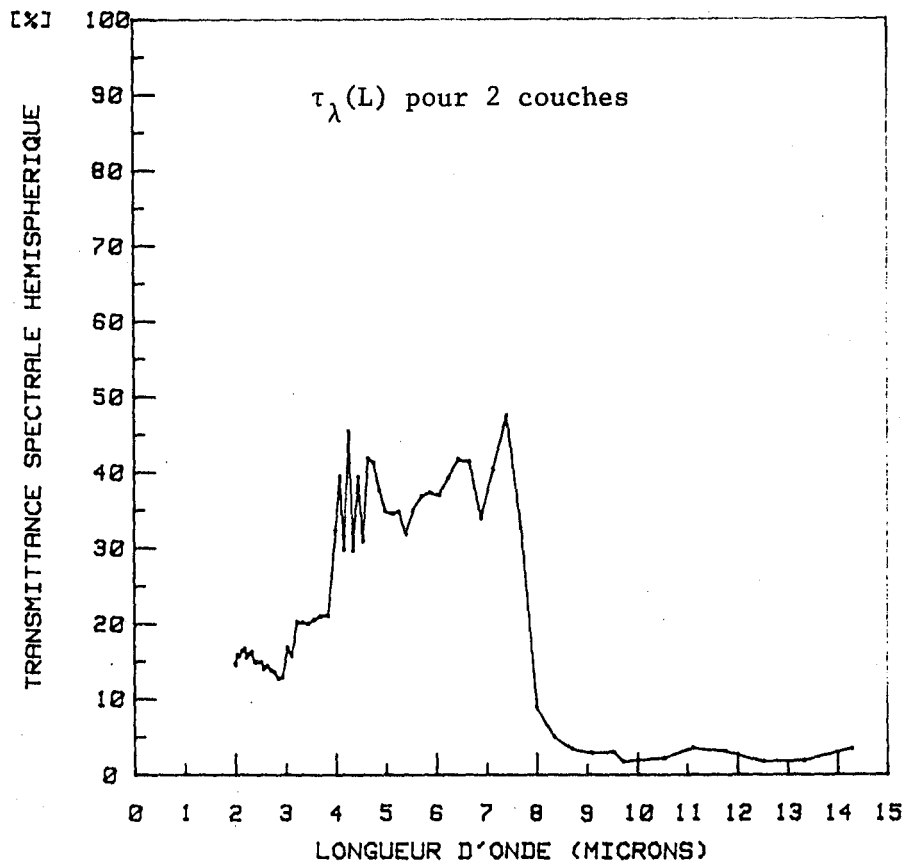


Figure (5.11)

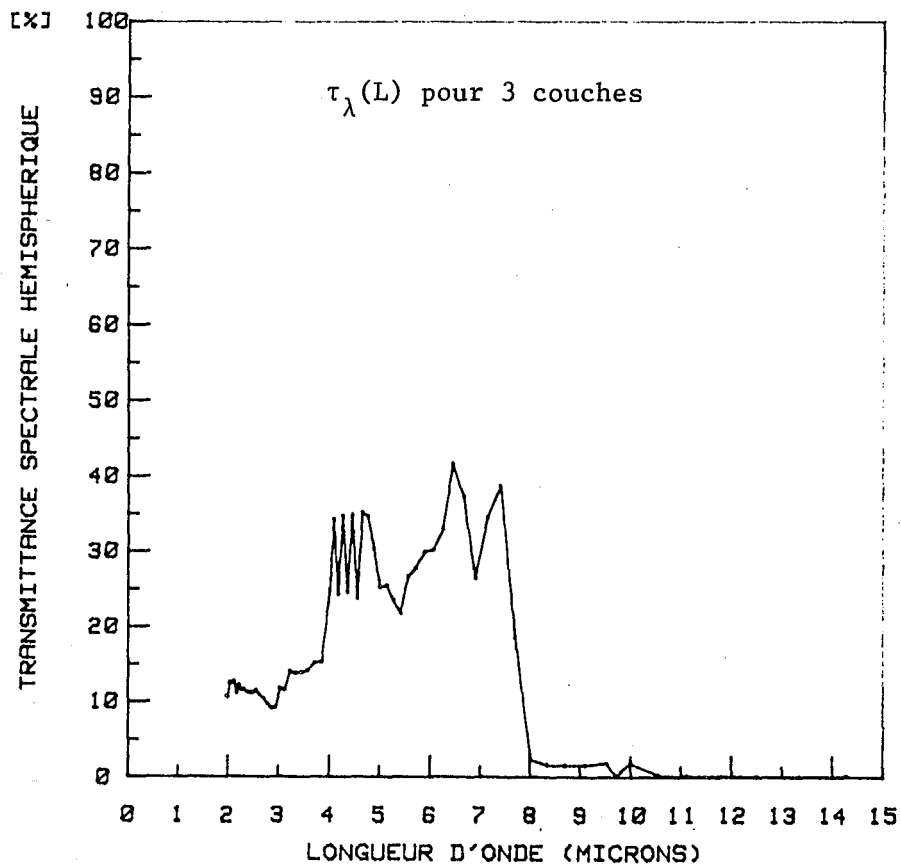
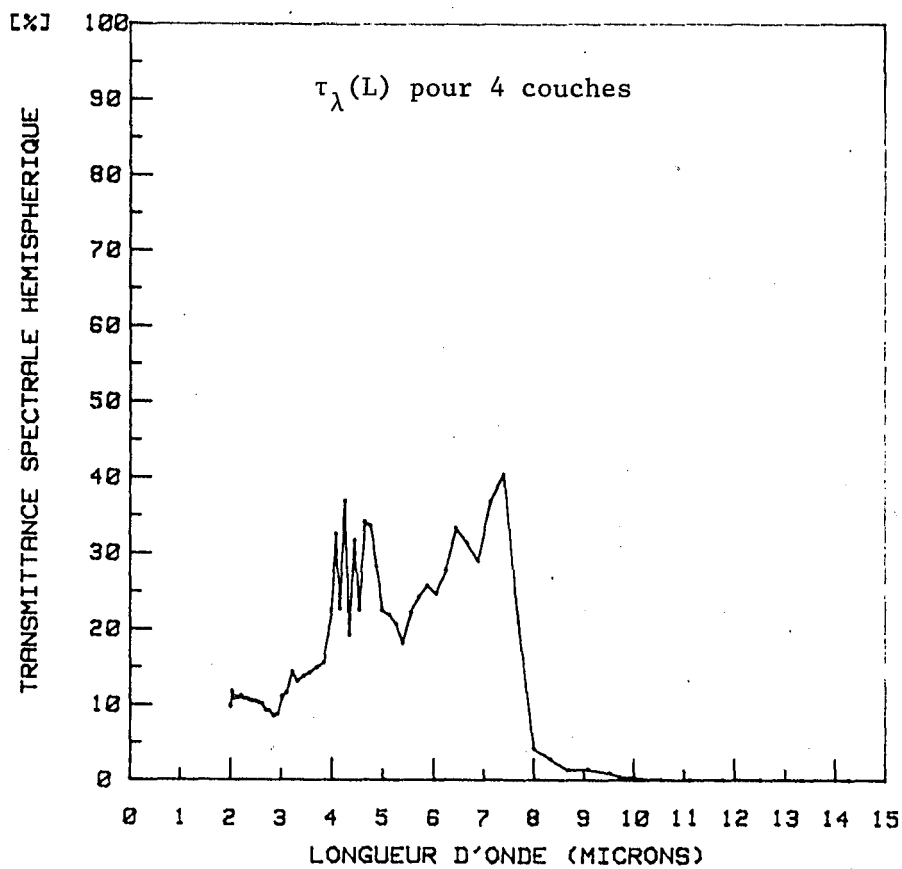


Figure (5.12)



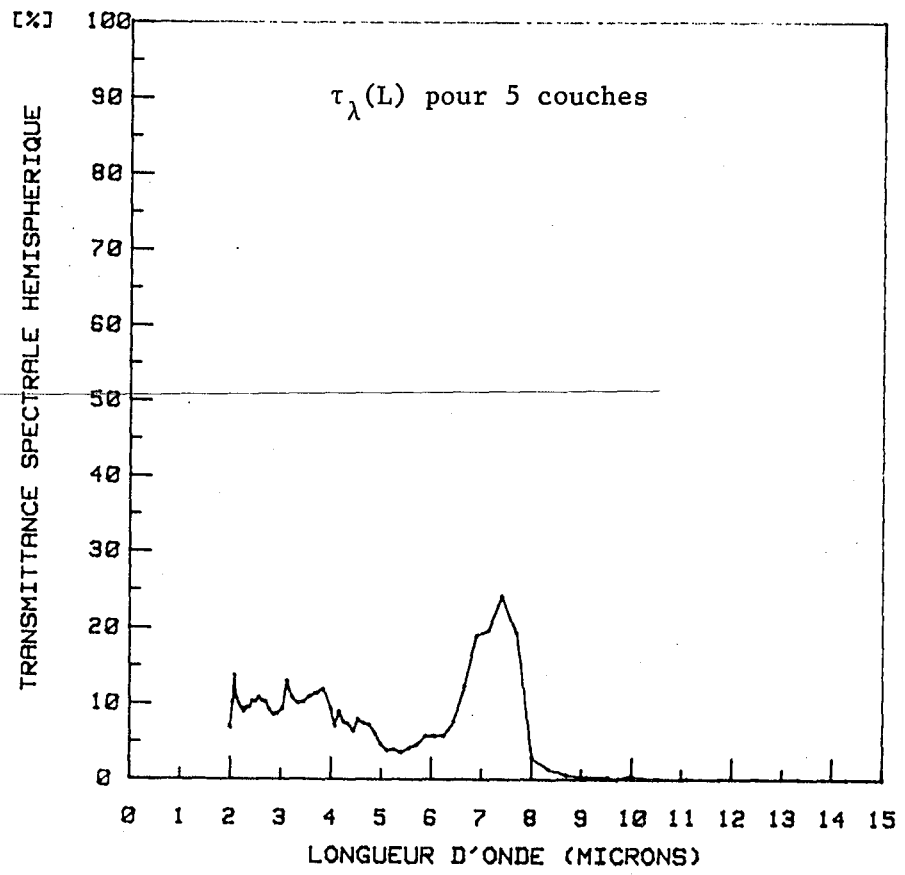


Figure (5.13)

A titre de vérification, nous pouvons comparer dans le tableau (5.3) les résultats expérimentaux avec ceux déjà obtenus avec l'aide d'une sphère intégrante et un corps noir à 400° C.

Ms g/m ²	15,06	30,88	42,56	55,56	69,31
Monochromateur $\tau(400^{\circ}\text{C}) \%$	26,1	24,1	18,6	17,2	6,5
Sphère + corps noir $\tau(400^{\circ}\text{C}) \%$	50,1	26,3	19,5	19,0	8,7

Tableau (5.3)

*Comparaison entre les mesures monochromateur
et sphère intégrante.*

La comparaison des mesures entre le montage monochromateur et la sphère intégrante est satisfaisante, seul le point correspondant à 15,06 g/m² diffère beaucoup. Dans ce cas la diffusion n'est pas isotrope et elle présente une prédominance vers l'avant. Il faut noter aussi que les mesures effectuées avec notre montage ont un domaine spectral plus étroit (2 μm à 14 μm) que le corps noir à 400° C.

L'objet de ce travail étant d'étudier le transfert de chaleur par rayonnement à travers un matériau isolant fibreux à la température ambiante, il est nécessaire de déterminer la transmittance totale hémisphérique pour cette température. Pour les isolants thermiques, il est courant de prendre conventionnellement comme température de référence $T = 24^{\circ}\text{C}$. A cette température, il est clair que le montage avec une sphère intégrante n'est plus utilisable car les problèmes métrologiques dûs aux faibles niveaux d'énergie à mesurer, apparaissent pour $T < 400^{\circ}\text{C}$.

Dans le cadre de nos conditions expérimentales, la détermination de la transmittance totale hémisphérique ne comprend pas l'émission propre du milieu (modulation du faisceau incident).

Etant donné les variations importantes des propriétés optiques de la fibre, certaines longueurs d'onde sont rapidement atténuées après quelques millimètres de pénétration dans le milieu fibreux. Le rayonnement transmis d'une face à l'autre de l'échantillon voit son spectre subir une modification due à un phénomène de filtrage. Ce spectre évolue selon l'épaisseur, c'est ce qu'on appelle l'effet de coloration du spectre.

Dans ces conditions, il n'est pas possible de calculer les coefficients radiatifs à partir des données expérimentales (et ceci est surtout vrai pour le montage composé d'une sphère d'intégration et d'un corps noir), car le programme de régression permettant de calculer les coefficients radiatifs à partir des points de mesure de la transmittance totale hémisphérique ne tient pas compte de cet effet.

A la lumière de ces observations, la relation (2.33) établie au chapitre 2 ne peut plus être utilisée car elle ne tient pas compte de l'effet de filtrage, les coefficients radiatifs déterminés dans ces conditions sont totaux et indépendants de l'épaisseur. Cette méthode a tendance à grossir les phénomènes de diffusion au détriment des phénomènes d'absorption comme le montrent les résultats de M^* et N^* présentés dans la figure (5.14) .

$$M = M^* \times \rho = 249,3 \times 10 = 2\,493 \text{ m}^{-1}$$

$$N = N^* \times \rho = 248,3 \times 10 = 2\,483 \text{ m}^{-1}$$

$$P = P^* \times \rho = 1 \times 10 = 10 \text{ m}^{-1}$$

A la vue de ces valeurs dont le calcul ne serait justifié que dans l'hypothèse d'un corps gris, on pourrait penser que le milieu étudié est essentiellement diffusant ($N \gg P$) alors que la théorie électromagnétique révèle que le milieu est bien absorbant-diffusant comme nous allons le montrer par la suite.

TRANSMITTANCE TOTALE HEMISPHERIQUE

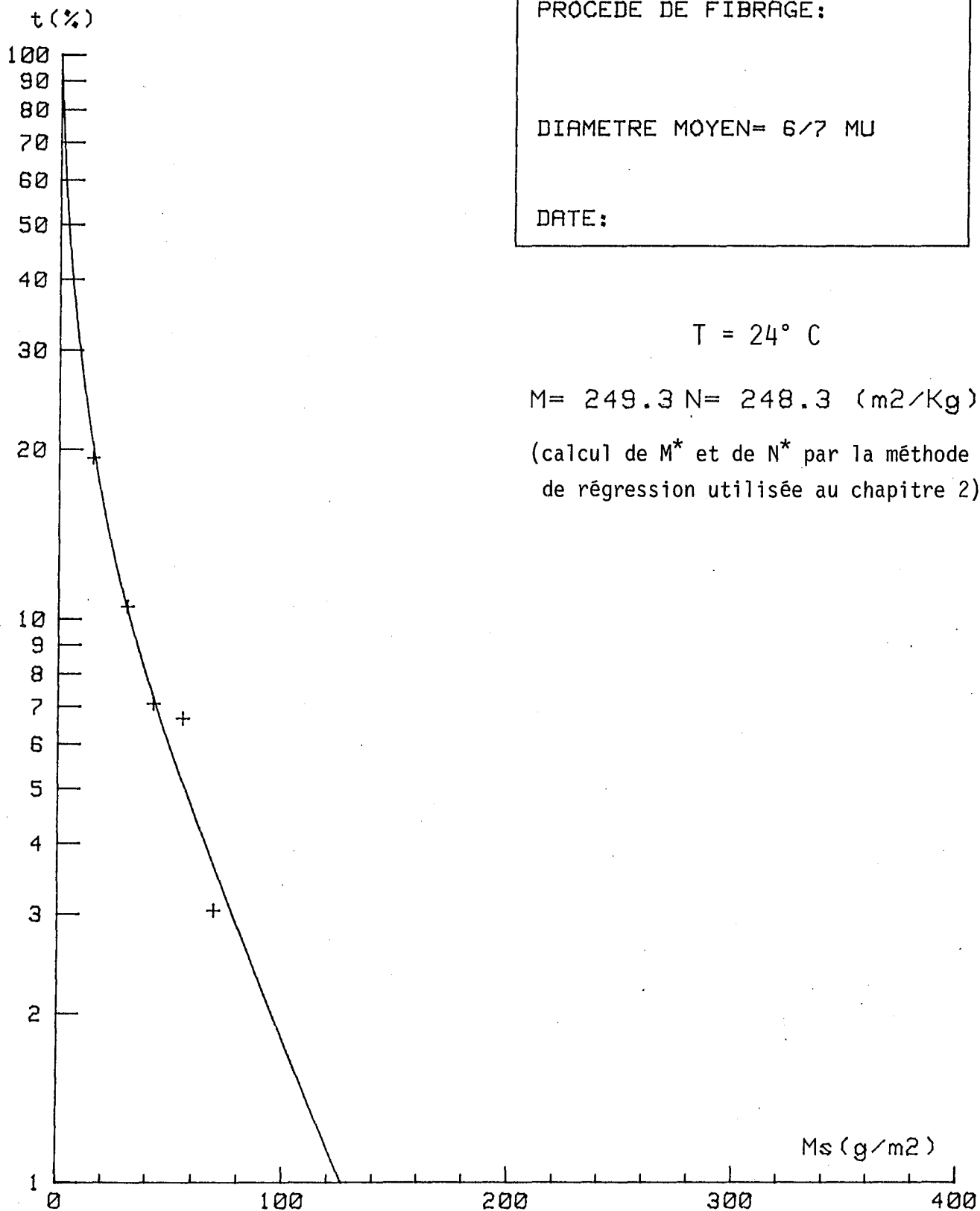
(Déterminée à partir des mesures sur
l'installation de Nancy)

VERRE: SILICE

PROCEDE DE FIBRAGE:

DIAMETRE MOYEN= 6/7 MU

DATE:



5.2. RESULTATS THEORIQUES.

La théorie de la diffusion de la lumière sur des cylindres nous permet de calculer les coefficients radiatifs entrant dans le modèle à deux flux spectral, ces coefficients sont liés aux constantes optiques n et k de la phase solide (figure 4.5). Le calcul a été effectué pour plusieurs diamètres de fibre compris entre 1 et 10 μm et pour le cas d'un matériau dit "léger" ayant une masse volumique de 10 kg/m^3 . Les résultats obtenus à partir de la théorie sont présentés dans les figures (5.15 à 5.34), ils montrent que les coefficients évoluent en fonction du diamètre des fibres pour une composition de verre et de masse volumique donnés.

Dans le cadre de nos conditions expérimentales, il est possible de calculer la variation de la transmittance totale hémisphérique en tenant compte de l'effet de coloration du spectre. C'est dans ces conditions que la comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques peuvent s'effectuer correctement.

La transmittance spectrale hémisphérique, tirée de la théorie du modèle à deux flux spectral présentée au chapitre 4 peut s'exprimer par la relation suivante

$$\tau_{\lambda}(L) = \frac{2 \gamma_{\lambda}}{M_{\lambda} + \gamma_{\lambda}} e^{-\gamma_{\lambda} L} \times \frac{1}{1 - \frac{M_{\lambda} - \gamma_{\lambda}}{M_{\lambda} + \gamma_{\lambda}} e^{-2\gamma_{\lambda} L}} \quad (5.6)$$

où

$$M_{\lambda} = 2(\sigma_{a\lambda} + b_{\lambda} \sigma_{s\lambda})$$

$$\gamma_{\lambda} = \sqrt{[2(\sigma_{a\lambda} + b_{\lambda} \sigma_{s\lambda})]^2 - [2b_{\lambda} \sigma_{s\lambda}]^2}$$

La comparaison entre les calculs et la détermination expérimentale de la transmittance spectrale hémisphérique est présentée pour une épaisseur de 1,5 mm sur la figure 5.35.

Figure (5.15)

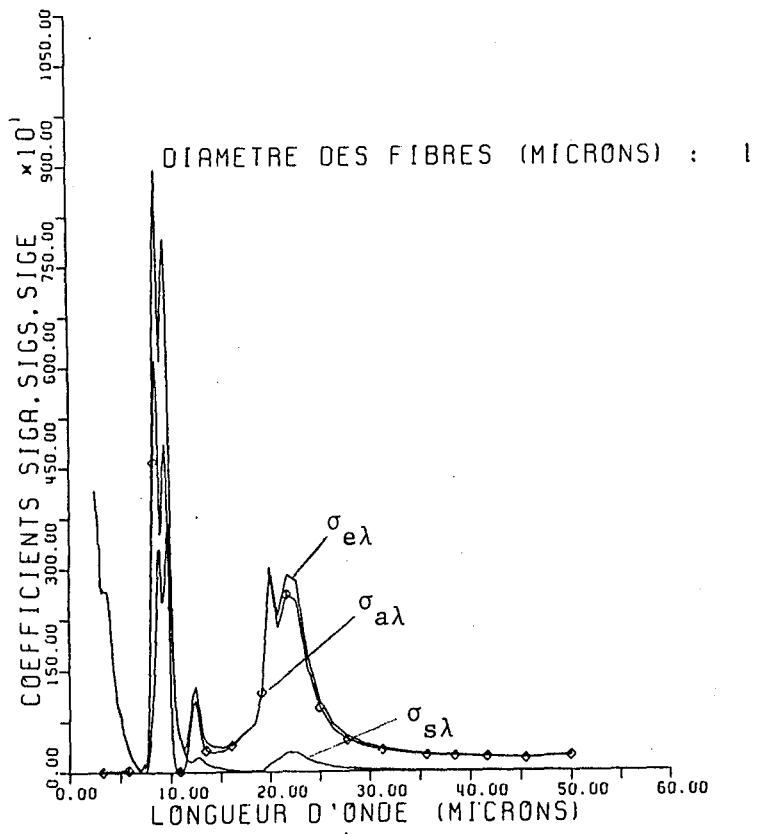


Figure (5.16)

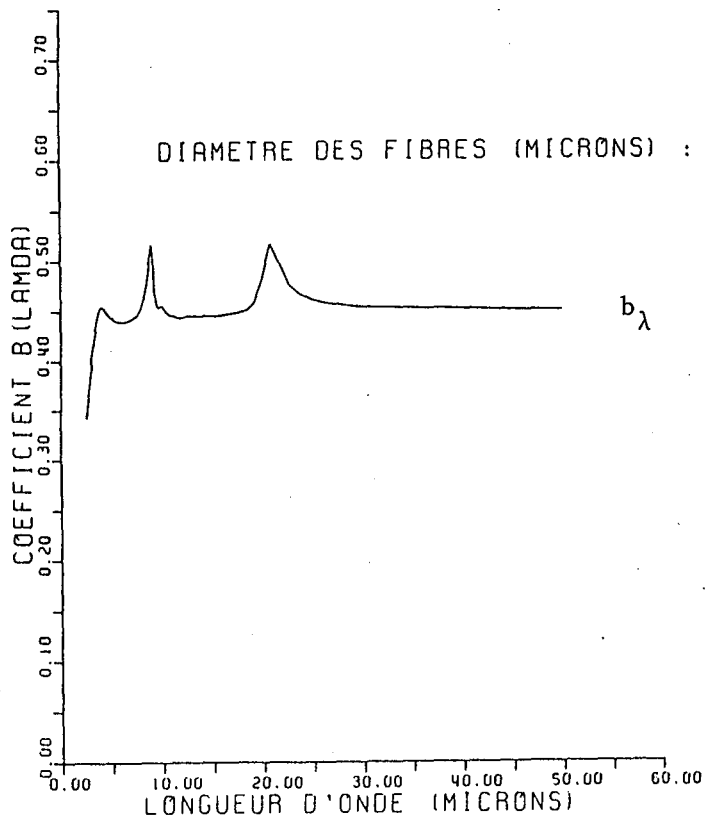


Figure (5.17)

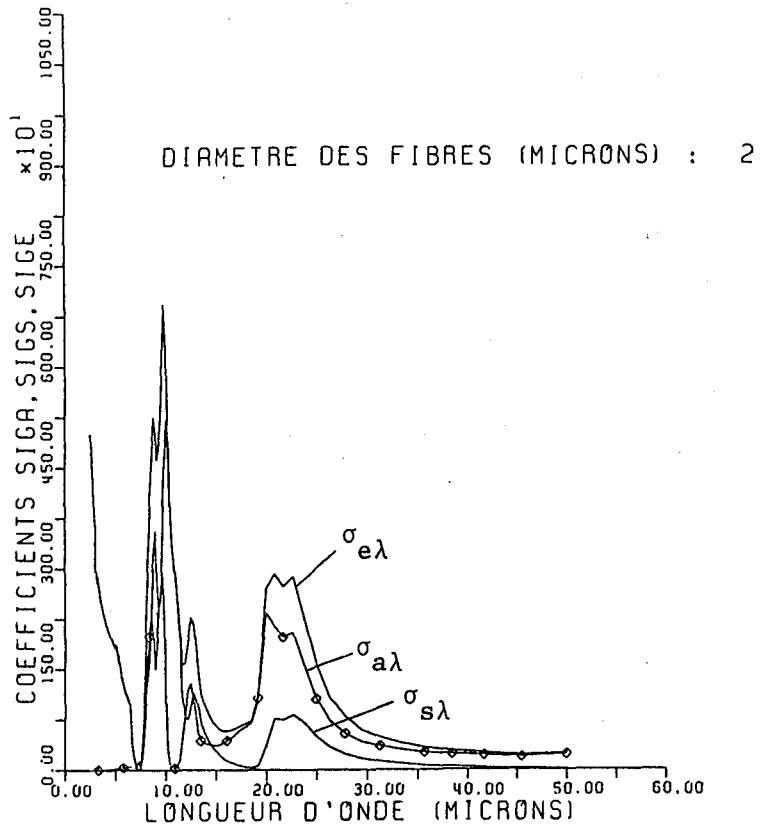


Figure (5.18)

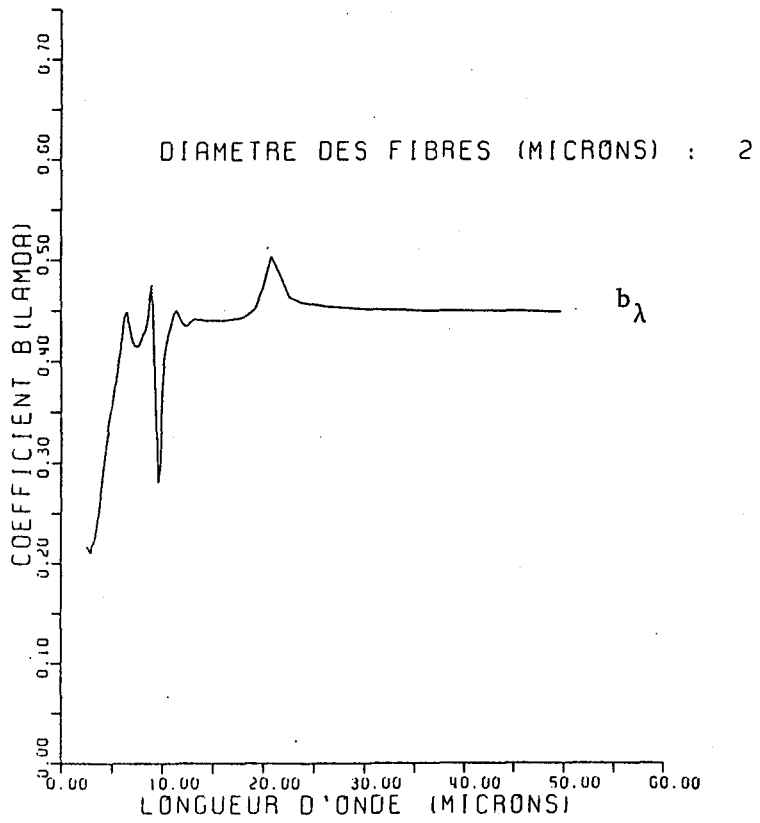


Figure (5.19)

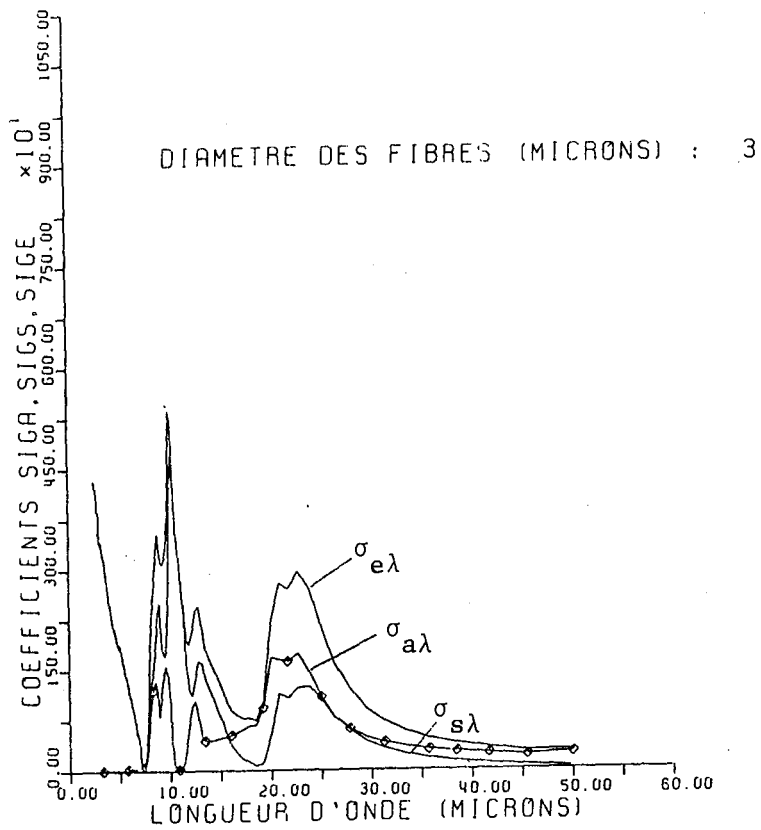


Figure (5.20)

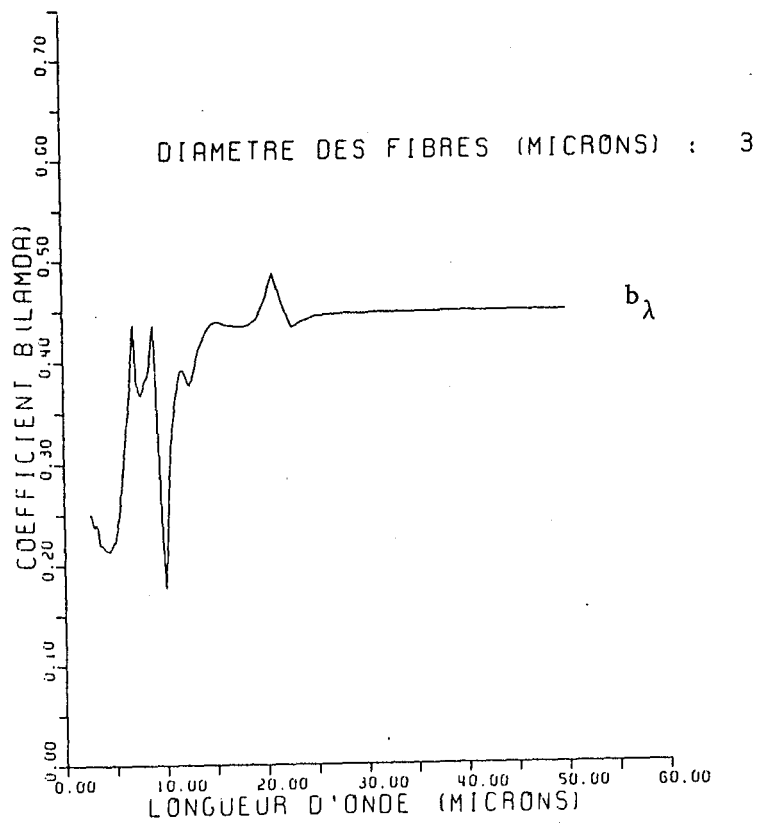


Figure (5.21)

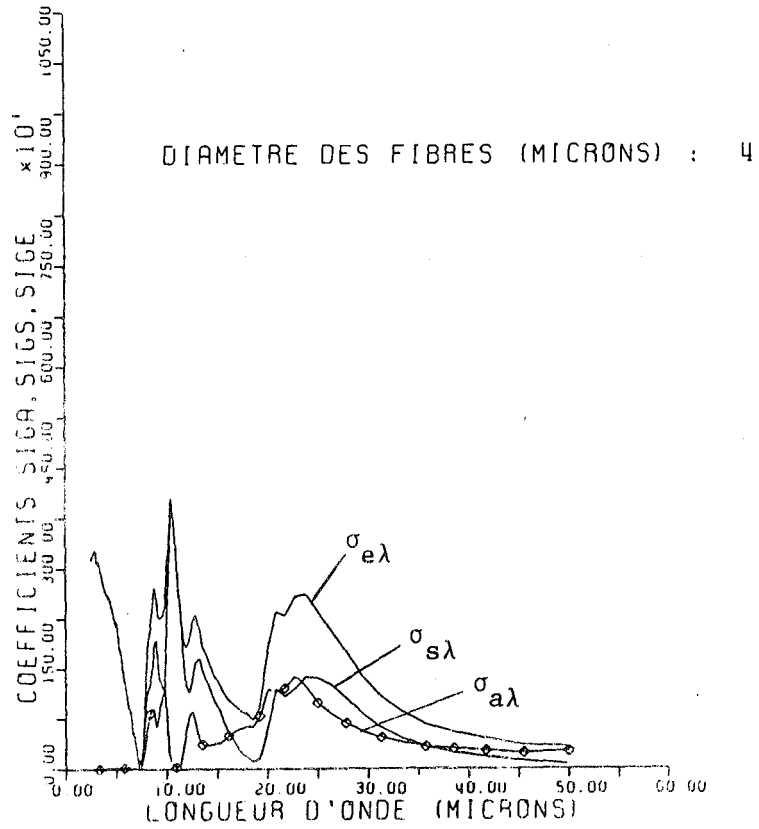


Figure (5.22)

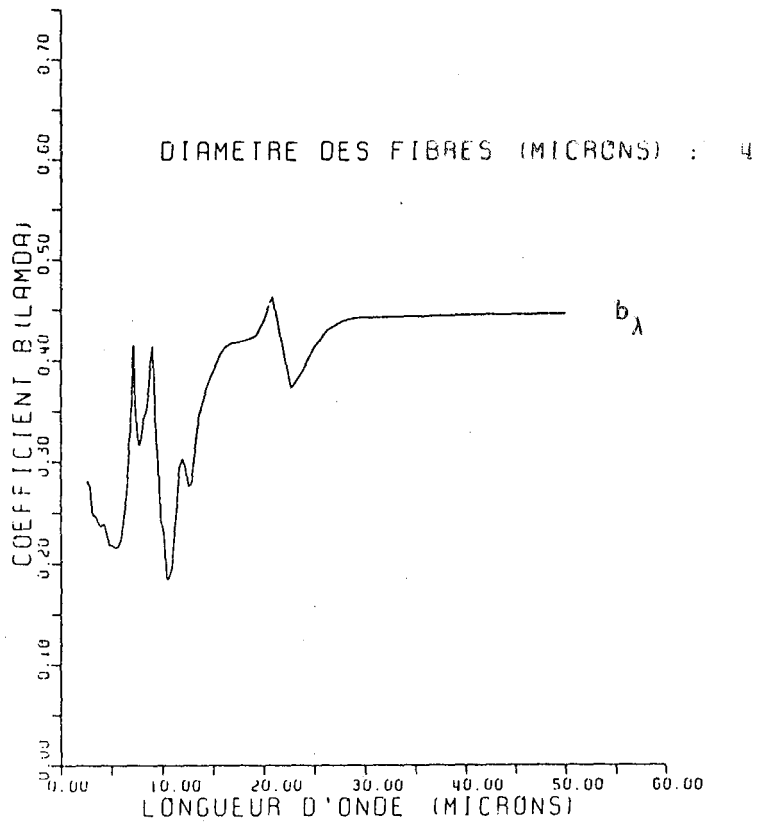


Figure (5.23)

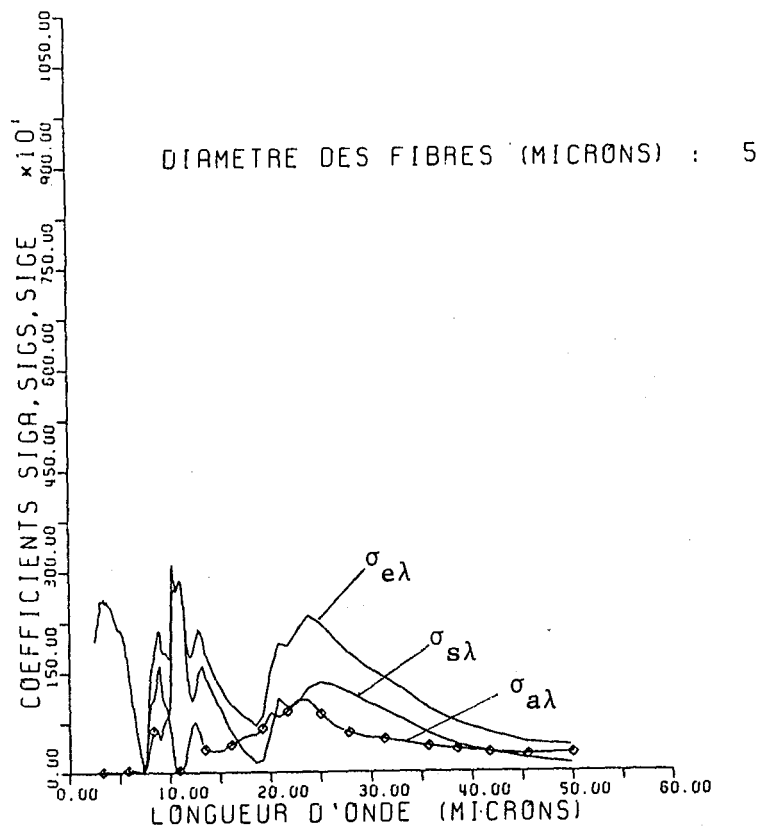


Figure (5.24)

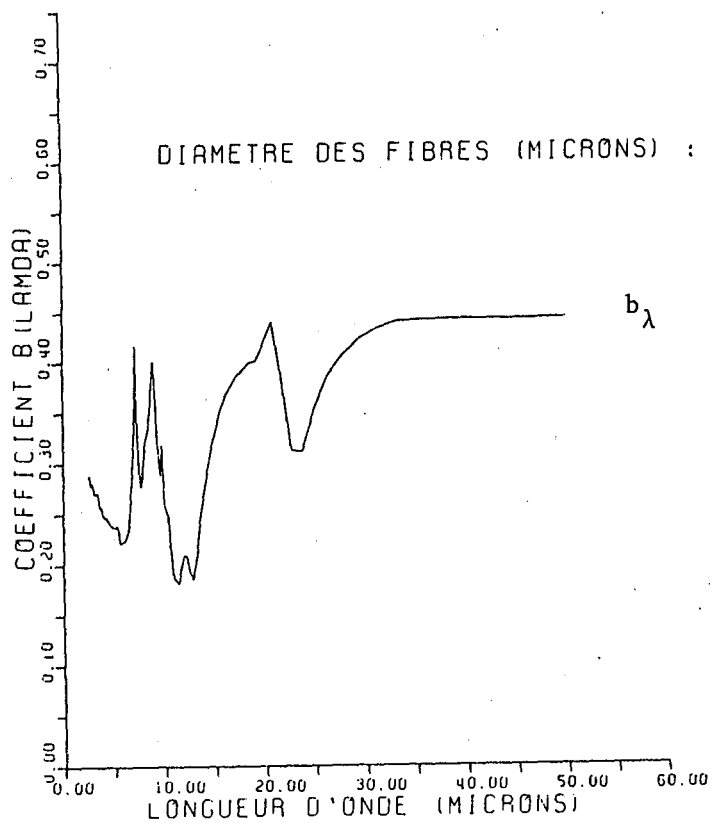


Figure (5.25)

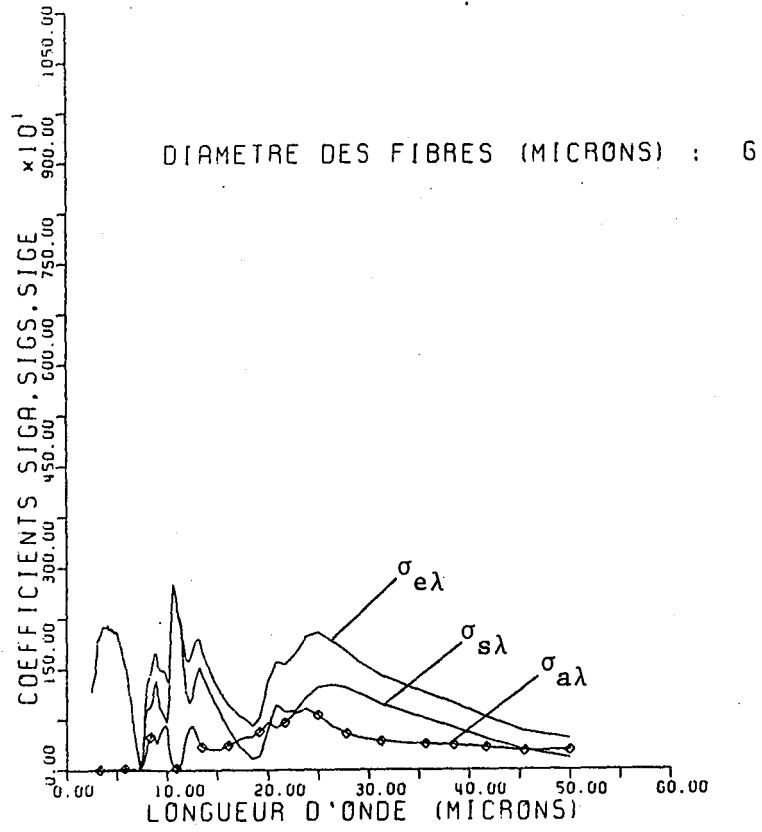


Figure (5.26)

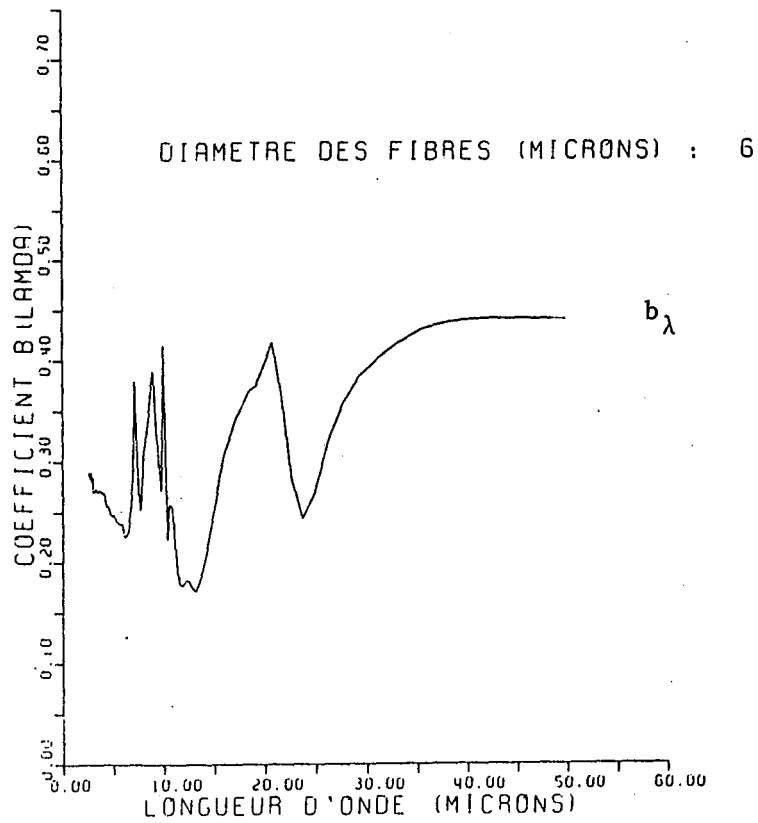


Figure (5.27)

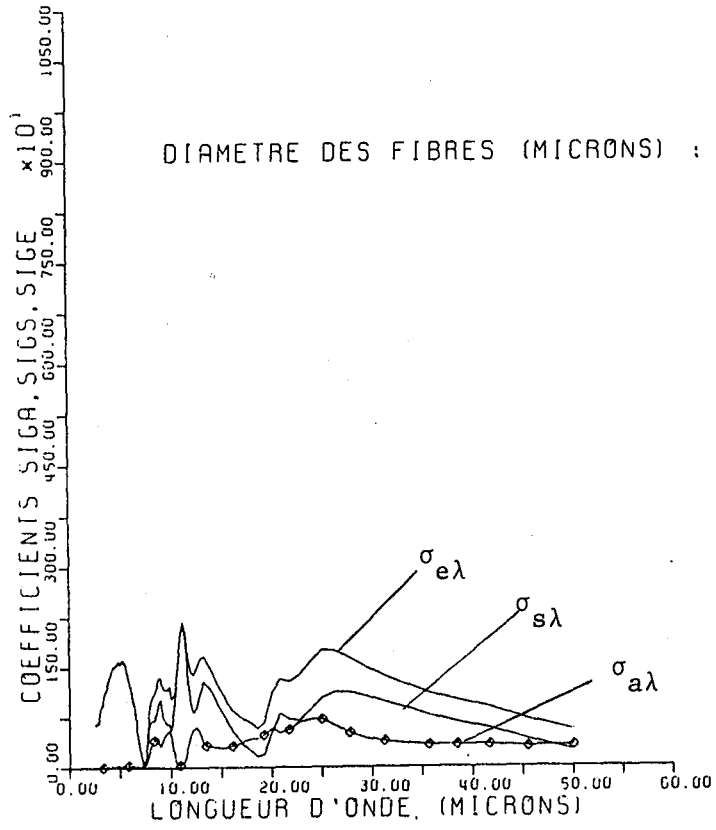


Figure (5.28)

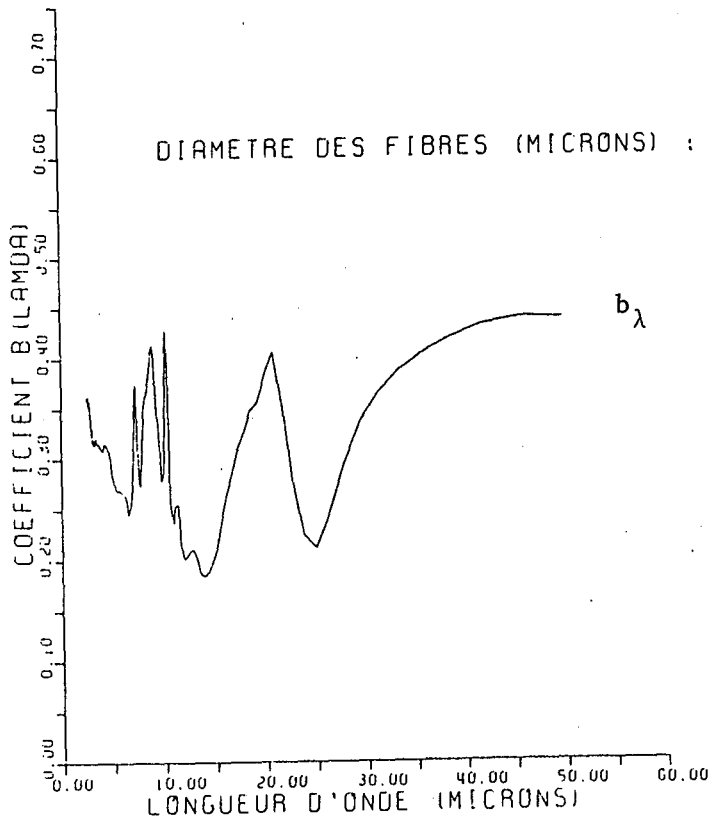


Figure (5.29)

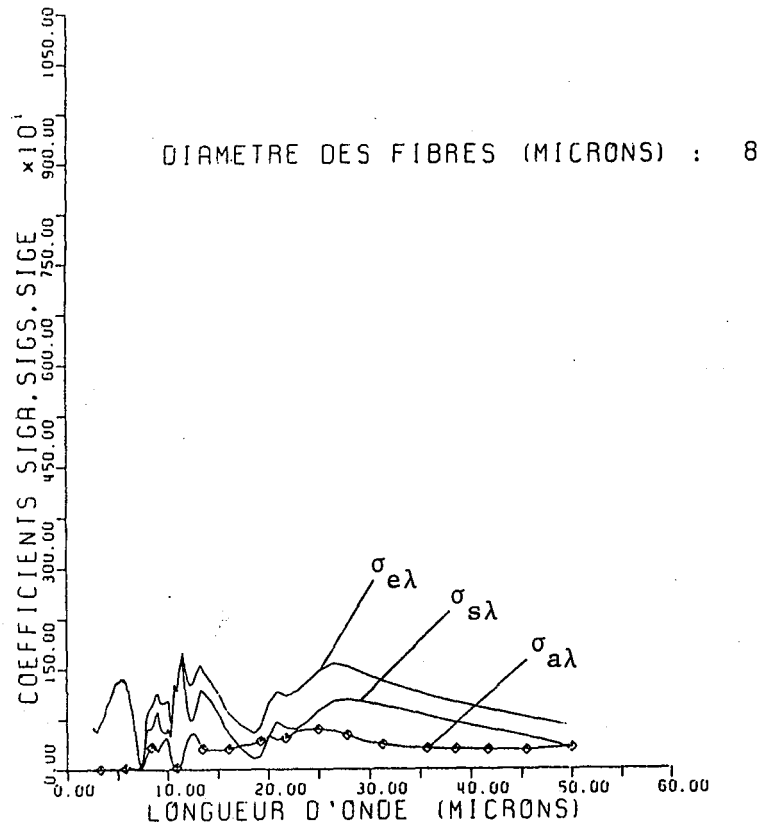


Figure (5.30)

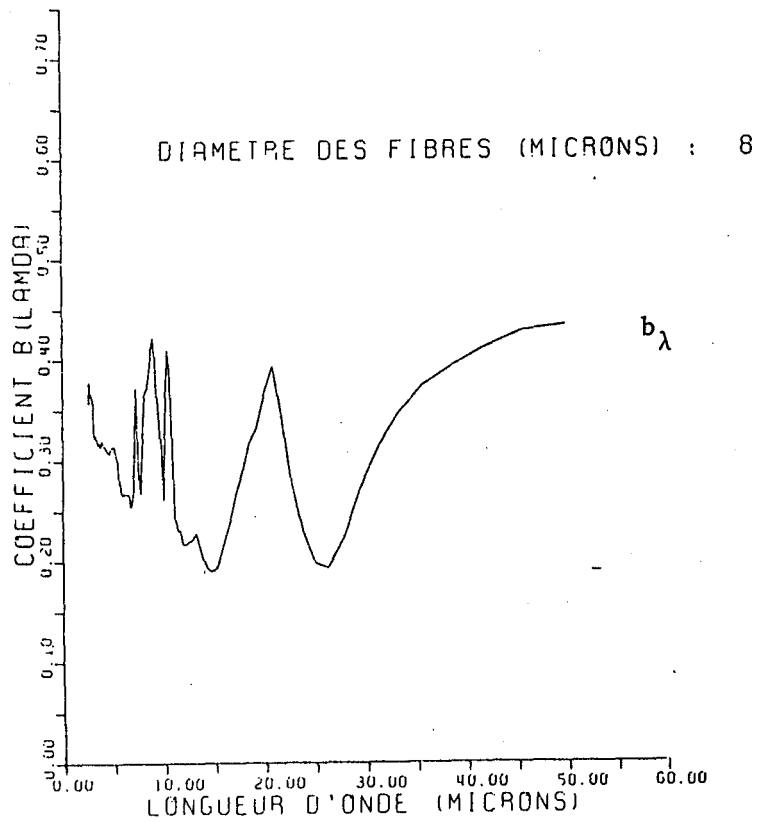


Figure (5.31)

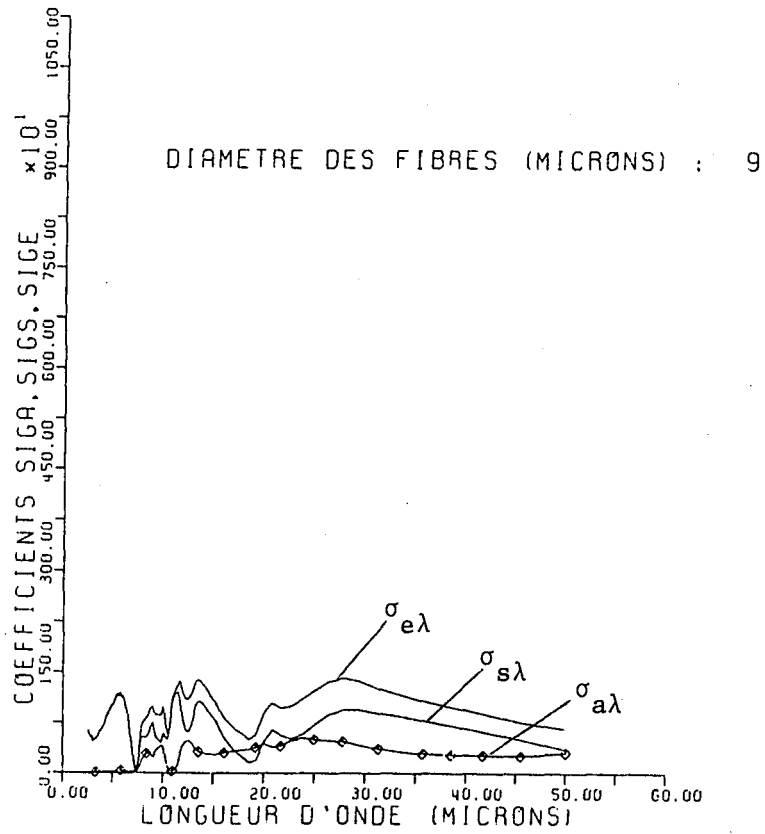


Figure (5.32)

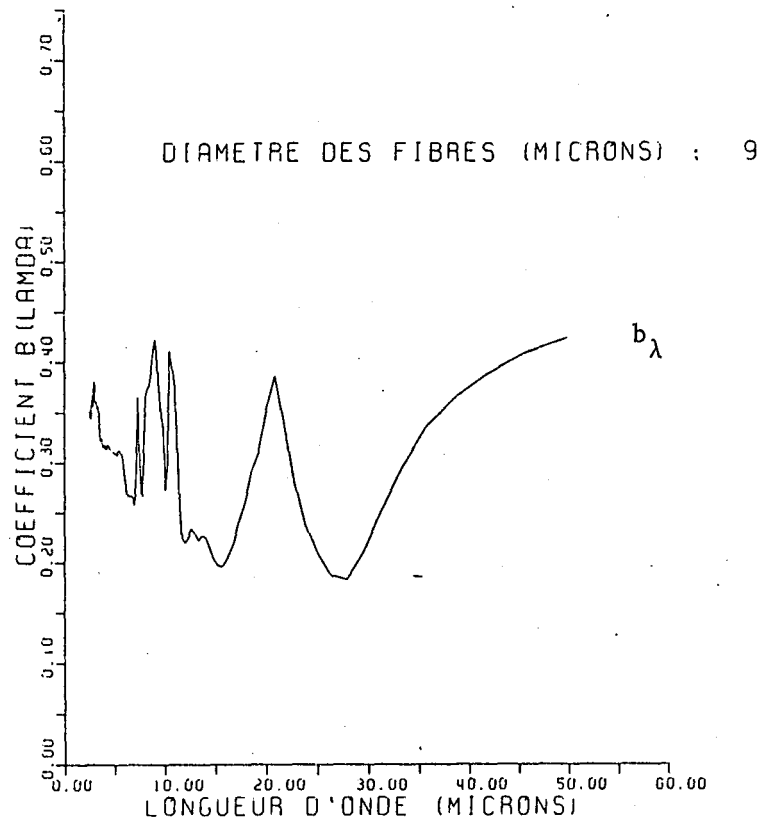


Figure (5.33)

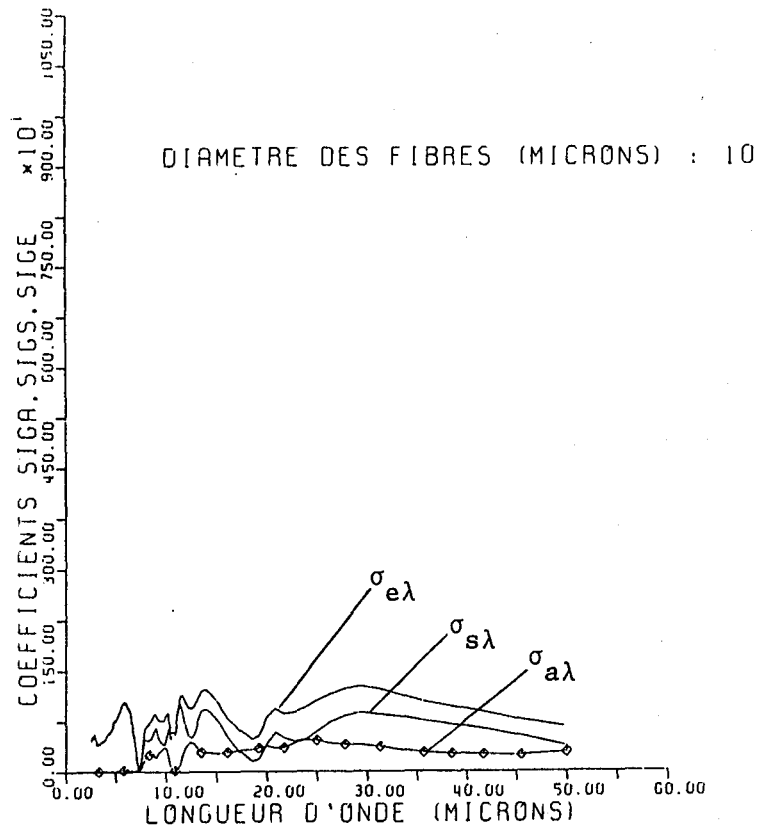
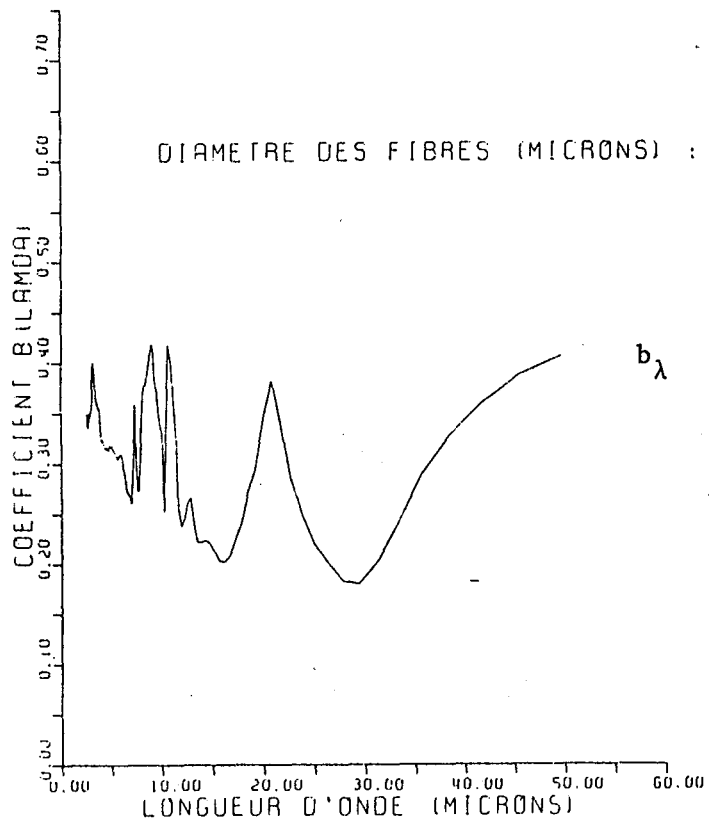


Figure (5.34)



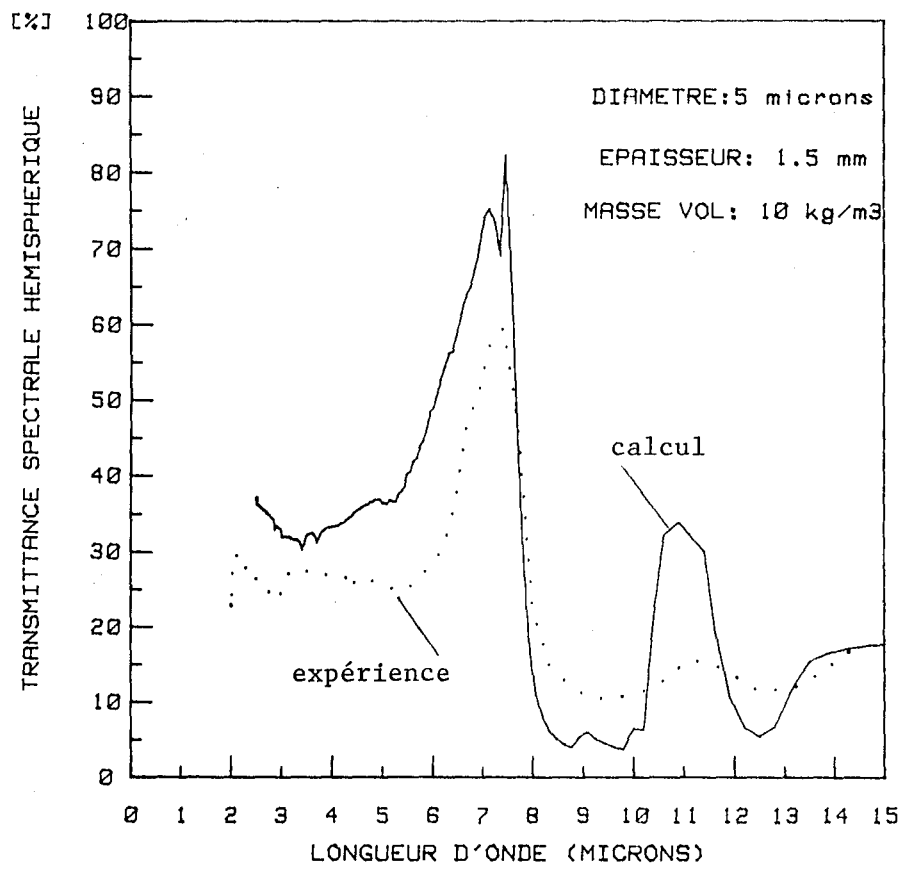


Figure (5.35)

Comparaison entre la transmittance spectrale hémisphérique déterminée expérimentalement et par le calcul.

Connaissant $\tau_\lambda(L)$, nous pouvons déterminer la transmittance totale hémisphérique pour une température de source, T , (sachant que la température du matériau isolant fibreux reste au voisinage de sa température d'équilibre).

$$\tau_T(L) = \frac{\int_2^{14 \mu\text{m}} \tau_\lambda(L) \times E_{0\lambda}(T) \times d\lambda}{\int_2^{14 \mu\text{m}} E_{0\lambda}(T) \times d\lambda} \quad (5.7)$$

La relation (5.7) tient compte de l'effet de coloration du spectre. Nous avons calculé la courbe $\tau_T(L)$ pour deux températures de source $T = 24^\circ \text{C}$ et $T = 400^\circ \text{C}$. Les résultats sont présentés sur les figures (5.36 et 5.37). Les résultats expérimentaux étant représentés par des croix, nous constatons qu'ils sont en bon accord avec les résultats obtenus par le calcul. Ce nouveau résultat permet de confirmer la validité de la théorie utilisée.

5.3. DISCUSSION DES RESULTATS.

Notre étude a permis d'affiner l'interprétation des mesures de la transmittance totale hémisphérique en écartant la détermination des coefficients radiatifs totaux (M , N , P) par un programme de régression.

Nous avons à titre d'exemple, utilisé des valeurs théoriques obtenues par la relation (5.7) que nous avons assimilées à des mesures pour différentes épaisseurs d'échantillon (figure 5.38) et sur lesquelles nous avons appliqué le programme de régression comme au chapitre 2 pour calculer les coefficients radiatifs totaux. En premier lieu nous remarquons que les valeurs obtenues de cette façon sont assez différentes de celles que nous avons déterminées à partir des valeurs expérimentales (figure 5.14). Nous rappelons ces résultats dans le tableau 5.4. suivant.

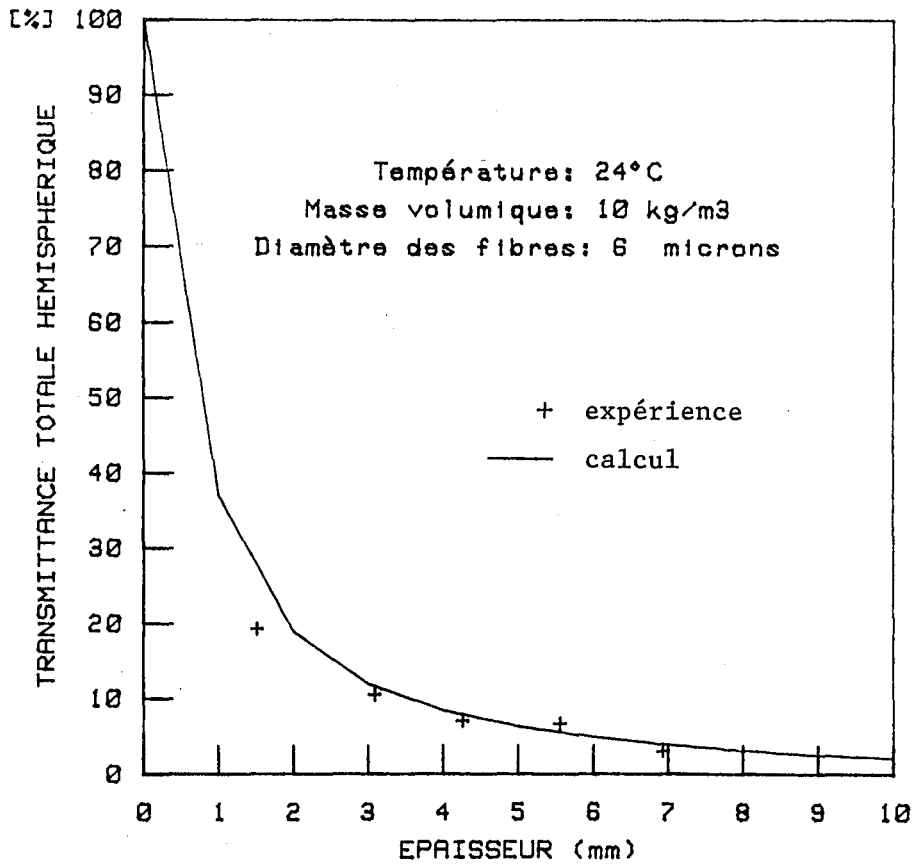


Figure (5.36)

Comparaison entre le calcul et les mesures.

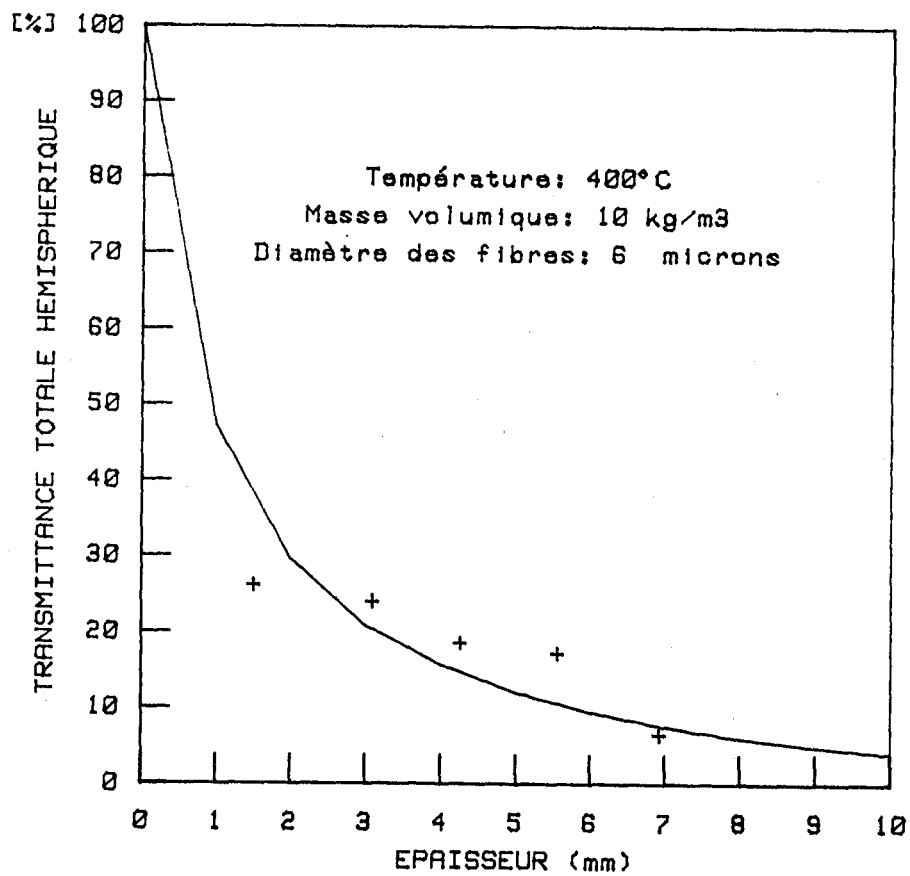


Figure (5.37)

Comparaison entre le calcul et les mesures.

TRANSMITTANCE TOTALE HEMISPHERIQUE
(simulation théorique)

VERRE: SILICE

PROCEDE DE FIBRAGE:

DIAMETRE MOYEN= 6 MU

DATE:

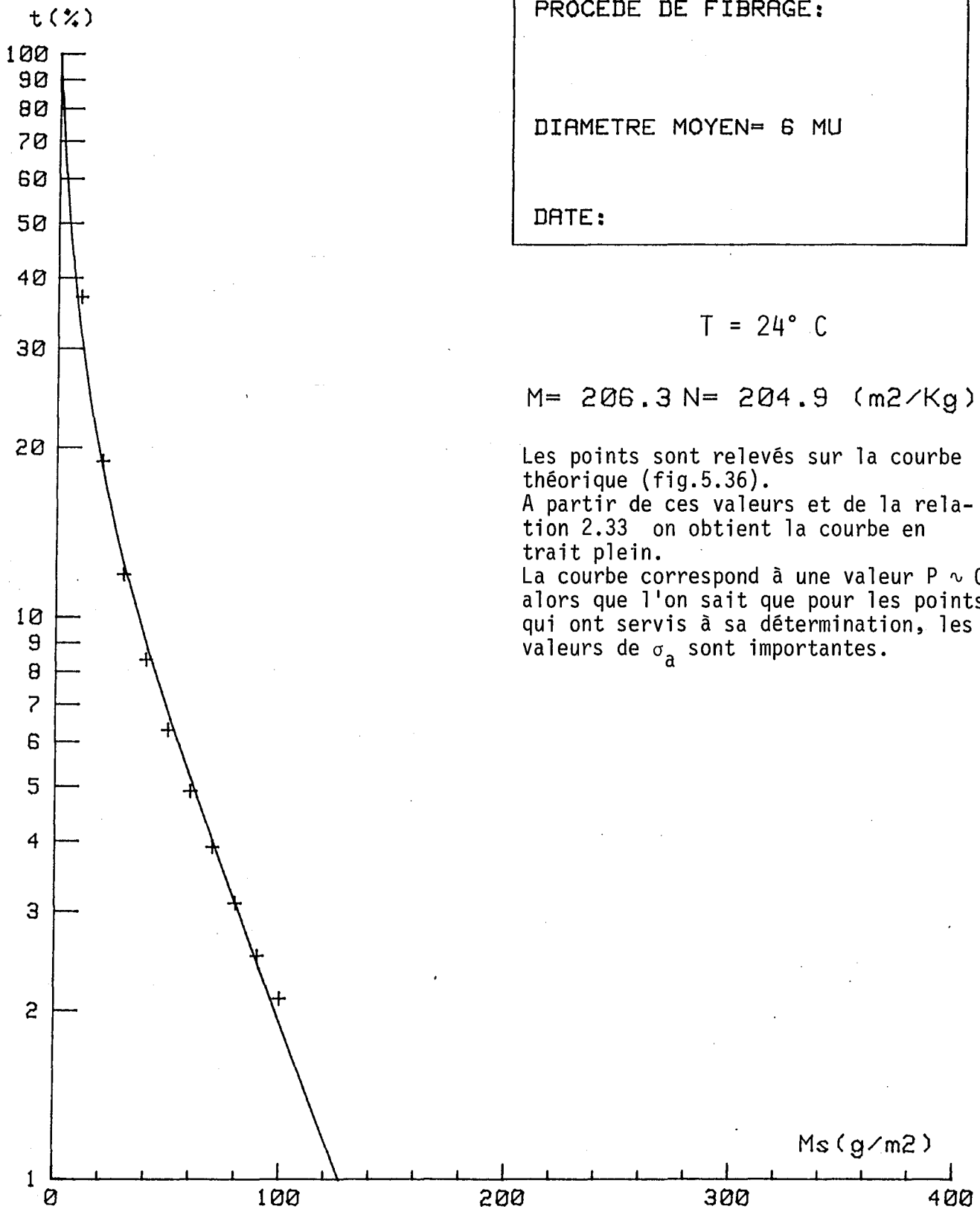
$T = 24^{\circ} C$

$M = 206.3 \quad N = 204.9 \quad (m^2/Kg)$

Les points sont relevés sur la courbe théorique (fig.5.36).

A partir de ces valeurs et de la relation 2.33 on obtient la courbe en trait plein.

La courbe correspond à une valeur $P \sim 0$ alors que l'on sait que pour les points qui ont servis à sa détermination, les valeurs de σ_a sont importantes.



PROGRAMME DE REGRESSION POUR τ (T) T = 24° C	M*	N*	P*
Résultats à partir de l'expérience (sur le montage de Nancy)	249,3	248,3	1
Résultats à partir d'une simulation théorique $\phi \cong 6 \mu\text{m}$	206,3	204,9	1,4

Tableau (5.4)

Comparaison de résultats obtenus à partir d'une régression.

En second lieu, les résultats du tableau (5.4) montrent aussi qu'un calcul des coefficients radiatifs obtenus à partir de données totales est à rejeter, car selon l'épaisseur atteinte expérimentalement, les coefficients peuvent évoluer et surtout ce calcul ne permet pas de déterminer la part d'absorption dans le matériau. Comme nous l'avons déjà noté, lors de la présentation des résultats expérimentaux, la simulation théorique donne aussi une valeur de $P \sim 0$ alors que l'on sait que σ_a est important.

L'utilisation de la régression à partir de la relation 2.33 n'est valable, comme nous l'avons montré, que pour la détermination des coefficients radiatifs monochromatiques ou pour un corps gris.

L'interprétation des mesures à l'aide d'un laser accordable en vue de déterminer les coefficients radiatifs monochromatiques est correcte, la relation 2.33 peut dans ce cas être utilisée, les valeurs calculées sont bien en accord avec les constantes optiques de la silice. L'absorption à cette longueur d'onde est importante, les coefficients M* et N* calculés montrent bien cet effet $N^* \sim 0$ (fig.2.10).

5.4. DETERMINATION DE LA CONDUCTIVITE RADIATIVE.

Si l'on considère le transfert radiatif non couplé à la conduction solide selon TIEN et TONG (21) (22), nous pouvons calculer une conductivité radiative λ_r .

Pour tenir compte du phénomène de filtrage, nous utiliserons la relation généralisée 4.18. Les bornes d'intégration ont été ramenées au domaine spectral 2 μm à 50 μm correspondant au calcul des coefficients radiatifs $\sigma_{a\lambda}$ et $\sigma_{s\lambda}$.

La relation 4.18 devient

$$\lambda_r = \frac{\int_{2 \mu\text{m}}^{50 \mu\text{m}} \frac{E_{o\lambda}(T_m) d\lambda}{\sigma_{a\lambda} + 2b_{\lambda} \sigma_{s\lambda}}}{\int_{2 \mu\text{m}}^{50 \mu\text{m}} E_{o\lambda}(T_m) d\lambda} 4\sigma T_m^3 \quad (5.8)$$

Nous avons effectué les calculs pour une masse volumique de 10 kg/m³, une température T_m = 24° C pour différents diamètres compris entre 1 μm et 10 μm . (tableau 5.5). La courbe de la figure (5.39) nous donne l'évolution de λ_r en fonction du diamètre pour la silice vitreuse.

diamètres (μm)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
λ_r mw/m° C	14,9	8,9	7,32	7,27	7,73	8,38	9,64	10,4	11,3	12,2

Tableau (5.5)

Résultats de calculs.

La détermination expérimentale directe de la conductivité thermique radiative des matériaux que nous étudions est impossible. Nous pouvons néanmoins déduire cette valeur à partir du modèle semi empirique défini en (1.3).

Ce modèle nous donne des valeurs qui diffèrent nettement des valeurs que nous avons calculées à partir de l'équation (5.8).

Pour un matériau de masse volumique de 10 kg/m^3 , nous escomptions une valeur de λ_r d'environ $20 \text{ mw/m}^\circ \text{ C}$, notre théorie nous donne $8,4 \text{ mw/m}^\circ \text{ C}$ pour un diamètre de $6 \text{ }\mu\text{m}$ (diamètre correspondant au diamètre moyen des fibres isolation).

Actuellement, cet écart ne s'explique pas simplement, il devra faire l'objet d'une étude ultérieure qui discutera les hypothèses prises pour déterminer λ_r à partir du modèle semi-empirique et de celles utilisées dans notre calcul.

Nos calculs mettent en évidence un effet important du diamètre des fibres et en particulier le transfert radiatif devient important pour les petits diamètres. Ces résultats confirment l'existence d'un diamètre optimum vers les $2 \text{ }\mu\text{m}$.

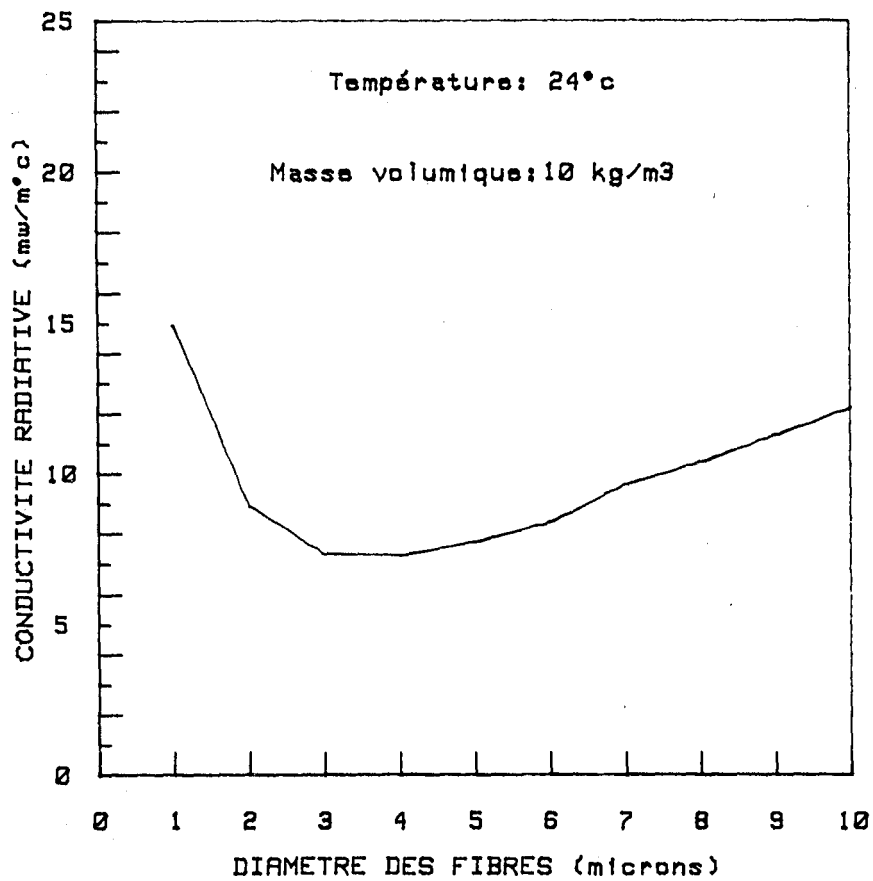


Figure (5.39)

CONCLUSIONS

Le travail présenté dans ce mémoire nous a permis d'étudier d'un point de vue expérimental et théorique, le comportement purement radiatif dans l'infrarouge d'un matériau composé de fibres de silice. A partir des propriétés optiques du matériau, la théorie électromagnétique du transfert radiatif permet d'aboutir à une application concrète, à savoir, le calcul de la conductivité radiative d'un matériau isolant fibreux à la température ambiante.

La recherche bibliographique nous a aidé à bien situer le problème quant à l'importance du transfert de chaleur par rayonnement à travers les matériaux isolants fibreux. La compréhension du phénomène passe par l'analyse des mécanismes d'absorption et de diffusion des ondes électromagnétiques sur des cylindres. Ces milieux composés de fibres sont semi-transparentes, ils absorbent et diffusent la lumière. La connaissance des coefficients radiatifs d'absorption, $\sigma_{a\lambda}$, et de diffusion, $\sigma_{s\lambda}$, permet de relier les propriétés optiques $n(\omega)$, $k(\omega)$ de la phase solide du matériau fibreux aux propriétés thermiques λ_p , de celui-ci.

L'équation générale du transfert radiatif regroupe ces différentes propriétés et conduit au modèle à deux flux spectral en faisant quelques hypothèses simplificatrices. L'intégration du modèle à deux flux spectral nous donne la densité de flux radiatif qui mène au calcul de la conductivité radiative sans couplage avec la conduction de la phase solide.

Pour la partie expérimentale de cette étude, nous avons construit un appareil permettant de mesurer la transmittance spectrale bidirectionnelle des échantillons. Dans les conditions expérimentales que nous nous sommes fixées, l'utilisation d'une sphère d'intégration en présence de faibles niveaux d'énergie n'est pas envisageable en raison du rapport signal sur bruit du détecteur. La particularité de notre montage réside dans la réalisation d'une platine pivotante permettant d'examen des échantillons sous différents angles et de l'utilisation d'un détecteur de haute performance sur un domaine spectral étendu. Ce type de détecteur nécessite la manipulation de fluides cryogéniques, azote liquide et hélium liquide ainsi que la maîtrise du vide poussé.

Ces travaux nous ont montré que la détermination expérimentale des coefficients radiatifs telle qu'elle était pratiquée antérieurement avec une source corps noir et une sphère d'intégration sont sans valeur, elle n'aurait de sens que pour un matériau gris.

Cette méthode ne tenait pas compte de l'effet de coloration du spectre, de plus, les résultats obtenus ne montraient pas l'importance de l'absorption dans le milieu.

Quand le matériau étudié ne présente pas un spectre gris, comme dans notre cas, c'est le bon accord entre les données expérimentales obtenues avec notre appareil muni d'un monochromateur et les calculs qui permet de valider les coefficients radiatifs d'absorption et de diffusion. Les résultats obtenus ont permis de confirmer que le milieu étudié est diffusant et présente une absorption importante pour les longueurs d'ondes supérieures à 5 μm .

Dans notre matériau, constitué de deux phases, air et silice, nous avons mis en évidence un comportement optique intéressant pour des échantillons de faibles épaisseurs, qui peut être interprété à partir des propriétés optiques, $n(\omega)$ et $k(\omega)$ de la phase solide. C'est l'effet CHRISTIANSEN pour les longueurs d'onde 7,3 μm et 19,2 μm .

L'accord entre les résultats expérimentaux et la théorie est très satisfaisant du point de vue optique, ce qui confère une certaine validité à la démarche poursuivie.

Connaissant les coefficients radiatifs, nous pouvons calculer une conductivité radiative. La comparaison entre cette valeur calculée et une valeur purement expérimentale nous fait défaut car il n'existe pas actuellement de mesure directe de la conductivité radiative à la température ambiante. Les valeurs actuellement à notre disposition sont déduites d'un modèle semi-empirique basé sur l'additivité simple des divers processus de conductivité : la conduction gazeuse, la conduction solide et le rayonnement.

Dans ces conditions l'information concernant la conductivité radiative, λ_r , reste purement théorique à la température ambiante. Il est donc indispensable de développer de nouvelles méthodes d'investigation dans le domaine de la thermique en vue d'obtenir des valeurs expérimentales de conductivités radiatives.

Notre étude présente un double intérêt, pratique et économique, quant à l'optimisation des paramètres intervenants sur le transfert de chaleur dans les matériaux isolants fibreux.

- L'intérêt pratique concerne la prévision de la conductivité radiative à partir d'une seule donnée expérimentale, le facteur de réflexion monochromatique, R_λ , sur une plaque de verre de composition chimique donnée. Pour un verre, le calcul permet d'optimiser le diamètre des fibres où l'efficacité d'extinction est la meilleure. C'est un outil qui peut permettre de sélectionner rapidement des formulations verrières en observant l'influence des variations des constantes optiques $n(\omega)$ et $k(\omega)$ de la phase solide sur la conductivité thermique du matériau fibreux.

- L'intérêt économique est réel car la démarche évite, dans la phase d'optimisation du verre ou des diamètres, d'utiliser une installation de fibrage et d'un appareil de mesure de la conductivité thermique qui demandent des moyens financiers et humains importants.

REFERENCES

- (1) C.G. BANKWALL.
Heat Transfer in fibrous materials.
National Swedish Building Research, 1972.
- (2) S. KLARSFELD.
La conductivité des isolants fibreux en fonction de leur structure.
Colloque annuel C.S.T.B./C.F.I., Tours, Avril 1979.
- (3) J.F. SACADURA et G. UNY.
Transferts thermiques dans les isolants fibreux.
Société Française des thermiciens, Paris, 6 Mars 1985.
- (4) J.F. SACADURA.
Initiation aux transferts thermiques.
Technique et Documentation 1982.
- (5) C. LANGLAIS et S. KLARSFELD.
Transfert de chaleur à travers les isolants fibreux en relation avec leur morphologie.
Société Française des Thermiciens, Paris, 6 Mars 1985.
- (6) B. LE FUR, M. COMBARNOUS, S. BORIES, S. KLARSFELD.
La Convection Naturelle.
Revue générale de thermique, Décembre 1970, Vol.IX n°108.
- (7) J.P. RICHARD.
Convection naturelle dans les milieux poreux stratifiés.
Thèse de Docteur Ingénieur, Université de Bordeaux, 1979.

- (8) J. MANGIN
Thèse d'Etat, Université de Nancy I, 16 juin 1981
Pyroélectricité à basse température de quelques monocristaux
et investigation sur l'effet pyroélectrique à l'aide d'un
laser Infrarouge Lointain à pompage optique.
- (9) G. MORLOT.
Convention d'étude entre ISOVER SAINT GOBAIN et L'UNIVERSITE
de NANCY I. 1981.
- (10) B.K. LARKIN.
A study of the rate of thermal radiation through porous
insulating materials.
Thèse 1957 degree of Doctor of Philosophy in the University
of Mishigan.
- (11) B.K. LARKIN and W. CHURCHILL.
Heat transfer by radiation through porous insulation.
AICHE Journal, Dec. 1959 vol. 5 n° 4 p.467-474.
- (12) R.M.F. LINDFORD, R.J. SCHMITT, T.A. HUGUES.
Radiative contribution to the thermal conductivity of fibrous
insulations. Heat transmission measurement in thermal conduc-
tivity of fibrous insulation.
(Mc Donnell Douglas Corporation St Louis, Missouri).
- (13) R. DADOU.
Thèse 3ème cycle, Université de Nancy I, 15 Mai 1984.
Etude du transfert radiatif dans les matériaux poreux à
l'aide d'un laser CO₂.
- (14) G. MORLOT.
Convention d'étude entre ISOVER SAINT GOBAIN et L'UNIVERSITE
de NANCY I. 1984.
- (15) G. BRUHAT.
Cours de Physique générale, OPTIQUE. 1959.

- (16) P. FLEURY et J.P. MATHIEU.
Physique générale et expérimentale, EYROLLES 1965.
- (17) N. CORON.
Infrared helium cooled bolometers in the presence of back-ground radiation. Optimal parameters and ultimate performances. Infrared Physics, 1976 vol. 16 p.411-474.
- (18) G. GAUSSORGUES.
La Thermographie Infrarouge.
Technique et Documentation, 1981.
- (19) J.F. SACADURA.
Transferts radiatifs dans les milieux semi-transparents.
Stage Transferts Thermiques CAST, 1984.
- (20) T.W. TONG and C.L. TIEN.
Analytical models for thermal radiation in fibrous insulations.
Journal of thermal insulation, July 1980, vol. 4 p.27.
- (21) T.W. TONG and C.L. TIEN.
Radiative heat transfer in fibrous insulations - Part 1 :
Analytical study, ASME 1982.
- (22) T.W. TONG and C.L. TIEN.
Radiative heat transfer in fibrous insulations - Part 2 :
Experimental study, ASME 1982.
- (23) J.F. SACADURA, A. AL ABED.
Transferts couplés par conduction et rayonnement avec dispersion dans les milieux semi-transparents. Application aux matériaux fibreux.
Journées d'études GUT-SFT, Poitiers, 1-2 Juin 1983.
- (24) M. HUETZ-AUBERT.
Transferts radiatifs dans les milieux semi-transparents solides, liquides ou gazeux. Aspects macroscopique et microscopique.
Journées d'études GUT-SFT, Poitiers, 1-2 Juin 1983.

- (25) J. CLAUDEL.
Propriétés optiques dans l'infrarouge lointain et à basses températures de quinze cristaux ioniques.
Thèse d'Etat 1969, Faculté des Sciences de l'Université de Nancy.
- (26) A. HADNI.
Essentials of Modern Physics applied to the study of infrared.
Pergamon Press.
- (27) P. HERVE, P. ADAM, P. MASCLLET.
Détermination des propriétés thermooptiques des milieux semi-transparents solides sous forme d'aérosols.
Journées d'études GUT-SFT, Poitiers 1-2 Juin 1983.
- (28) C.F. BOHREN, D.R. HUFFMAN.
Absorption and scattering of light by small particles.
John Wiley et Sons, New York 1983.
- (29) F. GERVAIS.
Anharmonicité des modes de vibration infrarouge dans le quartz α et quelques silicates : Interaction Phonon-Phonon entre 300 K et 1 500 K.
Thèse d'Etat 1973, Faculté des Sciences d'Orléans.
- (30) H.C. VAN DE HULST.
Light scattering by small particles.
John Wiley et Sons, New York 1957.
- (31) A.C. LIND and J.M. GREENBERG.
Electromagnetic scattering by obliquely cylinders.
Journal of Applied Physics, July 1966 vol. 37 n° 8.
- (32) M. KERKER.
The scattering of light and other electromagnetic radiation.
Academic Press, New York 1969.
- (33) J. KUNTZMANN.
Fonctions de Bessel. Mathématiques de la Physique et de la technique, HERMANN 1961, chapitre XIV.

- (34) G. GUILBERT, G. JEANDEL, A. WARIN, G. MORLOT.
Transfert d'énergie par rayonnement dans les isolants poreux
à température ambiante.
A.T.P. Thermique du Bâtiment 1985.
- (35) G. GUILBERT, G. JEANDEL, G. MORLOT, C. LANGLAIS, S. KLARSFELD.
Transfert de chaleur par rayonnement dans les isolants fibreux.
Caractéristiques thermiques et optiques.
Journées SFT, 6 Mars 1985.
- (36) B.D. SAKSENA.
Infrared absorption studies of some silicate structures.
National Physical Laboratory of India, New Delhi 1960.
- (37) R.BOWLING BARNES et LYAN G. BONNER.
The christiansen filter effect in the infrared.
Physical Review, May 1936, vol. 49.

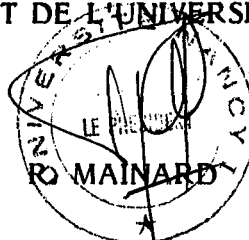
NOM DE L'ETUDIANT : GUILBERT Gérard

NATURE DE LA THESE : Diplôme de Recherches doctorales de l'Université de NANCY I



NANCY, le - 8 NOV. 1985 3143

LE PRESIDENT DE L'UNIVERSITE DE NANCY I



R E S U M E

Le travail effectué dans ce mémoire concerne l'étude des caractéristiques optiques d'un milieu poreux semi-transparent. Ce milieu composé de fibres, absorbe et diffuse la lumière, c'est un milieu absorbant-diffusant.

La théorie électromagnétique permet l'accès aux coefficients monochromatiques d'absorption et de diffusion, à partir de l'indice de réfraction de la phase solide du milieu.

Nous avons construit une installation permettant de tester cette théorie en mesurant la transmittance spectrale sur des échantillons de différentes épaisseurs.

La confrontation entre les calculs et l'expérience est très satisfaisante du point de vue optique, ce qui confère une certaine validité à la théorie utilisée.

Mots clés :

Milieu poreux - Semi-transparent - Rayonnement - Transmittance - Fibre -
Spectre infrarouge - Indice de réfraction - Absorption - Diffusion -
Extinction.