

N° d'ordre : 1353

50376
1994
243

20 102 565
50376
1994
243

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
INSTITUT D'ELECTRONIQUE ET DE MICROELECTRONIQUE DU NORD

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité : **ELECTRONIQUE**

par

Jean Claude SAINSON

**CONTROLE NON DESTRUCTIF PAR MICRO-ONDES
DE MATERIAUX TEXTILES EN NAPPE
PAR DES METHODES ACTIVE ET PASSIVE (RADIOMETRIE)**



Soutenu le 9 Septembre 1994 devant la Commission d'Examen

Membres du jury : MM.	E. CONSTANT	Professeur U.S.T.L., Président
	Y.LEROY	Professeur U.S.T.L., Directeur de thèse
	S. LEFEUVRE	Professeur ENSEEIHT de Toulouse, Rapporteur
	W. VAN LOOCK	Professeur Université de Gand - Belgique, Rapporteur
	P. RABETTE	Professeur Université P.&M. Curie - Paris V, Examineur
	J.P. BRUGGEMAN	Institut Textile de France, Examineur
	J.P. ROUVILLAIN	Ingénieur E.N.S.A.I.T., Examineur
	O. VEN	Institut Textile de France, Examineur
	A. MAMOUNI	Maître de conférence U.S.T.L., Examineur
	J.C. VAN DE VELDE	Ingénieur Recherche U.S.T.L., Examineur

A

Mes parents

Ma famille

Mes amis.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une bourse C.I.F.R.E., elle est le résultat d'une étroite collaboration entre

- le Centre Hyperfréquences et Semi-conducteurs (C.H.S.- UA 287 CNRS) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, devenu en 1992 l'Institut d'Electronique de Microélectronique du Nord (I.E.M.N.) (UMR CNRS 9989), Département Hyperfréquences et Semi-conducteurs sous la direction du Professeur Y. LEROY,

- et l'Institut Textile de France - Direction Régionale Lille.

Je remercie Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

J'exprime toute ma gratitude et ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse, le Professeur Y. LEROY, qui a encadré cette recherche. Je lui suis très reconnaissant pour son aide et les judicieux conseils qu'il m'a prodigués pour la rédaction de ce mémoire.

Que Messieurs les Professeurs S. LEFEUVRE et W. VAN LOOCK soient ici vivement remerciés de l'honneur qu'ils me font en jugeant ce travail.

Mes sincères remerciements à Messieurs P. RABETTE, J.P. BRUGGEMAN, J.P. ROUVILLAIN, O. VEN, A. MAMOUNI et J.C. VAN DE VELDE pour leur participation à ce jury d'examen.

Je remercie également Monsieur T. LASRI et P. GUERMONPREZ pour leur concours à ce travail et leur disponibilité.

Ce mémoire a été réalisé à l'Institut Textile de France avec le logiciel de traitement de texte *Winword*, par Madame M. MASURE. Je la remercie sincèrement pour la dactylographie de ce mémoire et la qualité de son travail.

Je ne saurais oublier de remercier tous ceux qui m'ont encouragé pour accomplir ce travail.

Que tous les membres du laboratoire trouvent ici ma profonde reconnaissance.

Qu'il me soit permis d'exprimer ma reconnaissance à tous mes collègues de l'Institut Textile de France pour leurs très précieux conseils.

**Contrôle non destructif par micro-ondes
de matériaux textiles en nappe
par des méthodes active et passive (Radiométrie).**

Sommaire

- Introduction..... 1

**Chapitre I BILAN DES ETUDES SUR LE GUIDE RECTANGULAIRE
CHARGE PAR UN MATERIAU EN NAPPE PLANE**

1.1 - Introduction.....	4
1.2 - Etablissement des équations caractéristiques d'un guide rectangulaire partiellement chargé par un diélectrique	4
1.3 - Méthodes de résolution de l'équation caractéristique d'un guide rectangulaire chargé d'un matériau en nappe plane.	12
1.3.1-Solution du premier ordre: Champlin-Armstrong (1962) [2]	12
1.3.2 - Solution du second ordre : Maier (1970) [4]	
Dube et Natarajan (1973) [5]	14
1.3.3 - Méthode rigoureuse de résolution de l'équation caractéristique	15
1.3.4 - Méthode de Ivanov et Tsankov (1972) [8]	15
1.3.5 - Méthode itérative de Newton - Raphson, appliquée à des semi-conducteurs : Wu - Bridges et Kao [3]	17
1.3.6 - Autres méthodes d'approximation	20
1.3.6.1 - Maier (1970) [4]	20
1.3.6.2 - Ivanov & Tsankov (1972) [8]	
et Dube & Natarajan (1974) [5]	21
1.3.6.3 - Application des approximation de Maier [4] , Dube & Natarajan[5],puis de Ivanov & Tsankov [8]..	23
1.3.6.4 - Dube & Natarajan (1973) [5]	23
1.4 - Conclusion	26

Chapitre II DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA PERMITTIVITE D'UN DIELECTRIQUE EN NAPPE (mode actif)

2.1 - Introduction.....	28
2.2 - Mesure expérimentale du déphasage produit par l'introduction de l'échantillon dans la cellule de mesure..	29
2.2.1 - Conditions expérimentales.....	29
2.2.2 - Résultats expérimentaux.....	30
2.3 - Exploitation des résultats.....	42
2.4 - Proposition de réalisation d'un capteur industriel pour le contrôle non destructif (C.N.D.) de matériaux en nappe.....	46
2.5 - Conclusion.....	50

Chapitre III THERMOMETRIE SANS CONTACT DE NAPPES PAR RADIOMETRIE MICRO-ONDE (mode passif)

3.1 - Introduction.....	52
3.2 - Principe de la radiométrie micro-onde [15].....	53
3.2.1 - Bruit thermique : lois de Planck, de Rayleigh Jeans et de Nyquist.....	53
3.2.2 - Détermination par radiométrie de la température d'une résistance ou d'un matériau (température uniforme).	54
3.3 - Dispositif et capteurs radiométriques [15].....	57
3.3.1 - Radiomètre de Dicke (Fig. 3-4).....	57
3.3.2 - Radiomètre différentiel.....	58
3.3.3 - Cellules de mesures (Fig. 3-6).....	60
3.3.4 - Choix de la fréquence de travail.....	63
3.3.5 - Mode opératoire (types statique et dynamique).	64
3.4 - Méthodes d'interprétation [19].....	71
3.4.1 - Radiomètre de Dicke (Fig. 3-7).....	71
3.4.2 - Radiomètre différentiel (Fig. 3-5).....	77
3.5 - Résultats expérimentaux et analyses.....	79
3.5.1 - Thermométrie de matériaux en nappe.....	79
3.5.2 - Thermométrie de nappes de fils.....	88
3.5.3 - Détection de fin de séchage.....	94
3.5.4 - Thermométrie de nappes épaisses.....	97
3.5.5 - Radiométrie différentielle.....	99
3.6 - Conclusion.....	102

- CONCLUSION	103
- BIBLIOGRAPHIE.....	105
- ANNEXES.....	113

Introduction

Les matériaux textiles - tissés et non tissés - qui se présentent sous forme de nappe, donnent lieu à des vérifications très diverses du type contrôle non destructif.

Il nous est apparu utile d'étudier comment mettre en oeuvre les micro-ondes en vue d'aboutir à un enrichissement des modes de contrôle actuellement disponibles.

Compte tenu des domaines d'études explorés par le groupe "Nouvelles applications des Micro-ondes", du Département Hyperfréquence et Semi-conducteurs de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, et des besoins en nouvelles applications émis par l'Institut Textile de France, une collaboration a été réalisée dans ce sens depuis 1987.

D'une part on sait que les signaux micro-ondes dépendent de la permittivité et de la géométrie des matériaux qui les transmettent et les réfléchissent (procédé actif). Qui dit permittivité, dit aussi densité, orientation des fibres ou teneur en eau.

D'autre part, la mesure du bruit thermique en gamme micro-ondes (procédé passif), est une méthode intéressante pour réaliser une mesure sans contact de la température à l'intérieur du matériau, à condition que celui-ci soit suffisamment dissipatif. Or, on sait que certains traitements d'ennoblissement des textiles passent par des traitement thermiques qu'il convient de quantifier et de contrôler.

Il faut aussi noter que si les signaux radiométriques dépendent de la température, ils dépendent aussi de l'émissivité du matériau, par l'intermédiaire de sa permittivité, d'où comme nous le verrons dans ce mémoire, la possibilité d'un suivi simultané du séchage et de la température de la nappe.

Un problème important concerne le choix de la cellule de mesure afin que l'interaction entre l'onde (active ou passive) et le matériau sous test soit optimale.

Bien que nous soyons à l'époque de la microélectronique, des circuits hybrides, microrubans et intégrés monolithiques, il apparaît que le dispositif qui correspond à la meilleure solution soit d'un type plutôt ancien.

Il s'agit du guide standard rectangulaire, sur lequel on a ménagé deux fentes longitudinales, parallèles à l'axe du guide, au milieu de ses deux grandes faces.

Notons que ce dispositif a déjà largement fait ses preuves dans les procédés de chauffage par micro-onde de matériaux en nappes. Pour les raisons que nous venons de citer, le matériau est placé là où le champ électrique est le plus intense, (à condition que le mode TE_{01} ne soit pas trop perturbé), tandis que le guide fendu assure le positionnement de l'échantillon. Le fait d'assurer une légère surpression à l'intérieur du guide permet en outre de réaliser une opération sans contact, avec un positionnement de l'échantillon par coussin d'air.

Notre mémoire comporte une première partie qui consiste en l'analyse d'une abondante bibliographie consacrée à l'étude de la constante de propagation de la cellule (guide chargé par un matériau en nappe) et à la détermination de la permittivité du matériau.

La deuxième partie concerne l'application du procédé en mode actif. Dans ce second volet du manuscrit nous présentons et analysons un ensemble de résultats expérimentaux qui nous mènent à la définition d'un capteur de contrôle non destructif.

La troisième partie décrit les travaux effectués en mode passif (radiométrie), notamment pour réaliser une thermométrie sans contact. L'intérêt de ces travaux a été reconnu par l'attribution du Grand Prix Applica 1988.

CHAPITRE I

BILAN DES ETUDES SUR LE GUIDE RECTANGULAIRE
CHARGE PAR UN MATERIAU EN NAPPE PLANE

1.1 - Introduction

Nous faisons ici le bilan des travaux antérieurs concernant un guide rectangulaire chargé, dans sa partie centrale, par une plaque de matériau non métallique.

Nous rappelons d'abord comment sont établies les expressions caractéristiques du guide chargé, en mode TE_{01} , puis comment elles ont été exploitées dans divers cas de mesures de permittivités.

Il est à noter que toutes les études antérieures ne concernent qu'un fonctionnement en mode actif, c'est-à-dire pour lesquelles le matériau subit l'application d'un signal électromagnétique. Aucune étude n'avait encore concerné l'émission du bruit thermique généré par un diélectrique dissipatif, problème que nous traitons au Chapitre 3.

1.2 - Etablissement des équations caractéristiques d'un guide rectangulaire partiellement chargé par un diélectrique

Nous traitons le cas d'un guide rectangulaire de dimensions a et b rempli partiellement d'un matériau de permittivité relative ϵ_r (généralement une permittivité complexe) sur une épaisseur t avec $a = d + t$, tel que la présente la figure 1-1.

Les résultats qui vont suivre sont tirés de l'ouvrage de base de *Collin* [1].

Le mode de propagation qui nous intéresse plus particulièrement est TE_{01} . On suppose que c'est le mode dominant et qu'il est le seul à se propager dans le guide.

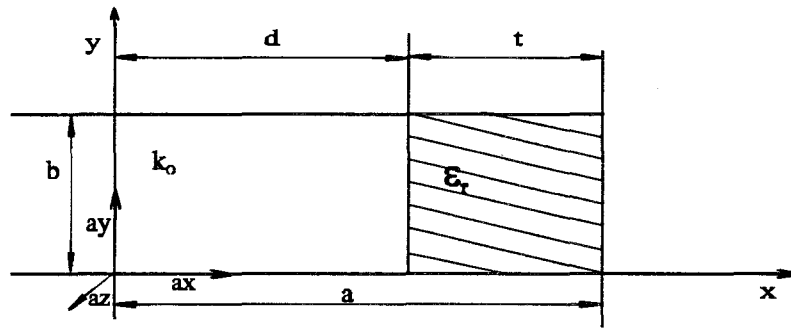


Fig. 1-1 - Guide chargé assymétriquement d'un diélectrique

Les champs électrique E et magnétique H , déduits des équations d'*Helmoltz* s'écrivent :

$$E = -j\omega\mu_0 \nabla \times \Pi_h \quad (1-1a)$$

$$H = \nabla \times \nabla \times \Pi_h = \epsilon_r(x)k_0^2 \Pi_h + \nabla(\nabla \cdot \Pi_h) \quad (1-1b)$$

$$\nabla_t^2 \psi_h + [\gamma^2 + \epsilon_r(x)k_0^2] \psi_h = 0 \quad (1-1c)$$

$$\epsilon_r(x) = \begin{cases} 1: & 0 \leq x \leq d \\ \epsilon_r: & d \leq x \leq a \end{cases}$$

avec :

$\Pi_h = a_x \psi_h(x, y) e^{-\gamma z}$: fonction potentielle Herzienne de type magnétique

a_x : vecteur unitaire suivant l'axe ox

$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \omega(\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}$: nombre d'ondes lorsque le guide est vide

$\nabla_t^2 = \frac{\delta^2}{\delta x^2} + \frac{\delta^2}{\delta y^2}$: partie transverse de l'opérateur ∇^2

γ : Constante de propagation.

Etant donné que la propagation le long du guide suivant l'axe oz est la même dans sa partie vide et dans celle où se trouve le diélectrique, nous appliquons les conditions à la limite de ces matériaux.

De plus, on sait qu'en mode TE_{01} , les composantes tangentielles du champ électrique sur les parois du guide sont nulles dans les deux parties, la solution ψ_h de l'équation (1-1c) est donc la suivante :

$$\psi_h = \begin{cases} A \sin(hx) \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right) & 0 \leq x \leq d \\ B \sin(l(a-x)) \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right) & d \leq x \leq a \end{cases} \quad (1-2)$$

avec :

$$\gamma^2 = l^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 - \epsilon_r k_0^2 = h^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 - k_0^2 \quad (1-3)$$

où h et l sont respectivement les nombres d'ondes dans la partie vide et dans celle contenant le diélectrique.

A et B : constantes correspondant à l'amplitude

m : nombre entier.

La solution de l'équation (1-2) est vérifiée pour toutes valeurs entières de m .

La démonstration des équations (1-2) et (1-3) est donnée en *Annexe 1*.

Notons qu'en mode TE_{01} , $m=0$ et par conséquent $\gamma^2 = l^2 - \epsilon_r k_0^2 = h^2 - k_0^2$

Les nombres d'ondes h et l , ainsi que la constante de propagation γ sont déterminés en posant $x = d$.

Selon les équations (1-1a) et (1-1c), on a :

$$E_z = j\omega\mu_0 e^{-\gamma z} \frac{\delta\psi_h}{\delta y}$$

$$H_y = \frac{\delta^2\psi_h}{\delta y\delta x} e^{-\gamma z}$$

Afin de respecter la continuité de E_z et H_y , à l'interface, c'est-à-dire pour $x = d$, la relation (1-2) conduit à :

$$A \sin(hd) = B \sin(lt) \quad (1-4a)$$

$$Ah \cos(hd) = Bl \cos(lt) \quad (1-4b)$$

$$\text{Avec} \quad l^2 = h^2 + (\epsilon_r - 1)k_0^2 \quad (1-5)$$

d'où l'équation transcendante suivante :

$$h \tan(lt) = -l \tan(hd) \quad (1-6)$$

Les valeurs propres de l'équation (1-6) peuvent être obtenues directement en considérant le circuit de lignes équivalent au guide chargé vu selon un plan transversal schématisé par la figure 1-2 [1].

Cette méthode d'analyse est appelée méthode de **Résonance transverse**.

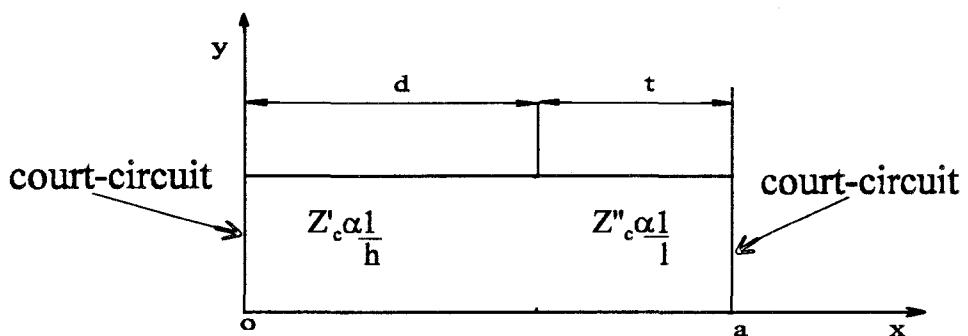


Fig.1- 2 - Circuit de lignes de transmission équivalent à un guide d'onde chargé. Suivant l'axe ox on a : Z'_c et Z''_c : impédances caractéristiques équivalentes des deux sections de la ligne.

Dans ces conditions, ce circuit de lignes de transmission est équivalent à la jonction de deux lignes d'impédances caractéristiques Z_c' et Z_c'' inversement proportionnelles aux nombres d'ondes h et l respectifs et terminées chacune par un court-circuit.

On sait en effet que l'impédance d'onde du guide suivant l'axe ox s'écrit :

$$-\frac{E_z}{H_y} = -\frac{j\omega\mu_0\Psi_h}{\delta\Psi_h/\delta x} \quad (1-7)$$

Les nombres d'ondes h et l sont déterminés par le fait que le court-circuit en $x = a$ se transforme en un court-circuit en $x = 0$. Les impédances en ces deux points sont, bien entendu, nulles.

Ainsi, un calcul classique sur les lignes de transmission, donné en *Annexe 2*, permet d'établir que l'impédance d'entrée égale à $jl^{-1}\tan(lt)$ (1-8) pour $x = d$, se transforme pour $x = 0$ en :

$$Z_{in} = \frac{1}{h} \times \frac{jl^{-1}\tan(lt) + jh^{-1}\tan(hd)}{h^{-1} - l^{-1}\tan(lt)\tan(hd)} \quad (1-9)$$

La conditions pour que Z_{in} soit égale à zéro est donnée par la relation (1-6).

Cette méthode d'analyse de résonance transverse, c'est-à-dire considérant un circuit de lignes de transmission équivalent à un guide d'onde chargé, vu selon ox , permet de déterminer les valeurs propres de l'équation transcendante d'un guide d'onde chargé de plusieurs diélectriques, tel dans le cas de la figure 1-3.

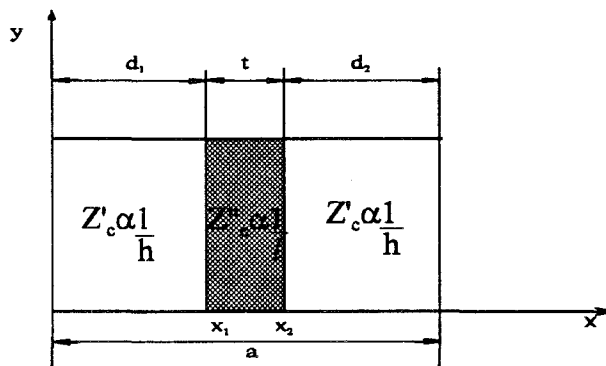


Fig. 1-3 - Guide d'onde chargé de façon hétérogène.

Pour $x = x_2$, l'équation (1-8) permet d'établir que l'impédance d'entrée est égale à : $jh^{-1} \tan(hd_2)$.

Pour $x = x_1$, l'impédance vue du côté droit est égale à l'impédance vue du côté gauche changée de signe. L'équation (1-9) conduit à établir que l'impédance vue du côté droit est égale à :

$$\frac{1}{l} \times \frac{jh^{-1} \tan(hd_2) + jl^{-1} \tan(lt)}{l^{-1} - h^{-1} \tan(hd_2) \tan(lt)}$$

D'où l'équation :

$$-jh^{-1} \tan(hd_1) = \frac{1}{l} \times \frac{jh^{-1} \tan(hd_2) + jl^{-1} \tan(lt)}{l^{-1} - h^{-1} \tan(hd_2) \tan(lt)} \quad (1-10)$$

ou encore :

$$h^2 \tan(lt) + hl \tan(hd_2) + lh \tan(hd_1) - l^2 \tan(lt) \tan(hd_1) \tan(hd_2) = 0 \quad (1-11)$$

En mode TE, les relations (1-11) et (1-3) permettent de déterminer les valeurs possibles de h , l et γ mais la solution de l'équation (1-10) n'est pas évidente.

La situation, qui intéresse notre travail, est un cas particulier étant donné que le diélectrique est placé de façon symétrique dans le guide et donc que $d_1 = d_2 = d$.

La méthode de résonance transverse appliquée aux circuits ouverts en $x = a/2$ correspond aux modes symétriques; L'équation caractéristique correspondante alors obtenue à partir de la relation (1-11) est la suivante :

$$h \cot(hd) = l \tan\left(\frac{lt}{2}\right) \quad (1-12)$$

Les modes symétriques sont caractérisés par le fait que le champ électrique évolue suivant l'axe ox de façon symétrique par rapport à $x = a/2$.

Dans le cas de circuits de la lignes possédant à un court-circuit en $x = a/2$, la méthode de résonance transverse conduit alors à l'équation caractéristique, différente de la précédente (1-13). Les modes correspondants sont désignés d'asymétriques.

$$-l \tan(hd) = h \tan\left(\frac{lt}{2}\right) \quad (1-13)$$

Notons que la méthode de Rayleigh-Ritz du Collin [1] est plus complète que celle de la résonance transverse, car elle tient compte des discontinuités des extrémités de l'échantillon et donc des effets de réflexions mais celle-ci fait appel à des calculs complexes.

Remarque : Nous pensons utile de récapituler les relations établies pour un mode TE_{01} correspondant à notre situation :

$$h \cot(hd) = l \tan\left(\frac{lt}{2}\right) \quad (1-12)$$

$$\text{avec : } l^2 = h^2 + (\epsilon_r - 1)k_0^2 \quad (1-5)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \omega(\mu_0 \epsilon_0)^{\frac{1}{2}} \quad : \text{ nombre d'ondes lorsque le guide est vide}$$

h et l : respectivement les nombres d'ondes dans la partie vide du guide et dans le diélectrique de permittivité relative ϵ_r ,

$$\gamma^2 = l^2 - \epsilon_r k_0^2 = h^2 - k_0^2 \quad : \text{ constante de propagation.}$$

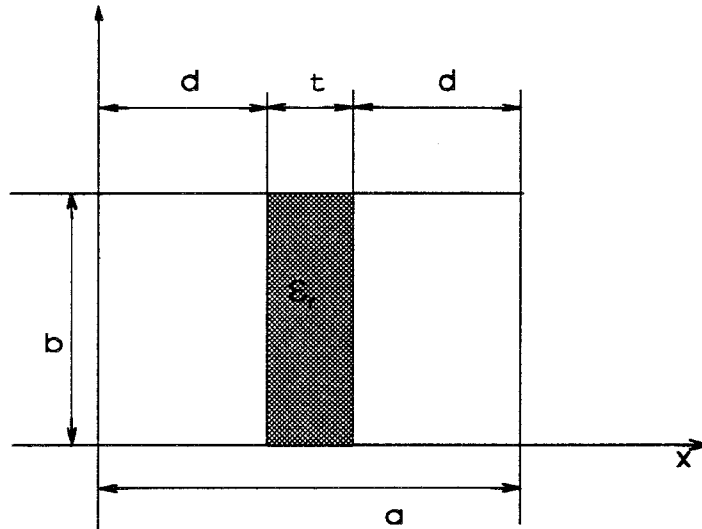


Fig. 1-4 - Guide chargé selon notre modèle expérimental.

Dans la suite, la relation (1-12) sera utilisée notamment pour déterminer la permittivité ϵ_r d'un matériau en nappe en mesurant la constante de propagation γ du guide chargé comme l'indique la figure 1-4.

Dans la littérature, on rencontre souvent les relations précédentes écrites sous la forme suivante, que nous avons nous-même vérifiée.

$$Z \tan(Z) = M \quad (1-14)$$

avec
$$Z = \frac{t}{2} (k_0^2 \epsilon_r + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-15)$$

$$M = \frac{t}{2} (k_0^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} \cot\left(\frac{a-t}{2} (k_0^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}}\right) \quad (1-16)$$

Nous utilisons ces relations par la suite pour les différentes méthodes d'approximation.

Le problème reviendra à résoudre ces équations en considérant généralement des conditions d'approximation.

1.3 - Méthodes de résolution de l'équation caractéristique d'un guide rectangulaire chargé d'un matériau en nappe plane.

Les expressions que nous venons d'établir ont été utilisées pour mettre au point des mesures diélectriques sur des matériaux en nappe de natures très diverses tels des matériaux plastiques (téflon, nylon) [8] des semi-conducteurs (Si et AsGa en champ fort) [9] et des substrats pour circuits microrubans [3].

Divers types d'approximations ont été considérés dans les premiers articles afin de résoudre l'équation (1-14).

1.3.1-Solution du premier ordre: Champlin-Armstrong (1962) [2]

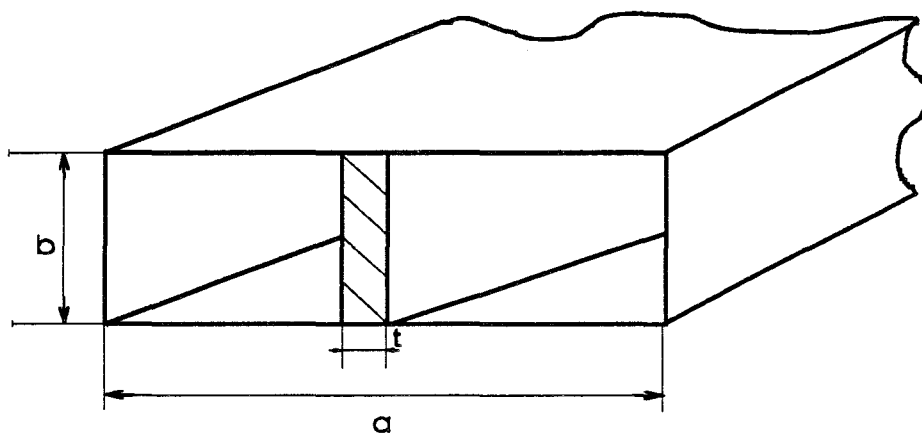


Fig.1- 5 - Guide d'onde chargé d'une nappe très fine

Cette solution de l'équation caractéristique (1-14) du guide chargé selon le mode TE_{01} n'est applicable que pour des nappes très fines avec un rapport t/a très inférieur à un, condition selon laquelle le mode fondamental n'est pas trop perturbé.

L'épaisseur de la nappe, sa permittivité, la largeur du guide et la fréquence doivent satisfaire les conditions suivantes :

$$t \ll \frac{2a}{\pi} \quad (1-17a)$$

$$t|\epsilon_r - 1| \ll \frac{2\pi}{ak_0^2} \quad (1-17b)$$

La relation (1-17b) étant plus restrictive que (1-17a)

Suivant ces conditions, une solution du premier ordre de (1-14) est donnée par les relations suivantes :

$$\epsilon_r' - 1 = \frac{a}{2t} \times \frac{\beta^2 - \beta_0^2 - \alpha^2}{k_0^2} \quad (1-18a)$$

$$\sigma = \frac{a}{2t} \times \frac{2\alpha\beta}{\omega\mu_0} \quad (1-18b)$$

avec :

k_0 et β_0 : respectivement le nombre d'ondes et la constante de phase lorsque le guide est vide.

$\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$: permittivité de l'échantillon

σ : conductivité de l'échantillon

$\gamma = \alpha + j\beta$: constante de propagation lorsque l'échantillon est dans le guide.

Notons que le terme $1/2$ qui affecte le coefficient de remplissage a/t dans les relations (1-18) est dû au fait que l'amplitude du champ électrique varie selon une loi sinusoïdale en fonction de sa position dans la largeur du guide.

En pratique, on connaît initialement β_0, k_0, a et t .

La constante de propagation γ est déduite de la variation de phase et de la variation d'atténuation entre la cellule vide et la cellule chargée par une mesure en réflexion ou transmission.

A partir des mesures de β et connaissant les valeurs de ϵ_r' correspondantes, les expressions (1-18a) et (1-18b) conduisent à des résultats approchés de ϵ_r' dont l'erreur est d'autant plus faible que ϵ_r' et t/a sont faibles.

Comparées aux valeurs exactes de ϵ_r' l'exploitation de cette méthode donne des résultats assez satisfaisants (Figure 1-6)

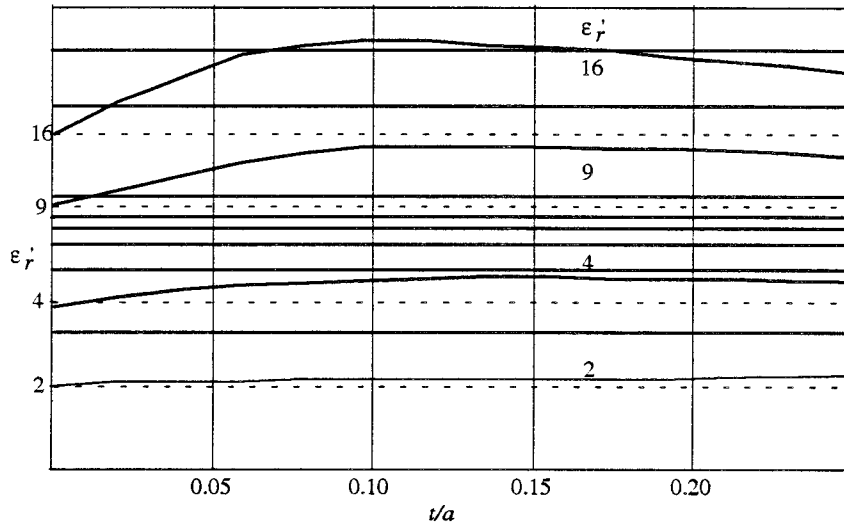


Fig. 1-6 - Evolution de la permittivité déterminée à partir de l'expression (18a) en fonction du rapport t/a pour $\epsilon_r' = 2, 4, 9, 16$

En fait, les relations approchées (1-18a) et (1-18b) sont utiles, car elles fournissent les données initiales au processus d'itération [3] tel que celui exploité pour la mesure de constantes diélectriques complexes du Silicium et de l'Arsénium de Gallium sous champs faible et fort à 9 GHz.

1.3.2 - Solution du second ordre : Maier (1970) [4] Dube et Natarajan (1973) [5]

Une solution plus précise de l'équation caractéristique (1-14) est obtenue à partir de celle-ci écrite sous la forme suivante :

$$Z \tan(Z) = M \quad (1-14)$$

avec :

$$Z = x + jy = \frac{t}{2} (k_0^2 \epsilon_r + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-15)$$

et

$$M = A + jB = \frac{t}{2} (k_0^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} \cot\left(\frac{a-t}{2} (k_0^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}}\right) \quad (1-16)$$

Dans de nombreux cas, les échantillons analysés sont fins et de ce fait les valeurs de Z de l'expression (1-15) sont faibles.

On approxime alors $\tan(Z)$ par Z ou encore $\tan(Z)$ par $Z + Z^3/3$ ce qui conduit à résoudre l'équation caractéristique (1-14) : $Z^2 = M$ ou $Z^2 + Z^4/3 = M$

1.3.3 - Méthode rigoureuse de résolution de l'équation caractéristique

Cette méthode s'applique également pour des échantillons relativement fins, mais elle est plus rigoureuse que les précédentes.

Elle consiste à poser : $T \exp(j\tau) = jZ$

$$\text{d'où} \quad \frac{\coth(T \exp(j\tau))}{T \exp(j\tau)} = -\frac{1}{M} \quad (1-19)$$

Equation qui peut être résolue de façon rigoureuse par une méthode graphique (*tables de Von Hippel*) [6], mais également à l'aide d'un programme informatique : *Watkins & Brown* [7].

1.3.4 - Méthode de Ivanov et Tsankov (1972) [8]

Les matériaux analysés ayant souvent des pertes diélectriques faibles, on pose :

$$Z = x + j y \quad (1-20a)$$

$$M = A + j B \quad (1-20b)$$

Et dans le cas où l'argument de y est faible, les parties réelle et imaginaire de (1-14) peuvent être traitées séparément (Ivanov & Tsankov) [8]. On obtient alors les deux fonctions suivantes :

$$x \tan x = A \quad (1-21a)$$

$$y \left(\tan x + \frac{x}{\cos^2 x} \right) = B \quad (1-21b)$$

De même que l'équation (1-19), la relation (1-21a) peut être résolue graphiquement avec les *tables de Von Hippel* [6], ou alors à partir des approximations $x^2 = A$ ou $x^2 + x^4/3 = A$ dans le cas d'échantillons fins.

Dans ces conditions, l'équation $Z^2 = (x + jy)^2 = \frac{t^2}{4} (k_0^2 \epsilon_r + \gamma^2)$ permet de résoudre l'équation caractéristique (1-14) d'où :

$$\epsilon_r' = \frac{1}{k_0^2} \left(4 \frac{x^2 + y^2}{t^2} + \beta^2 - \alpha^2 \right) \quad (1-22a)$$

$$\epsilon_r'' = \frac{2}{k_0^2} \left(\alpha\beta - 4 \frac{xy}{t^2} \right) \quad (1-22b)$$

Cette méthode a été appliquée par *York & Compton* (1990) [9] pour déterminer la permittivité de substrats pour circuits hybrides (Duroïd) entre 8 et 12 GHz.

1.3.5 - Méthode itérative de Newton - Raphson, appliquée à des semi-conducteurs : Wu - Bridges et Kao [3]

Cette méthode permet de résoudre l'équation caractéristique (1-14) de façon rigoureuse à partir de la mesure du coefficient de transmission de la cellule *Champlin & Armstrong* [2] :

$$\frac{E_{Trans}}{E_{Inc}} = T = \exp[-(A + j\theta)] = \frac{4\gamma_0\gamma \exp[-(\gamma - \gamma_0)l]}{(\gamma + \gamma_0)^2 \exp(2\gamma l) - (\gamma - \gamma_0)^2 \exp(-2\gamma l)} \quad (1-23)$$

Avec :

A et θ : respectivement le coefficient d'atténuation et le déphasage occasionnés par l'introduction de l'échantillon de longueur l .

$\gamma_0 = \alpha_0 + j \cdot \beta_0$: constante de propagation dans le vide.

Cette méthode itérative consiste dans un premier temps à écrire la relation (1-23) sous la forme :

$$G(\gamma) = \frac{4\gamma_0\gamma \exp[-(\gamma - \gamma_0)l]}{(\gamma + \gamma_0)^2 \exp(2\gamma l) - (\gamma - \gamma_0)^2 \exp(-2\gamma l)} - \exp[-(A + j\theta)] = 0 \quad (1-24)$$

Cette équation est ensuite différenciée par rapport à γ .

Soit :

$$G'(\gamma) = \frac{(1-\gamma l) \cdot 4\gamma_0 \gamma \exp[-(\gamma-\gamma_0)l]}{\gamma[(\gamma+\gamma_0)^2 \exp(2\gamma l) - (\gamma-\gamma_0)^2 \exp(-2\gamma l)]} - \frac{8\gamma_0 \gamma \exp[-(\gamma-\gamma_0)l] \{(\gamma+\gamma_0) \exp(2\gamma l) - (\gamma-\gamma_0) \exp(-2\gamma l) [1 - (\gamma-\gamma_0)l]\}}{[(\gamma+\gamma_0)^2 \exp(2\gamma l) - (\gamma-\gamma_0)^2 \exp(-2\gamma l)]^2} \quad (1-25)$$

Et le résultat de $n+1$ itérations permet de déterminer une valeur approchée de γ donnée par :

$$\gamma_{n+1} = \gamma_n - \frac{G(\gamma_n)}{G'(\gamma_n)} \quad (1-26)$$

Afin de déterminer ε_r , on peut procéder de la même façon que pour γ à partir de l'équation caractéristique (1-14) écrite sous la forme :

$$F(Z) = Z - M \cot(Z) = 0 \quad (1-27)$$

La dérivée $F(Z)$ par rapport à Z étant:

$$F'(Z) = 1 + \frac{M}{\sin^2(Z)} \quad (1-28)$$

Et le résultat de $n+1$ itérations conduit à:

$$Z_{n+1} = Z_n - \frac{F(Z)}{F'(Z)} \quad (1-29)$$

Il est évident que la précision des valeurs de γ et Z dépend du nombre d'itérations effectuées. Il est à noter qu'une condition nécessaire à l'application de la méthode réside dans le fait qu'elle doit converger.

Par ailleurs, les premiers termes des deux systèmes d'itérations peuvent être obtenus à partir d'une approximation en particulier:

$$\epsilon_r' - 1 = \frac{a}{2t} \times \frac{\beta^2 - \beta_0^2 - \alpha^2}{k_0^2} \quad (1-18a)$$

$$\sigma = \frac{a}{2t} \times \frac{2\alpha\beta}{\omega\mu_0} \quad (1-18b)$$

Ces relations établies par *Champlin & Armstrong* [2] mentionnées précédemment permettent d'obtenir une valeur approchée de ϵ_r .

Mais, afin que (1-18a) et (1-18b) puissent être appliquées, les conditions suivantes doivent être satisfaites.

$$t \ll \frac{2a}{\pi} \quad (1-17a)$$

$$t|\epsilon_r - 1| \ll \frac{2\pi}{ak_0^2} \quad (1-17b)$$

Grâce à cette méthode itérative de *Newton - Raphson*, il est possible de mesurer la conductivité et la permittivité de semi-conducteurs tels que le Silicium et le Germanium soumis à un champ électrique faible ou fort de 0 à 4,5 kv/cm.

Ceci est lié au fait que les expressions (1-18a) et (1-18b) sont indépendantes de l'amplitude de la conductance et du courant. Mais il est nécessaire d'une part que les échantillons testés répondent aux conditions (1-17a) ou (1-17b) et d'autre part, que leurs épaisseurs ne dépassent pas deux fois l'épaisseur de peau.

1.3.6 - Autres méthodes d'approximation

Celle, exploitée par *Gunn & Brown* (1965) [10], basée sur la mesure de séries d'échantillons de longueurs différentes, est très précise. Elle fait appel à des calculs rigoureux, mais lourds.

Par contre, une méthode utilisée par *Maier* (1970) [4], *Dube & Natarajan* (1973) [5] ne peut s'appliquer que pour des échantillons fins, étant donné qu'elle ne tient pas compte des effets de réflexions dûs aux extrémités des échantillons.

1.3.6.1 - Maier (1970) [4]

L'approximation de Maier exprimant la constante de phase sous la forme $\beta l = \beta_0(l + \Delta)$ peut conduire à des erreurs très importantes sur la détermination de la valeur de α , car l'expression de la constante d'atténuation α est fonction de β .

En fait, les expressions exactes donnant α et β sont les suivantes :

$$\alpha = \frac{2\beta^2(1 + \cos(2\beta l))}{r\beta_0(2\beta l - \sin(2\beta l))[1 + \cos(2\beta_0(l + \Delta))]} \quad (1-30a)$$

$$\frac{\tan(\beta l)}{\beta l} = \frac{\tan(\beta_0(l + \Delta))}{\beta_0 l} \quad (1-30b)$$

Avec :

l : la longueur de l'échantillon

Δ : déplacement d'un minimum du taux d'ondes stationnaires, r , équivalent à la différence de phase mesurée sur une longueur l de la cellule lorsque celle-ci est vide et lorsqu'elle contient l'échantillon.

Après avoir mesuré Δ et r , les *tables de Von Hippel* [6] permettent de résoudre l'équation (1-30b), la valeur de α est déterminée à partir de la relation (1-30a).

1.3.6.2 - Ivanov & Tsankov (1972) [8]
et Dube & Natarajan (1974) [5]

Une méthode simple exploitée par *Ivanov & Tsankov* [8] et *Dube & Natarajan* [5] permet de calculer les valeurs de α et β d'échantillons fins et de permittivités faibles. Cette méthode consiste à approximer la relation (1-30b) par l'expression suivante:

$$\beta = \beta_0 \left[1 + \frac{1}{l} \left(\Delta + n \frac{\lambda_g}{2} \right) \right] \quad (1-31a)$$

avec :

λ_g : longueur d'onde du guide vide

n : nombre entier de demi-longueur d'ondes supplémentaires qui apparaissent entre la sonde et le court-circuit après avoir introduit l'échantillon.

Notons que dans le cas particulier d'échantillons courts à faibles pertes, n est égal à 0, d'où

$$\beta = \beta_0 \left(1 + \frac{\Delta}{l} \right) \quad (1-31b)$$

Quant à la constante d'atténuation α , celle-ci est déterminée à partir du taux d'ondes stationnaires. Ceci implique de négliger les effets des réflexions au niveau des discontinuités entre les parties vides et chargées du guide d'ondes.

$$\alpha = \frac{1}{l} \left(\frac{1}{rd} - \frac{1}{ro} \right)$$

avec rd et ro respectivement les taux d'ondes stationnaires du guide avec et sans échantillon.

Remarques

a) - Il a été mis en évidence que l'erreur engendrée par l'application de la relation (1-31b) est d'autant plus faible que la longueur de l'échantillon est importante. Ainsi, à 10 Ghz pour une longueur de 10 cm d'un échantillon donné, l'erreur de mesure sur la constante de phase β par l'expression de Dube et Natarajan 1974 [5] est comprise entre ± 1 % pour un rapport de $\beta/\beta_0 \leq 1,84$

b) - Compte tenu de l'expression exacte (1-30b), on peut constater que (1-31b) est également exacte lorsque la longueur de l'échantillon l est telle que $l = m\lambda_{ge} / 4$ où λ_{ge} est la longueur d'onde du diélectrique dans le guide et m un nombre entier.

c) - Etant donné que toutes les expressions précédentes sont établies en considérant que seul le mode fondamental TE_{01} existe, lors des mesures il est nécessaire de s'assurer de ne pas être en présence de modes supérieurs, sinon ceux-ci peuvent générer d'importantes erreurs de mesures.

Il est montré que la présence ou non d'un mode supérieur dépend de l'épaisseur de l'échantillon et de ϵ_r' . Pour que seul le mode fondamental TE_{01} existe, il est nécessaire que le rapport t/a et ϵ_r' soient faibles, condition assurée lorsque les relations (1-17a) ou (1-17b) sont vérifiées.

1.3.6.3 - Application des approximations
de Maier [4] , Dube & Natarajan[5],
puis de Ivanov & Tsankov [8]

Les valeurs de α et β sont déterminées à partir de la mesure de Δ et r et des relations (1-30a) et (1-30b). La permittivité est ensuite calculée en appliquant les approximations (1-21a) (1-21b) puis (1-22a) et (1-22b).

Cette procédure conduit à des résultats satisfaisants figurant dans le tableau 1-1 pour du Perplex à 10 GHz.

Epaisseur de l'échantillon (mm)	l (mm)	ϵ_r'	Erreur sur ϵ_r' (%)	$\tan \delta$ $\times 10^2$	Erreur sur $\tan(\delta)$ (%)
1,5	94	2,65	1,23	0,780	3,25
3	95,8	2,613	0,67	0,765	2,16

Tableau 1-1 - Matière : Perplex

1.3.6.4 - Dube & Natarajan (1973) [5]

L'approximation n'est applicable que sous la condition :

$$\frac{1}{2}t(\epsilon_r k_0^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} < 1 \quad (1-32)$$

Elle ne permet pas de prendre en compte les réflexions des extrémités.

L'approximation donnée pour la valeur de ϵ_r est :

$$\epsilon_r' = \frac{1}{k_0^2} \left(\beta^2 - \alpha^2 + \frac{a_1 a_3 + a_2 a_4}{a_3^2 + a_4^2} \times \frac{2}{td} \right) \quad (1-33a)$$

$$\epsilon_r'' = \frac{1}{k_0^2} \left(2\alpha\beta - \frac{a_2 a_3 - a_1 a_4}{a_3^2 + a_4^2} \times \frac{2}{td} \right) \quad (1-33b)$$

avec

$$d = \frac{1}{2}(a-t)$$

$$a_1 = d \operatorname{Re}(k_0^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-34a)$$

$$a_2 = d \operatorname{Im}(k_0^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-34b)$$

$$a_3 = \frac{2 \sin(2a_1)}{\exp(2a_2) + \exp(-2a_2) + 2 \cos(2a_1)} \quad (1-35a)$$

$$a_4 = \frac{\exp(2a_2) - \exp(-2a_2)}{\exp(2a_2) + \exp(-2a_2) + 2 \cos(2a_1)} \quad (1-35b)$$

Cette méthode consiste à mesurer dans un premier temps la constante de propagation γ puis de calculer la permittivité relative ϵ_r à l'aide des relations (1-33a) et (1-33b).

Afin d'obtenir une bonne précision pour la mesure de γ , il est préférable d'utiliser des échantillons relativement longs.

Les résultats obtenus à 10 GHz par cette méthode pour la mesure de permittivité d'échantillons de Teflon sont tout à fait comparables à ceux donnés dans la littérature [6] (tableau 1-2).

	Épaisseur (μm)	ϵ_r mesuré	ϵ_r littérature
Teflon	90	2,03	2,08
	130	2,03	2,07 \pm 0,03
	186	2.02	

Tableau 1-2

1.4 - Conclusion

Après avoir redémontré l'expression de l'équation caractéristique selon le mode TE_{01} d'un guide rectangulaire, une étude bibliographique a montré que des méthodes d'approximation pour résoudre cette équation ont été largement appliquées à la mesure diélectrique de divers matériaux en nappes dont l'épaisseur et les pertes diélectriques sont faibles. Ces approximations utilisées notamment pour des substrats de circuits hybrides, des semi-conducteurs, du Perplex, du Téflon et du Mylar ont donné des résultats très satisfaisants.

Dans tous les cas, ces méthodes d'approximation supposent l'existence d'un seul mode de propagation TE_{01} . Il est à noter qu'elles ne prennent en compte ni les discontinuités engendrées par les bords de la nappe, ni le fait que l'augmentation des pertes et de l'épaisseur de l'échantillon créent éventuellement l'apparition de modes supérieurs. Une étude plus approfondie de telles structures présenterait un intérêt certain en vue d'applications liées au chauffage et au contrôle non destructif. Notons aussi que le développement récent d'un logiciel de simulation du nom de High Frequency Simulation System (H.F.S.S) est adapté pour traiter des phénomènes de transmission de signaux micro-ondes dans des matériaux dissipatifs ou non, en présence de diverses structures de propagation. Cet outil de travail est un élément très positif dans le traitement de situations plus complexes que celles que nous avons envisagées ici.

CHAPITRE 2

DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA PERMITTIVITE
D'UN DIELECTRIQUE EN NAPPE (mode actif)

2.1 - Introduction

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé l'ensemble des études effectuées sur les phénomènes de propagation d'un guide rectangulaire chargé dans sa partie centrale par un matériau non métallique en nappe.

Ces études démontrent les possibilités d'en déduire la permittivité du matériau donné. Nous comptons maintenant appliquer ces résultats dans le but de définir de nouvelles méthodes de contrôle non destructif (C.N.D) de matériaux en nappe conduisant au développement de nouveaux capteurs. En effet, la permittivité complexe des matériaux dépend notablement de leur composition, de leur structure et de leur géométrie, et conditionne les paramètres de propagation. En particulier pour l'Industrie Textile, il est bien connu qu'une telle étude peut être exploitée afin de mesurer l'humidité, étant donné que la permittivité de l'eau est beaucoup plus élevée que celle de la plupart des matériaux textiles. Cette étude peut également concerner la contenance du tissu, les directions privilégiées des fils qui induisent des effets de polarisation ("droit fil"), ainsi que la détection d'impuretés par l'inclusion de permittivités différentes du milieu "hôte". Le chapitre qui va suivre apporte des informations qui doivent initier à la définition de ces nouveaux capteurs de C.N.D.

Nous avons réalisé une série de mesures portant sur le déphasage généré par différents matériaux diélectriques. Ces mesures sont exploitées par les méthodes présentées au Chapitre 1. Nous proposons ensuite ce que pourrait être la structure d'un dispositif micro-onde, permettant de réaliser le capteur industriel de C.N.D. correspondant.

En annexe 3, nous décrivons une méthode qui permet de déterminer ϵ_r d'un matériau en nappe. Elle est également basée sur un guide d'onde rectangulaire chargé dans sa partie centrale par une nappe. Cette méthode simple présente le défaut d'être extrêmement approximative, mais peut néanmoins donner des résultats approchés comme données initiales à une méthode itérative [3].

2.2 - Mesure expérimentale du déphasage produit par l'introduction de l'échantillon dans la cellule de mesure.

2.2.1 - Conditions expérimentales

La cellule de mesure est réalisée à partir d'un guide d'onde rectangulaire standard (bande X) sur lequel sont ménagées des fentes au milieu de chacun de ses deux grands côtés sur une longueur L_f selon la figure 2-1.

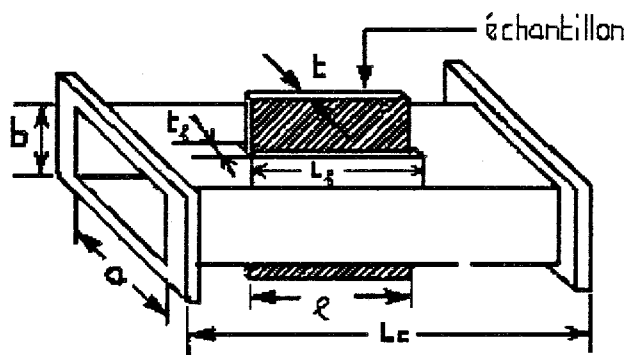


Fig. 2-1 - Schéma de la cellule de mesure utilisée, avec :

L_c = longueur de la cellule : 410 mm

t_f = largeur de la fente : 2 mm

L_f = longueur de la fente : 300 mm

A travers ces fentes est introduit une matière en nappe de longueur l et d'épaisseur t connues.

Les mesures sont effectuées avec un analyseur de réseaux du D.H.S. de l'I.E.M.N de type HP 8520 à des fréquences comprises entre 9 et 12 GHz, selon un pas de 0,5 GHz.

L'étalonnage de l'analyseur de réseaux étant réalisé avec la cellule vide (Fig. 2-2), la lecture du déphasage, engendré par l'introduction de l'échantillon, est directe.

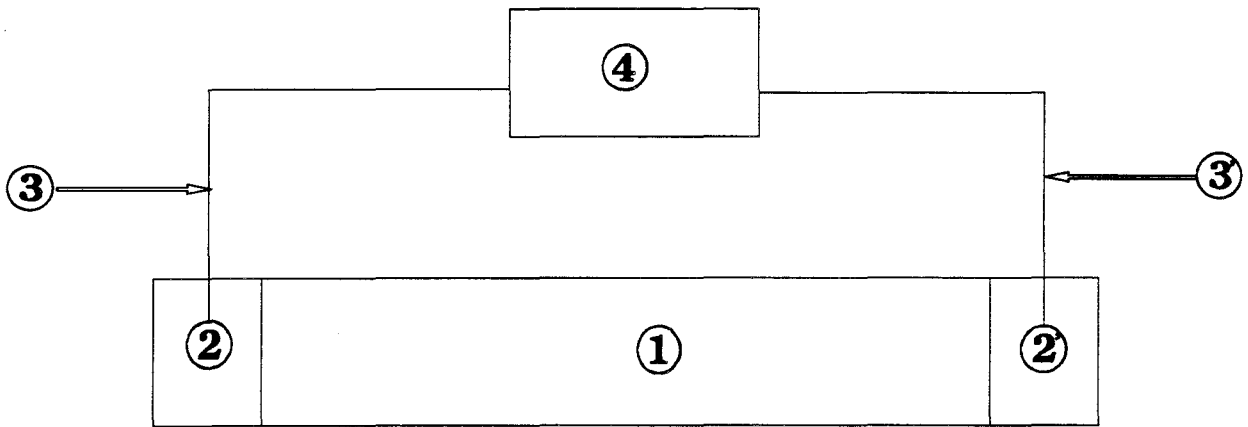


Fig. 2-2 -Schéma du banc de mesure

- 1 : Cellule de mesure
- 2, 2' : Transition guide coaxial.
- 3, 3' : Câbles coaxiaux
- 4 : Analyseur de réseau H.P. 8520

2.2.2 - Résultats expérimentaux

Nous mesurons la phase du coefficient de transmission de la cellule, d'abord vide puis chargée avec des nappes de différents matériaux diélectriques (téflon d'épaisseur 1,03 mm et polypropylène d'épaisseurs 100 et 300 microns). Ces matériaux furent choisis car leurs caractéristiques répondent aux conditions (1-17a) et (1-17b) énoncées au chapitre 1.

La longueur l de l'échantillon est limitée par celle de la fente qui est de 300 mm.

Les écarts de phase $\Delta\theta$ résultant de l'introduction des échantillons, en fonction de leurs longueurs pour différentes fréquences, sont présentés sur les courbes 2-1-a ; 2-1-b ; 2-1-c pour le téflon et 2-2-a ; 2-2-b ; 2-2-c ; 2-3-a ; 2-3-b ; 2-3-c pour le polypropylène.

Ces courbes sont approximativement des droites. Nous avons déterminé les équations de ces droites par régression linéaire.

Les paramètres correspondant à l'expression $\Delta\theta = al + b$ ainsi que les coefficients de corrélation sont donnés aux tableaux 2-1 , 2-2 et 2-3 avec a en degrés/mm et b en degrés.

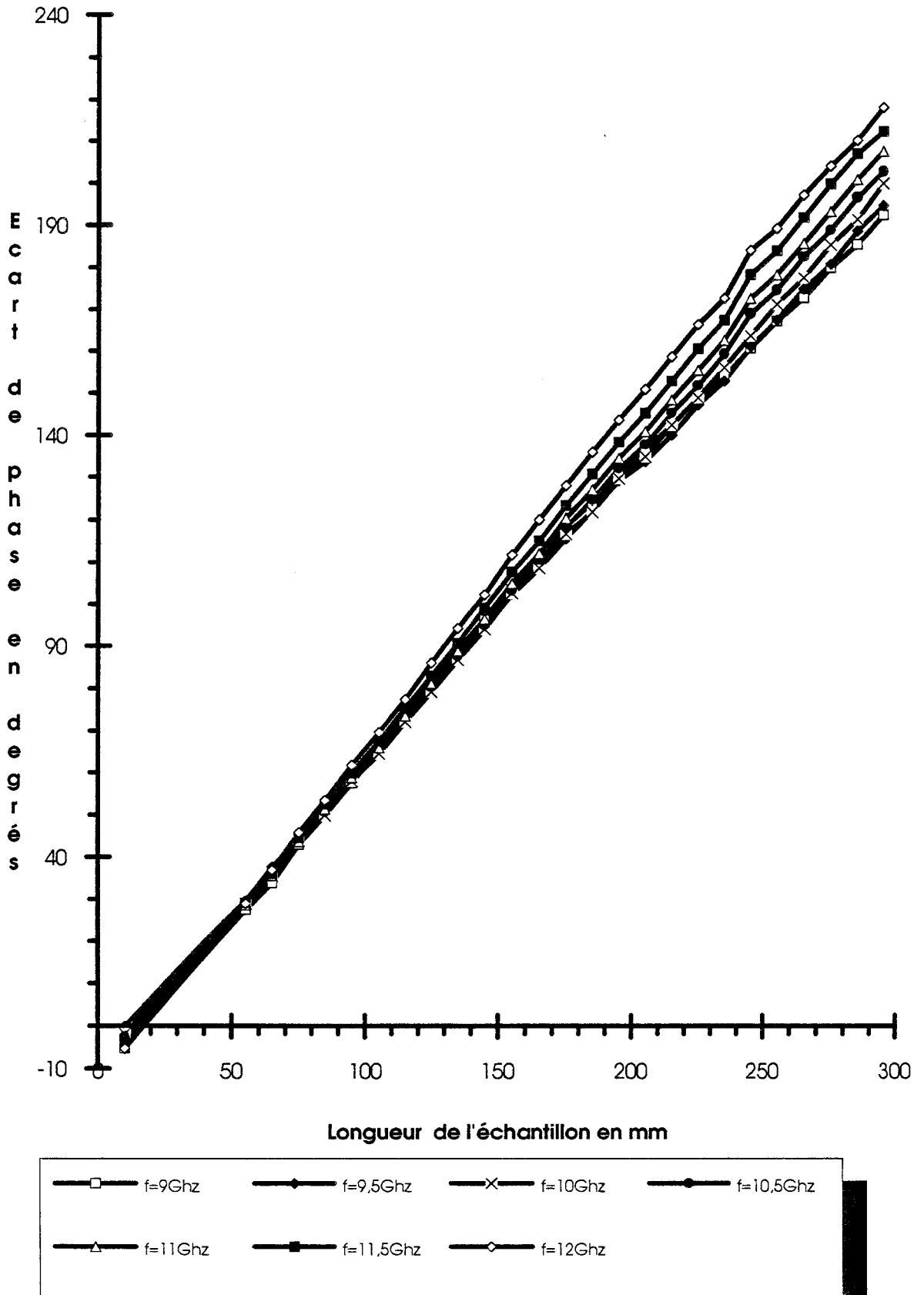
On constate bien que la pente des courbes $\Delta\theta$ fonction de l varie comme l'épaisseur du matériau et augmente avec la fréquence.

On peut ainsi déjà prévoir que la permittivité du polypropylène est légèrement supérieure à celle du téflon.

Les courbes passent pratiquement par l'origine pour des échantillons minces, (polypropylène), ce qui n'est plus tout à fait le cas pour des échantillons plus épais (téflon). Ce phénomène résulte sans doute des discontinuités créées par les bords du matériau.

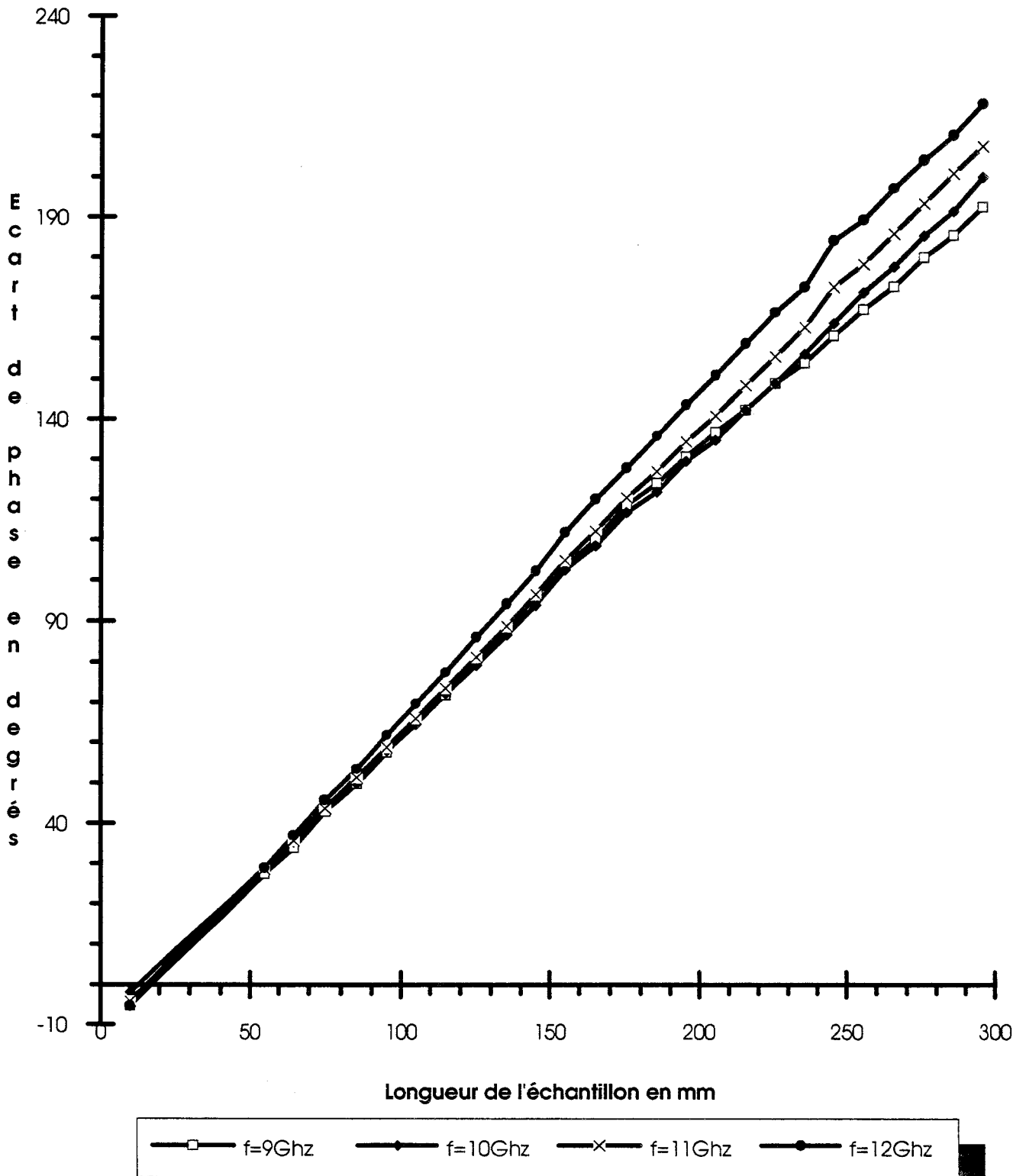
Ces résultats démontrent que le coefficient de transmission d'une telle cellule est particulièrement sensible à la nature et la géométrie de matériaux non métallique en nappe (épaisseur, largeur). Ainsi on peut par exemple réaliser un contrôle d'épaisseur ou de largeur de nappes. On peut aussi penser à une mesure du taux d'humidité, la permittivité de l'eau étant beaucoup plus élevée que celle des matières citées. Aussi, le présent travail pourrait être poursuivi pour des applications particulières.

Téflon: déphasage produit par l'échantillon



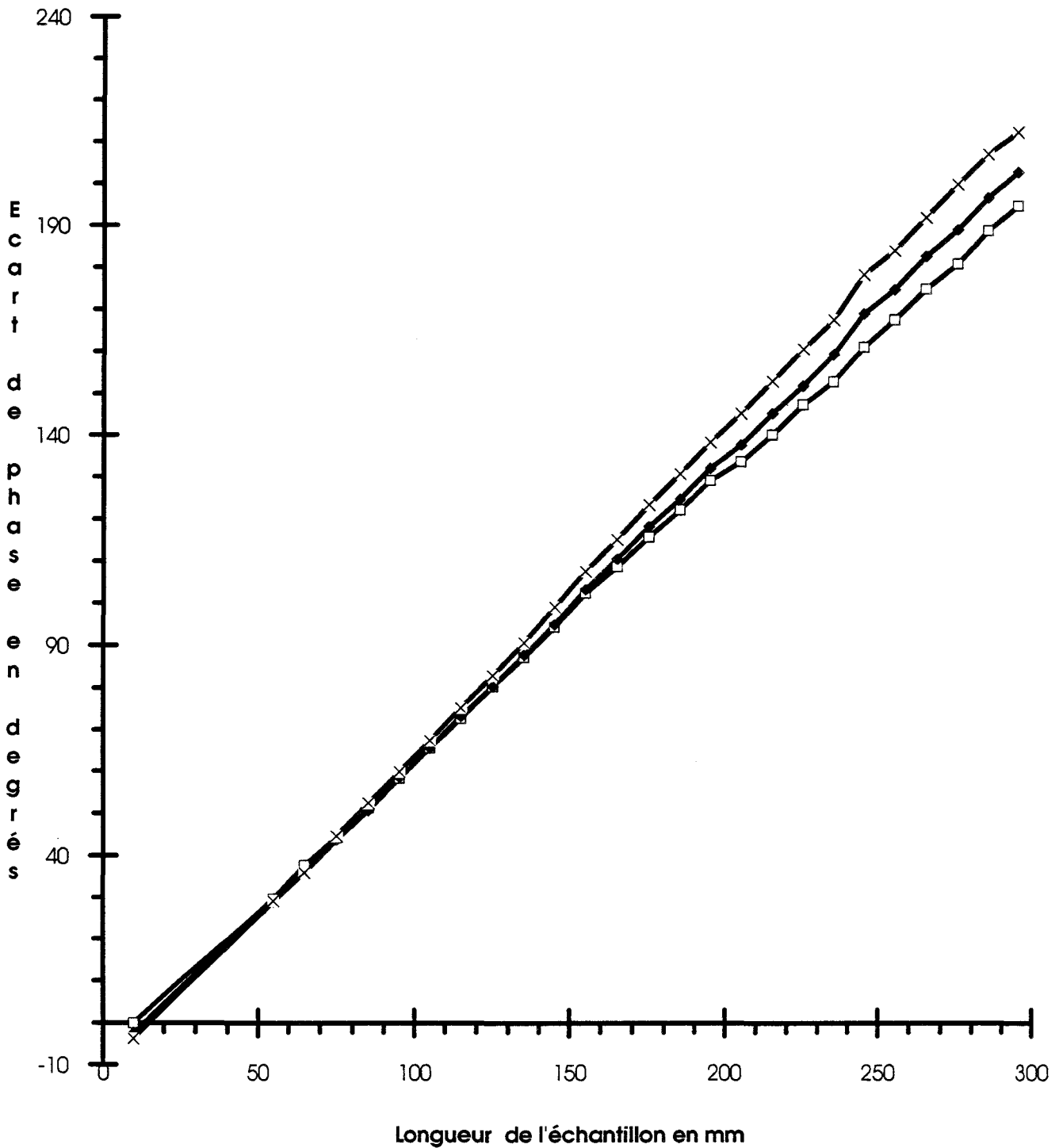
Courbe 2-1-a

Téflon: déphasage produit par l'échantillon



Courbe 2-1-b

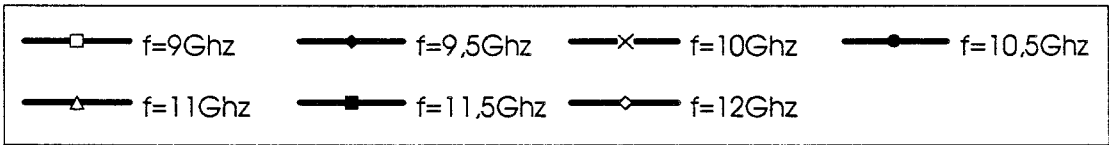
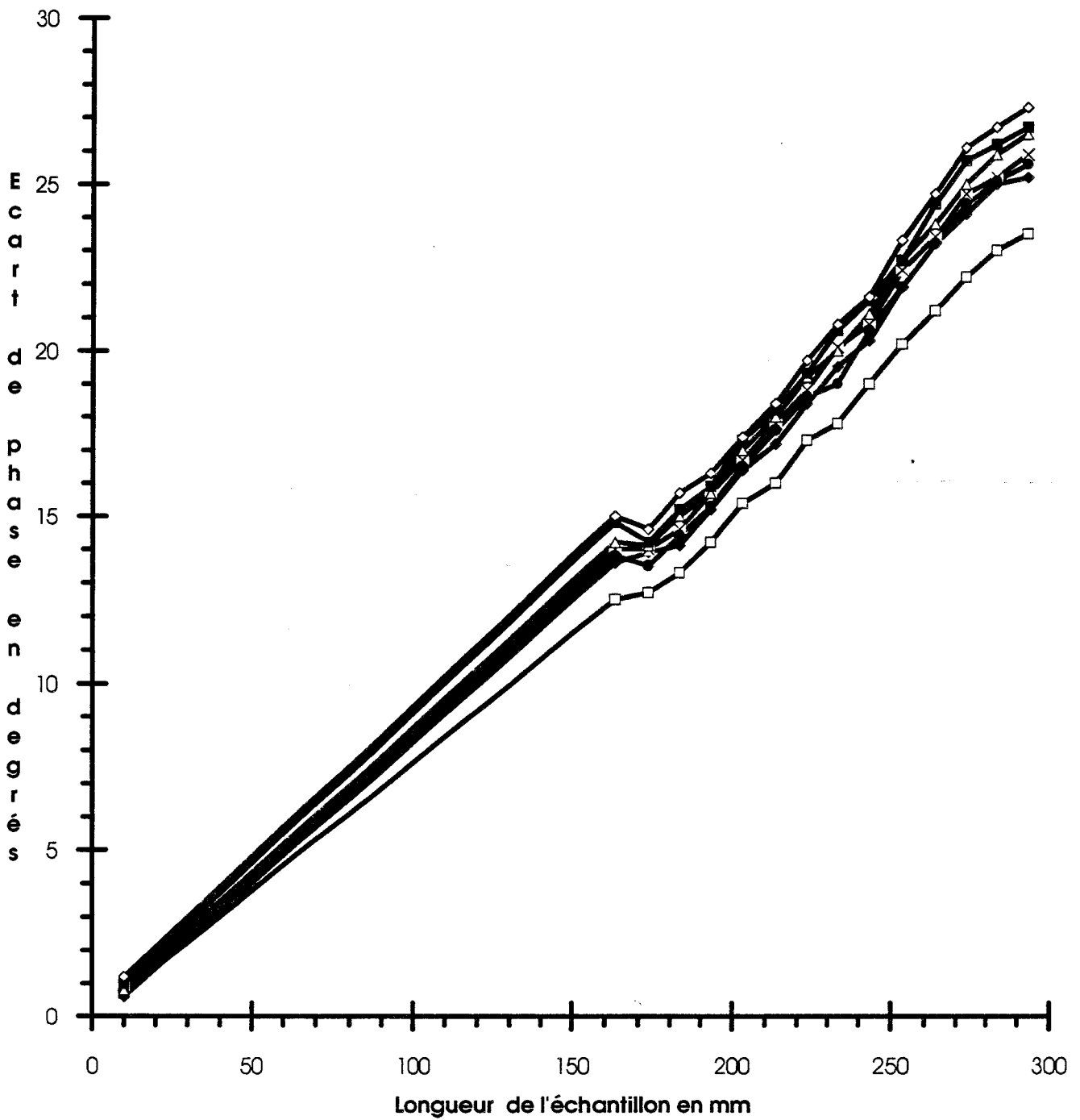
Téflon: déphasage produit par l'échantillon



—□— f=9,5GHz —●— f=10,5GHz —×— f=11,5GHz

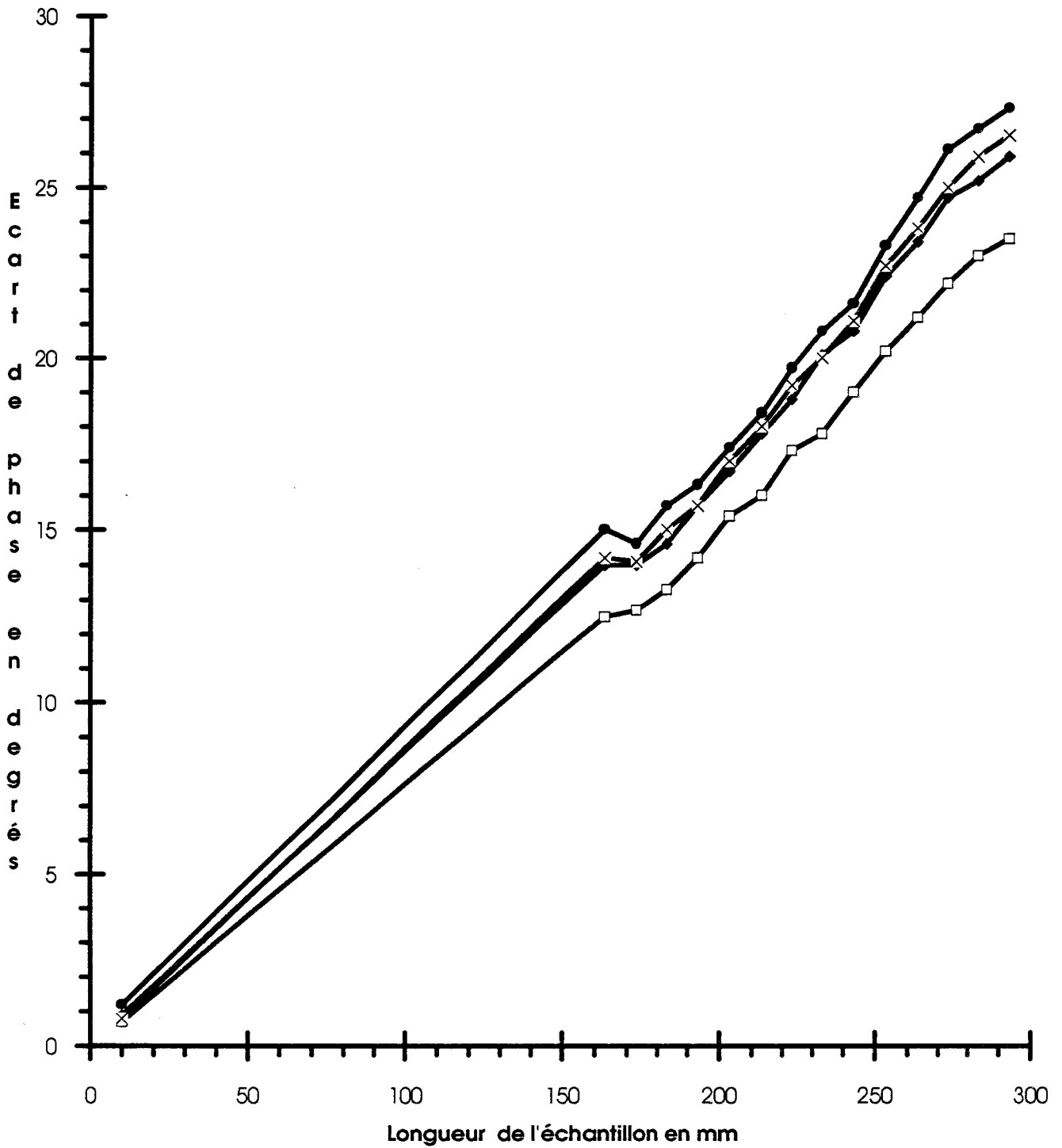
Courbe 2-1-c

Polypropylène 100: déphasage produit par l'échantillon



Courbe 2-2-a

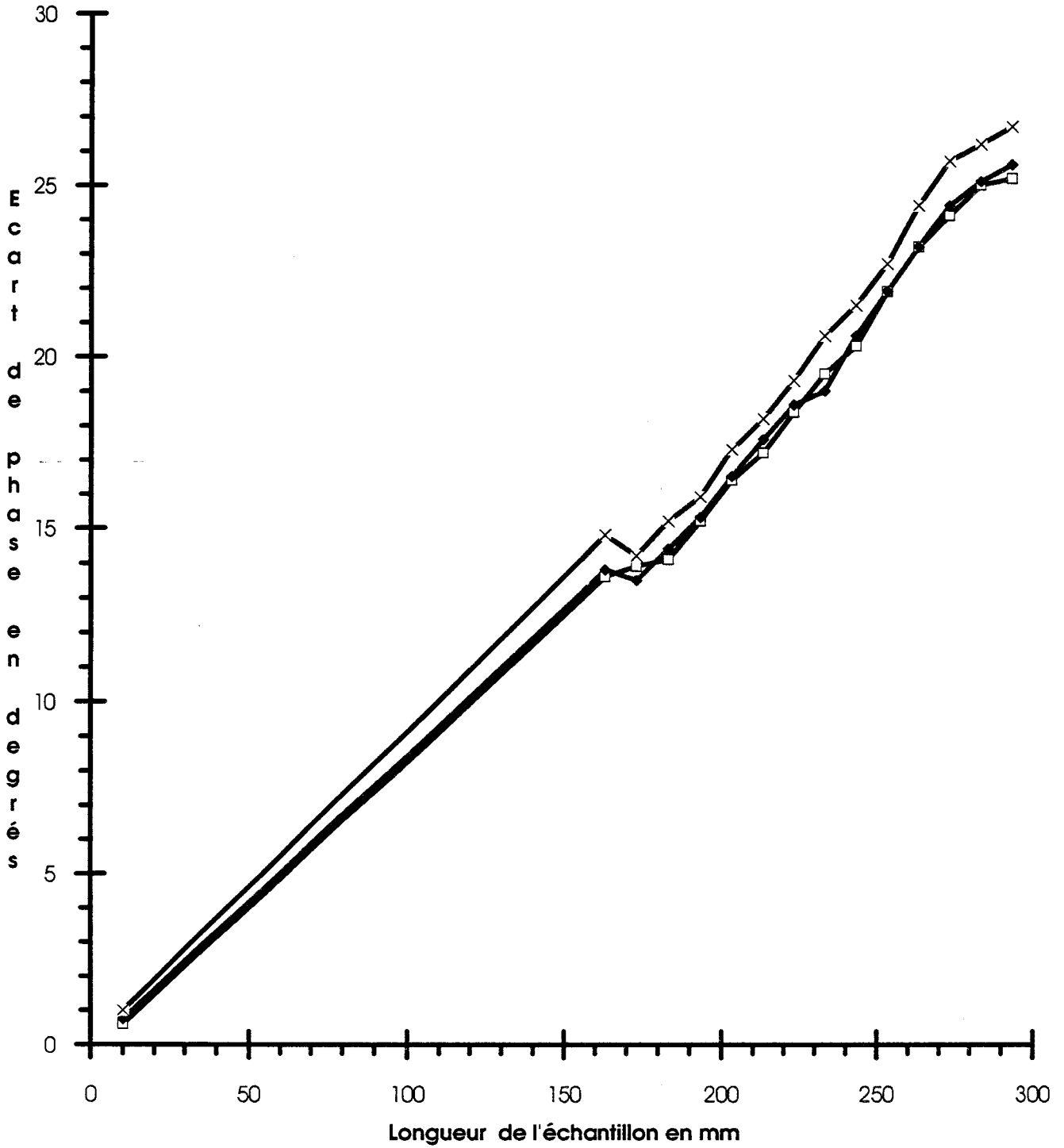
Polypropylène 100: déphasage produit par l'échantillon



—□— f=9Ghz —●— f=10Ghz —×— f=11Ghz —●— f=12Ghz

Courbe 2-2-b

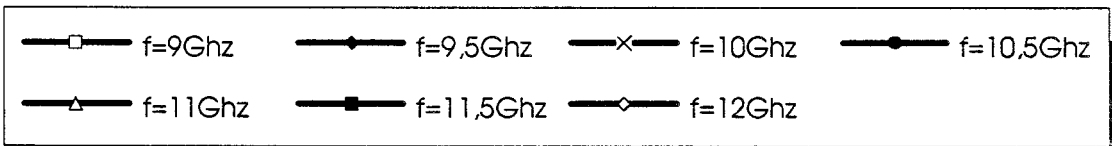
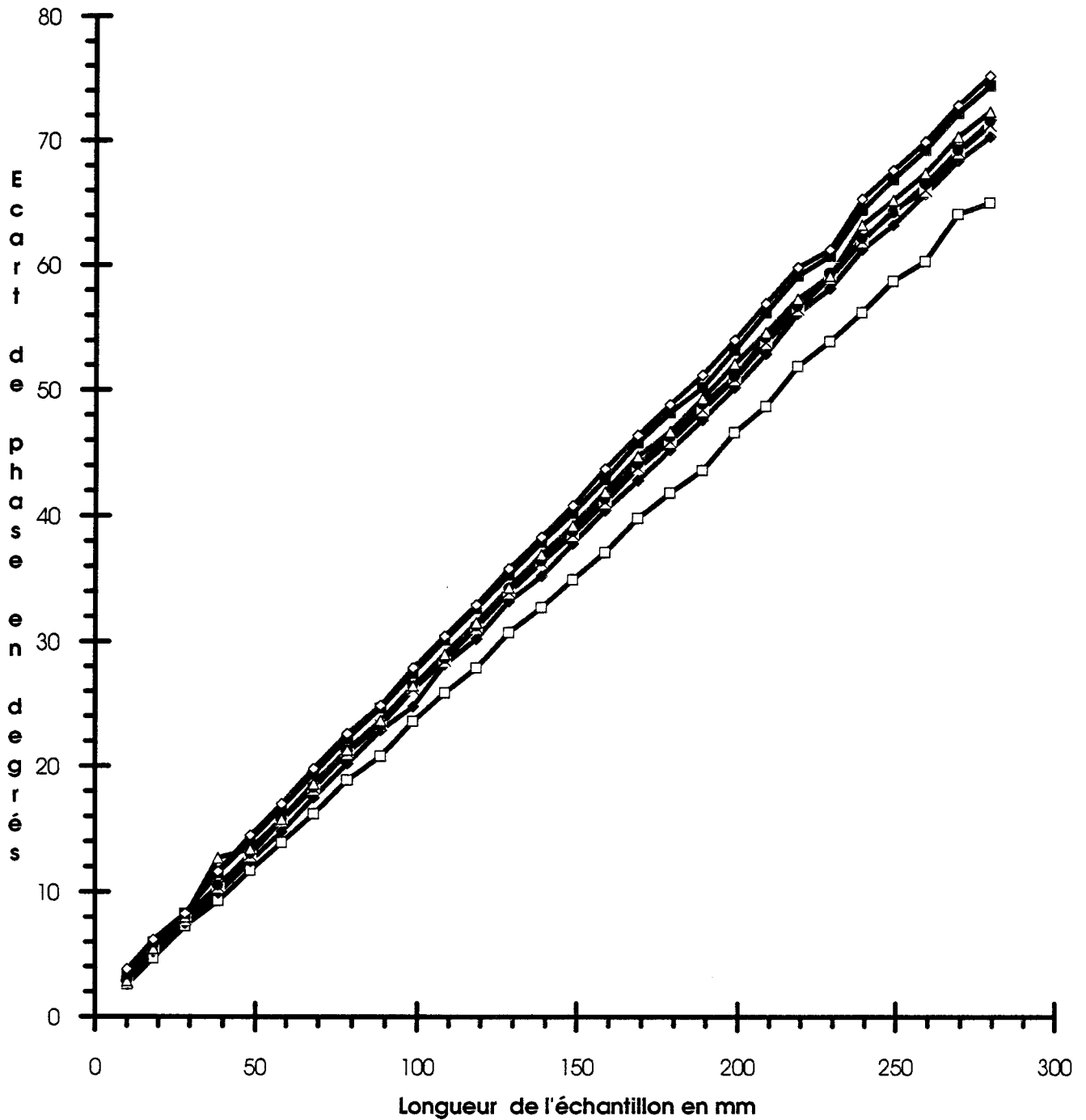
Polypropylène 100: déphasage produit par l'échantillon



—□— f=9,5GHz —●— f=10,5GHz —×— f=11,5GHz

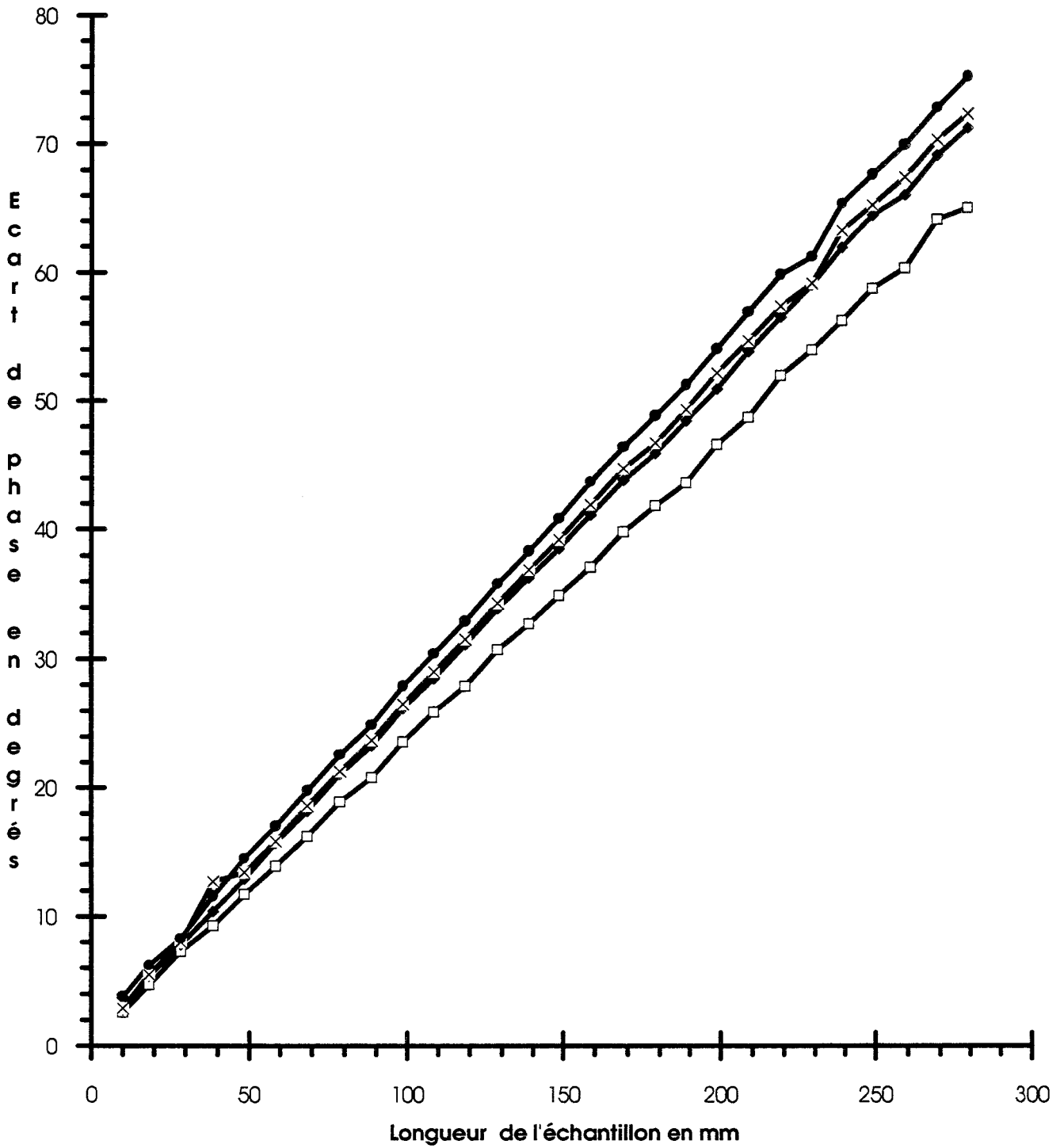
Courbe 2-2-c

Polypropylène 300: déphasage produit par l'échantillon



Courbe 2-3-a

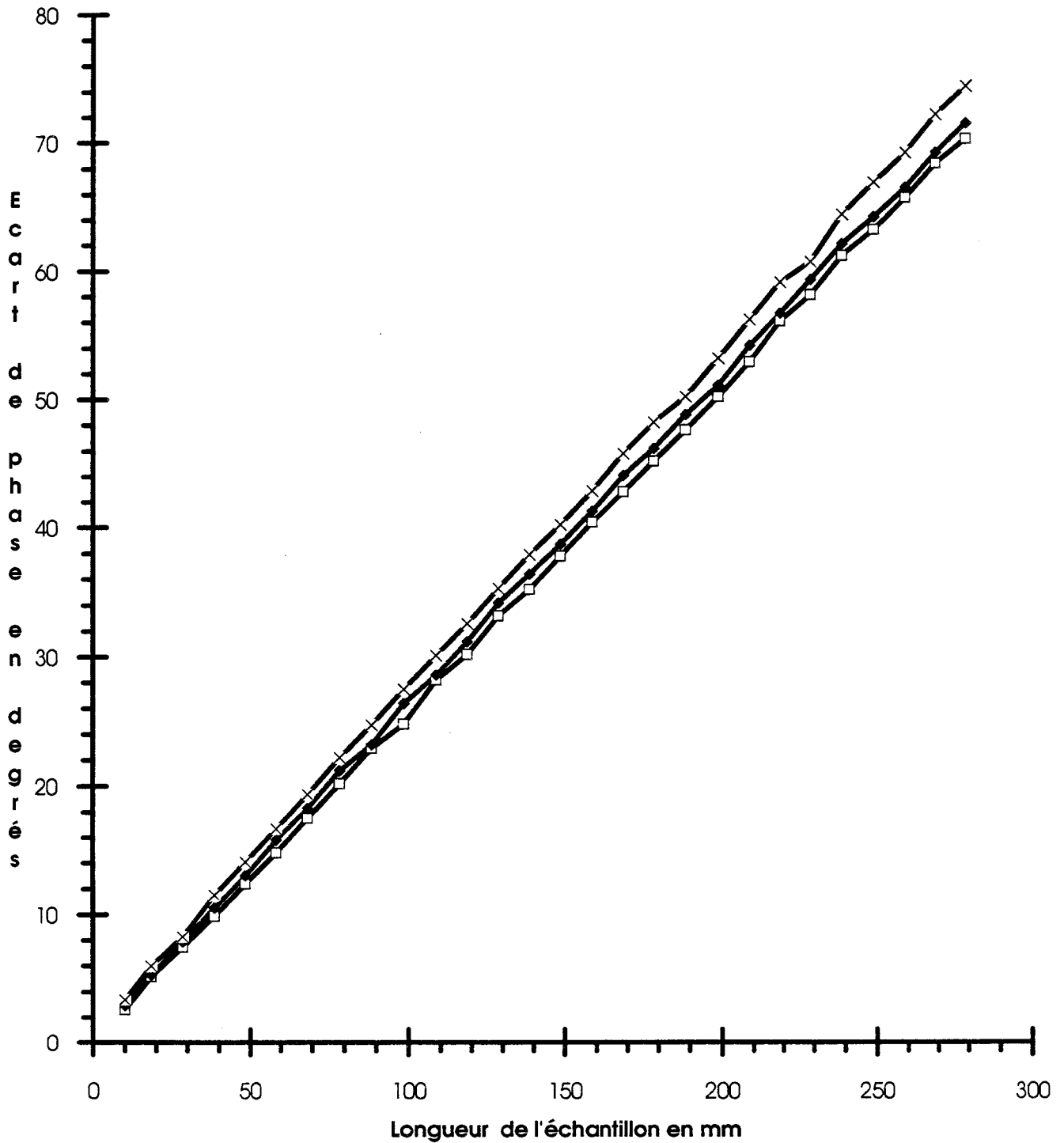
Polypropylène 300: déphasage produit par l'échantillon



—□— f=9Ghz —●— f=10Ghz —x— f=11Ghz —●— f=12Ghz

Courbe 2-3-b

Polypropylène 300: déphasage produit par l'échantillon



—□— f=9,5Ghz —◆— f=10,5Ghz —×— f=11,5Ghz

Courbe 2-3-c

F GHz	a degrés/mm	b degrés	r
9.0	0.69	-7.5	0.997
9.5	0.68	-6.0	0.999
10.0	0.71	-9.2	1.000
10.5	0.73	-10.4	1.000
11.0	0.75	-12.0	1.000
11.5	0.77	-13.0	1.000
12.0	0.79	-13.2	0.999

Tableau 2-1

Droites de régression linéaire obtenues pour le téflon
 $t = 1,05$ mm

F GHz	a degrés/mm	b degrés	r
9.0	0.08	-1.1	0.987
9.5	0.09	-1.4	0.984
10.0	0.09	-1.1	0.987
10.5	0.09	-1.3	0.983
11.0	0.09	-1.3	0.985
11.5	0.09	-1.1	0.983
12.0	0.09	-1.0	0.983

Tableau 2-2

Droites de régression linéaire obtenues pour le polypropylène
 $t = 100$ microns

F GHz	a degrés/mm	b degrés	r
9.0	0.23	0.3	1.000
9.5	0.25	0.2	1.000
10.0	0.25	0.7	0.999
10.5	0.26	0.8	0.999
11.0	0.26	1.0	0.999
11.5	0.26	1.2	0.999
12.0	0.27	1.4	0.999

Tableau 2-3

Droites de régression linéaire obtenues pour le polypropylène
 $t = 300$ microns

2.3 - Exploitation des résultats

Les résultats ont été exploités en vue de déterminer la permittivité des matériaux. La pente a de la droite de régression linéaire permet de connaître β , tandis que β_0 est connu.

Ainsi, les méthodes présentées au chapitre I ont été appliquées :

- *Champlin et Armstrong* [2] ; relation (1-18a)
- *Mäier* [4] *Dube et Natarajan* [5] ; relations (1-14) à (1-16)
- *Van Hippel* [6] *Watkins et Brown* [7] ; relation (1-19)
- *Ivanov et Tsankov* [8] ; relations (1-21a) (1-21b) (1-22a)
- *Wu Bridges et Kao* [3] ; relations (1-24) à (1-27)
- *Dube et Natarajan* [5] ; relations (1-33a) et (1-34a) à 1-35 b)

Les calculs ont été réalisés au moyen du logiciel Mathcad 4.0 [12].

Les valeurs trouvées pour ϵ_r' sont présentées dans les tableaux de 2-4 à 2-6 et les courbes 2-4 à 2-6.

Pour le téflon, dans la bande des fréquences considérées, on trouve $\epsilon_r' = 2,00 \pm 0,04$; alors que dans la littérature on trouve $2,07 \pm 0,03$ [6].

Par ailleurs, l'équipe du Professeur Van Loock de l'université de Gand [31] [32] a mis au point un banc de mesure semblable au notre mais fonctionne dans la bande de fréquence S: 2,8 - 3,2 GHz. Les matériaux expérimentaux furent notamment le téflon et le papier.

Pour le polypropylène, les deux épaisseurs considérées donnent des permittivités qui diffèrent systématiquement d'environ 10 % ; cet écart peut être dû à une incertitude sur la mesure de l'épaisseur la plus faible de 100 microns. On note aussi que l'approximation de Wu Bridges et Kao donne des permittivités un peu supérieures. Les résultats issus des mesures sur l'échantillon d'épaisseur 300 microns donnent $\epsilon_r' = 2,20 \pm 0,06$ dans toute la bande de fréquences.

L'annexe 3 présente une méthode qui assimile la propagation du mode TE_{01} à l'intérieur d'un guide à celle des rayons lumineux en optique géométrique. L'application de cette méthode conduit à des résultats voisins de ceux que nous venons de citer, mais avec une marge d'erreur de l'ordre de 10 %.

Pour résumer, compte tenu des très bons résultats obtenus pour le téflon, nous pouvons estimer avoir une bonne maîtrise de la mesure et de l'inversion qui permet de déterminer la permittivité.

Cette méthode, très simple, consistant à utiliser pour cellule de mesure un guide d'onde rectangulaire standard présenté par la figure 2-1, peut donc s'appliquer à la caractérisation de matériaux en nappe de faible permittivité dont l'épaisseur est généralement inférieure au millimètre. Mais elle ne peut s'appliquer que selon les conditions expérimentales que nous avons réalisées. Elle devrait aussi être exploitable dans d'autres conditions, par exemple, pour des échantillons plus épais, en opérant à des fréquences plus basses et donc avec un guide de plus grande taille.

F MHz	A	B	C	D	E	F
9.0	2.00	1.96	1.96	1.96	1.97	1.97
9.5	1.98	1.95	1.95	1.95	1.95	1.95
10.0	2.01	1.96	1.96	1.96	1.98	1.97
10.5	2.02	1.97	1.97	1.97	1.98	1.98
11.0	2.02	1.97	1.97	1.97	1.99	1.98
11.5	2.03	1.98	1.98	1.98	1.99	1.98
12.0	2.04	1.98	1.98	1.98	2.00	1.98

Tableau 2-4

Comparaison des différentes méthodes de calcul de la permittivité diélectrique ϵ_r' pour le téflon $t = 1,05$ mm

F Mhz	A	B	C	D	E	F
9.0	2.21	2.20	2.20	2.20	2.24	2.20
9.5	2.32	2.31	2.31	2.31	2.40	2.31
10.0	2.32	2.31	2.31	2.31	2.44	2.31
10.5	2.29	2.28	2.28	2.28	2.45	2.28
11.0	2.30	2.29	2.29	2.29	2.49	2.29
11.5	2.28	2.27	2.27	2.27	2.50	2.27
12.0	2.27	2.25	2.25	2.25	2.51	2.25

Tableau 2-5

Comparaison des différentes méthodes de calcul de la permittivité diélectrique ϵ_r' pour le polypropylène $t = 100$ microns

F Mhz	A	B	C	D	E	F
9.0	2.15	2.13	2.13	2.13	2.15	2.13
9.5	2.24	2.22	2.22	2.22	2.25	2.22
10.0	2.24	2.22	2.22	2.22	2.26	2.22
10.5	2.22	2.20	2.20	2.20	2.26	2.20
11.0	2.21	2.18	2.18	2.18	2.25	2.18
11.5	2.21	2.18	2.18	2.18	2.26	2.18
12.0	2.19	2.16	2.16	2.16	2.25	2.16

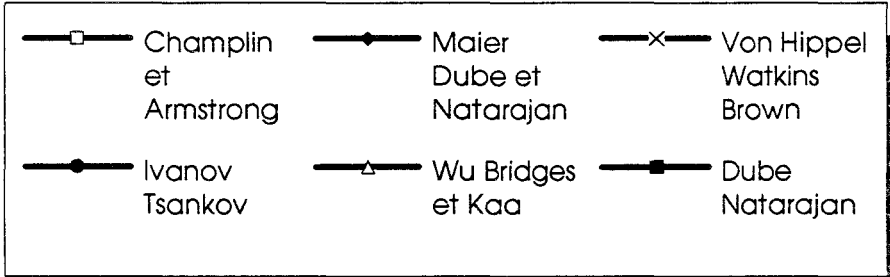
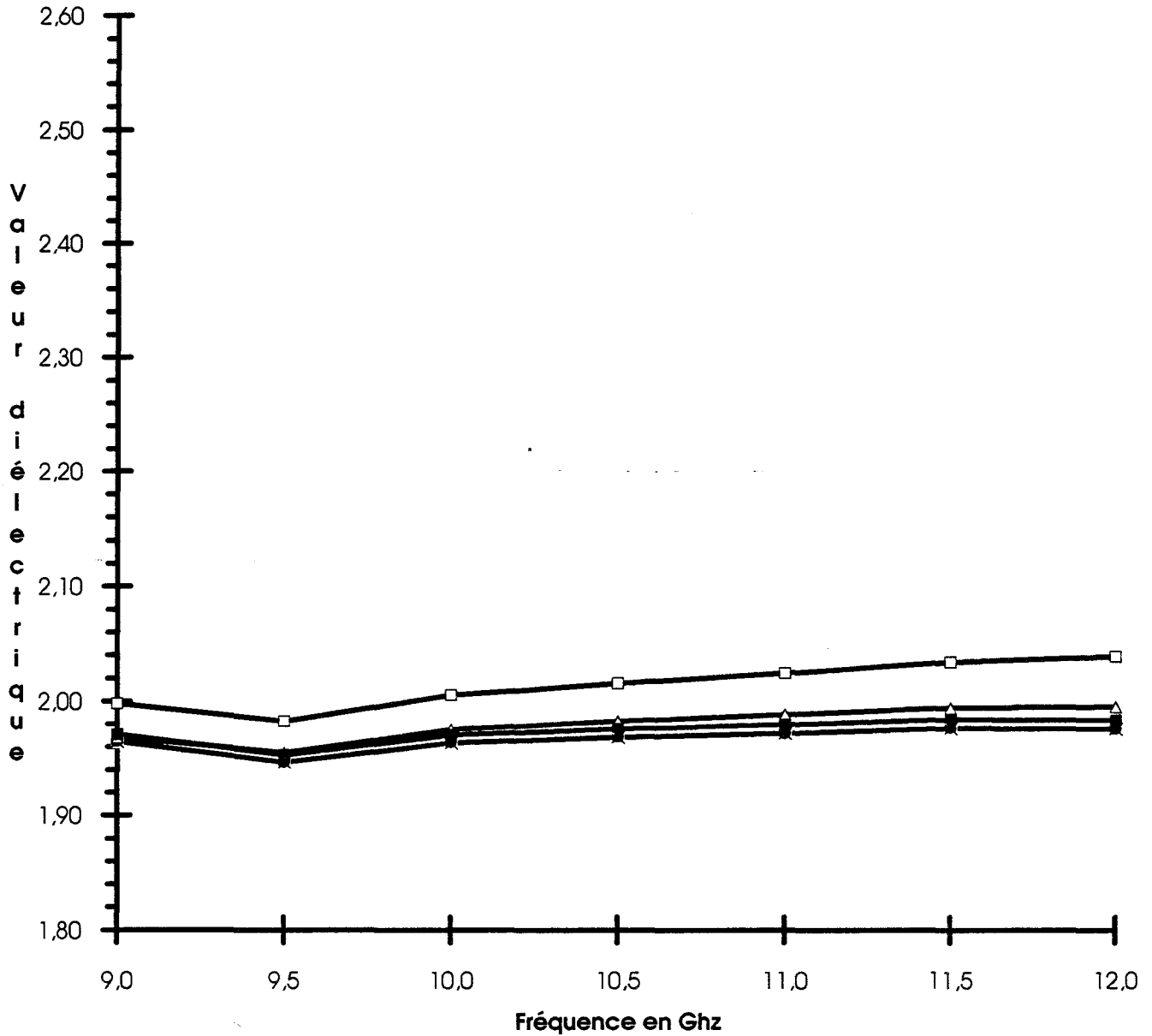
Tableau 2-6

Comparaison des différentes méthodes de calcul de la permittivité diélectrique ϵ_r' pour le polypropylène $t = 300$ micron

A	Champlin et Armstrong
B	Maier Dube et Natarajan
C	Von Hippel Watkins Brown
D	Ivanov Tsankov
E	Wu Bridges et Kao
F	Dube Natarajan

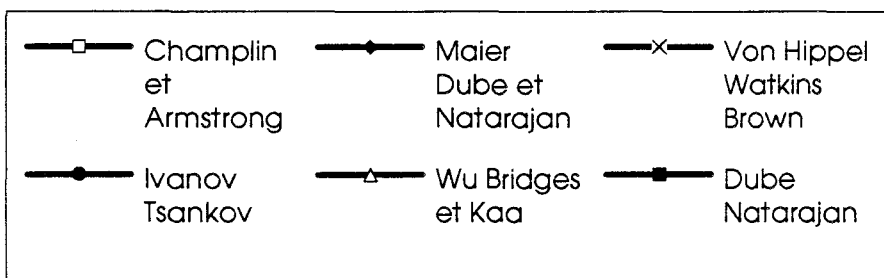
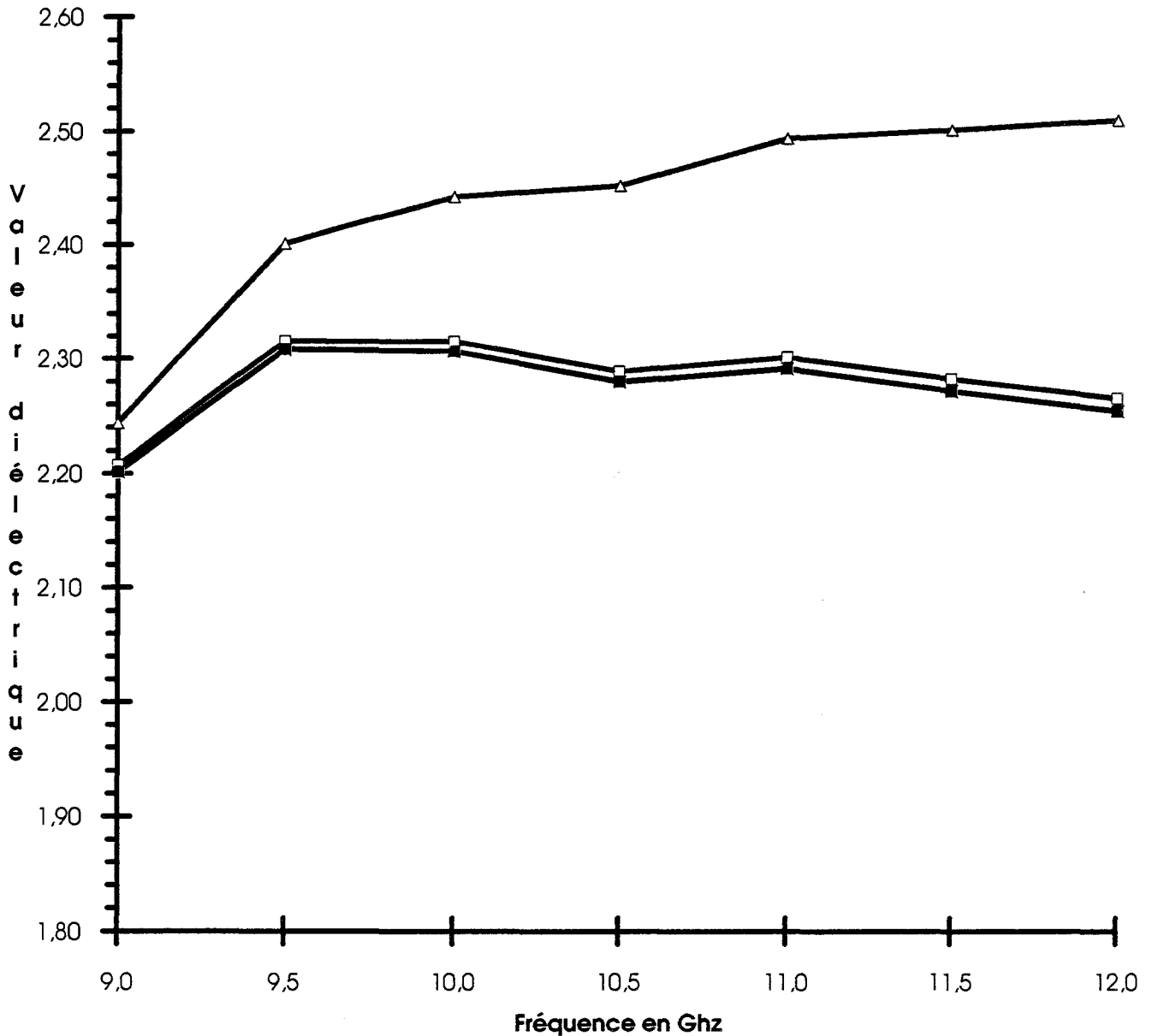
Correspondance des lettres aux méthodes de calcul de ϵ_r' .

Calcul de la permittivité diélectrique
du teflon



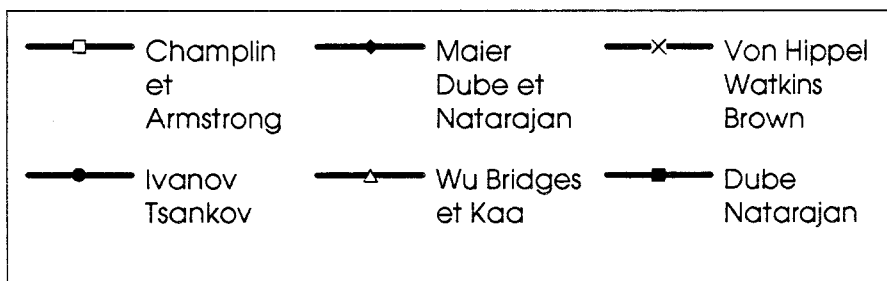
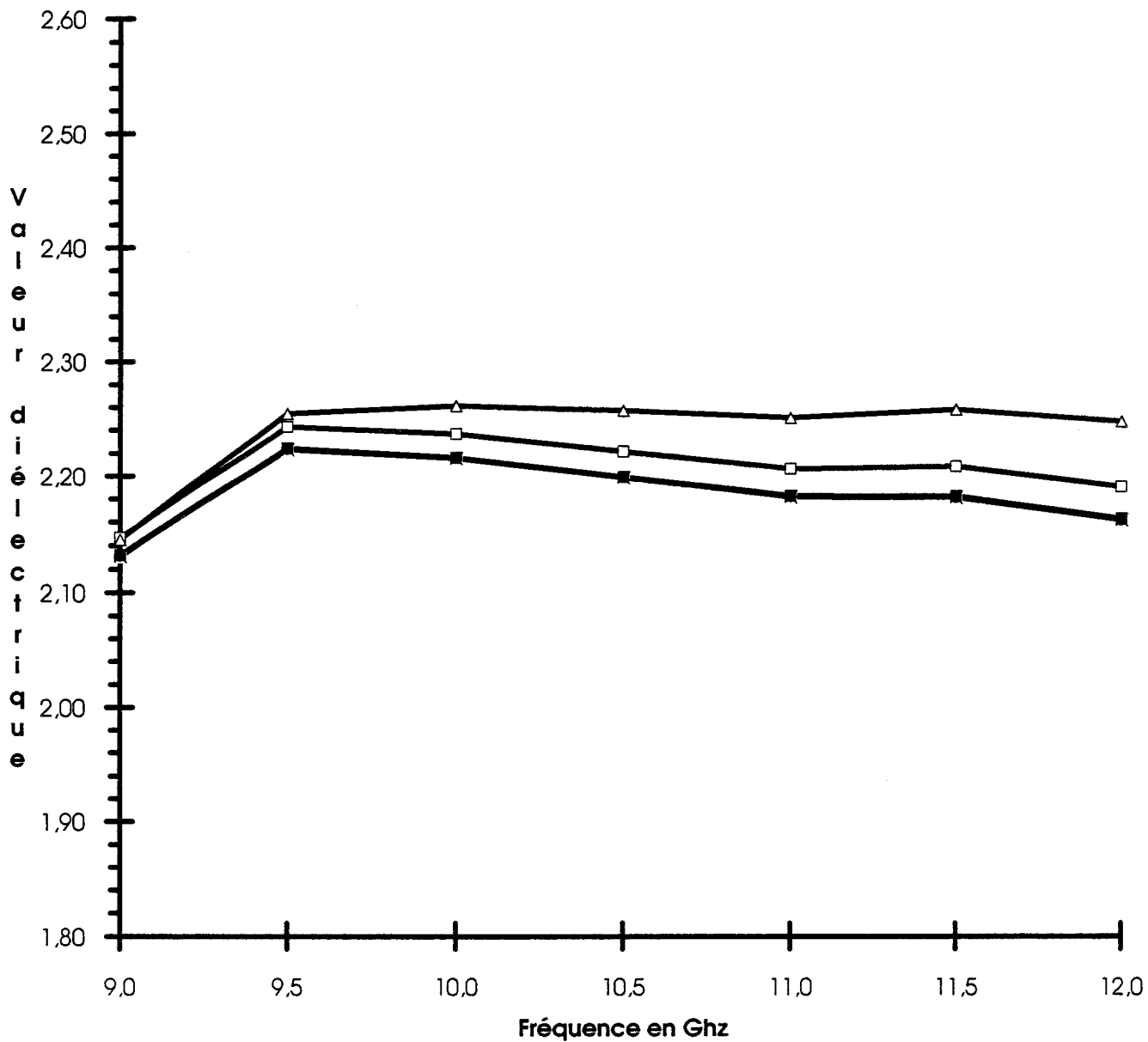
Courbe 2-4

Calcul de la permittivité diélectrique
du polypropylène t=100 mm



Courbe 2-5

Calcul de la permittivité diélectrique
du polypropylène t=300 mm



2.4 - Proposition de réalisation d'un capteur industriel pour le contrôle non destructif (C.N.D.) de matériaux en nappe

L'ébauche d'étude que nous avons réalisée montre la possibilité de concevoir un capteur industriel dédié à la caractérisation des matériaux en nappe, et en particulier des textiles, des non-tissés et des textiles à usage technique.

En effet, les paramètres de transmission de la cellule que nous avons étudiée résultent de ceux de l'échantillon que l'on y introduit:

- de sa permittivité dépendant de la nature du matériau, de sa teneur en eau, de l'orientation des fibres qui le constituent, etc...
- de sa géométrie, de son épaisseur et de sa longueur.

On peut opérer soit sur la phase du coefficient de transmission, comme nous l'avons expliqué au paragraphe 2.2.2, soit sur son amplitude. Si l'étude réalisée au paragraphe 2.3 ne concerne que des mesures de ϵ_r' , les références bibliographiques compilées au chapitre 1 permettent de déterminer les deux termes de permittivité complexe.

L'étude expérimentale que nous avons entreprise (paragraphe 2.2.1) a nécessité l'emploi d'un analyseur de réseau, appareil de laboratoire performant mais coûteux. Il est évident que la conception d'un capteur industriel passe par la réalisation d'un pont de mesure hyperfréquence, mais d'un type beaucoup plus simple et moins onéreux:

- fonctionnant à une fréquence unique adaptée au problème,
- réalisé en technologie hybride ou monolithique (MMIC) par assemblage de sous-systèmes existants dont la mise au point ne pose pas de problèmes importants.

La gestion des données de ce pont de mesure doit être traitée par un microordinateur ou microprocesseur, en fonction de la demande, l'ensemble du système entrant dans la catégorie des capteurs intelligents.

Notons que de tels ponts de mesures ont déjà été construits au D.H.S. de l'IEMN [13],[14]. Il s'agit d'un interféromètre fonctionnant à 2,45 GHz destiné à la mesure de l'humidité, dont nous rappelons le principe de fonctionnement (Fig. 2-3).

Le générateur monochromatique e (Fig. 2-3) émet un signal qui est divisé en deux contributions par un premier coupleur hybride 3dB. L'un de ces signaux traverse la cellule de mesure, l'autre est réfléchi par une impédance de référence (I.R.) par l'intermédiaire d'un circulateur C. Les deux signaux sont ensuite additionnés au moyen d'un deuxième coupleur hybride 3dB et appliqués sur un détecteur quadratique. Le coefficient de transmission (module et phase) de la cellule est déterminé grâce à une variation connue de la phase introduite par l'impédance de référence I.R.

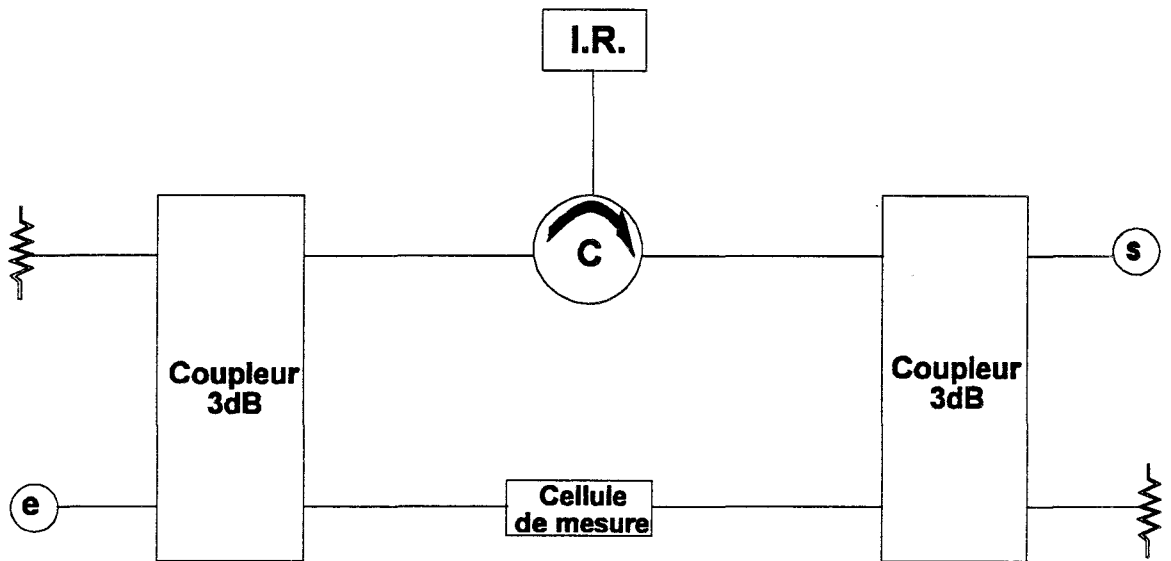


Fig. 2-3 -Schéma de base d'un interféromètre

Un autre système destiné à réaliser un capteur industriel fonctionnant à 10 GHz a permis de faire quelques essais préliminaires effectués avec notre cellule de mesure.

Les résultats obtenus pour le polypropylène d'épaisseur 300 microns (courbe 2-7) présentent l'évolution du déphasage en fonction de la longueur de l'échantillon. (*)

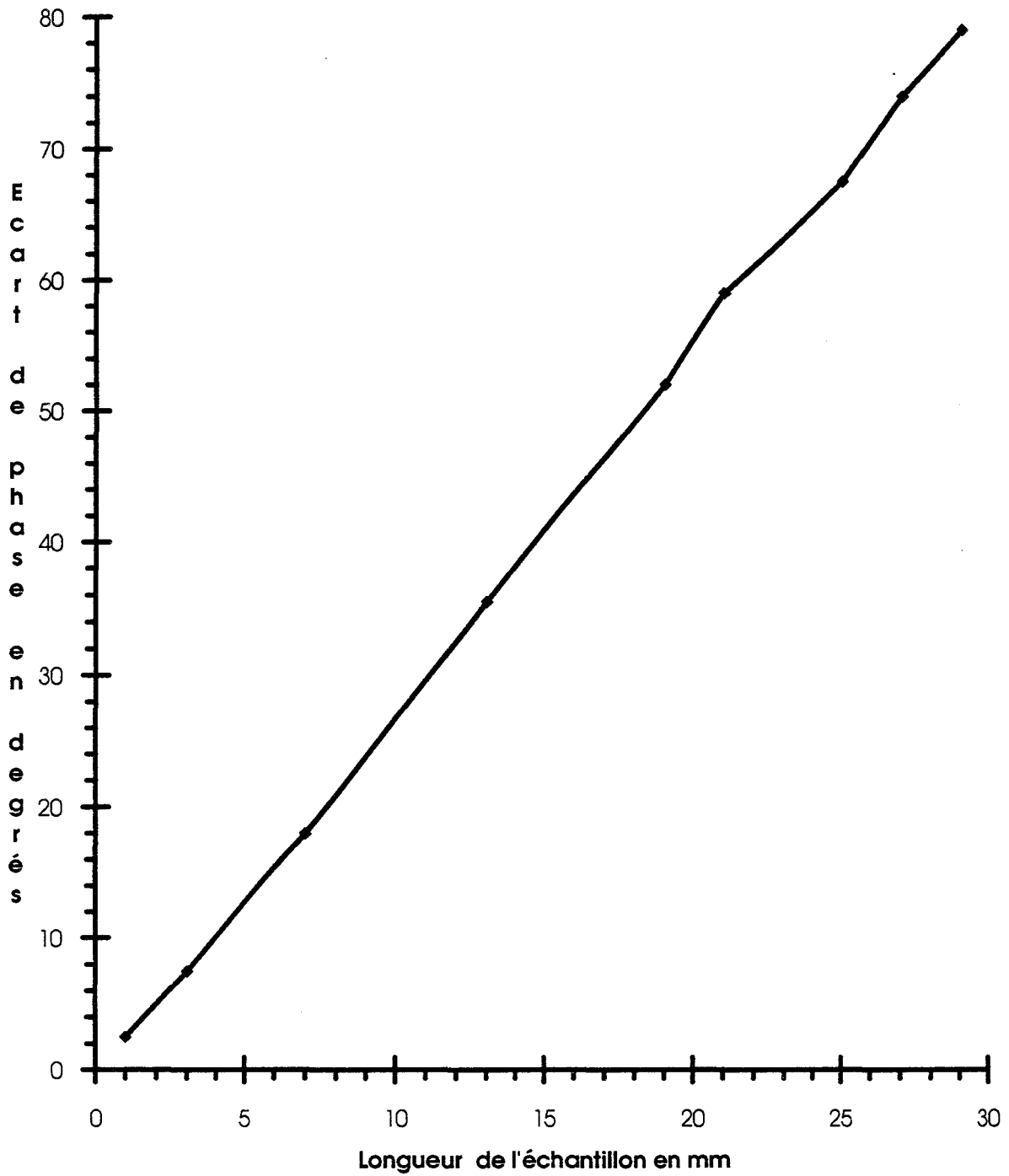
La courbe 2-7 permet de constater que les résultats sont comparables à ceux obtenus avec l'analyseur de réseaux (fig 2-2) . Elle est parfaitement superposable aux courbes 2-3-a et 3-3-b à 10 GHz.

Ces résultats sont très encourageants afin de développer des capteurs micro-ondes de contrôle non destructifs.

Des courbes analogues ont été obtenues tout récemment sur d'autres matériaux (téflon, papier ...) avec ce dispositif particulièrement simple.

(*) *Nous remercions Mr T. Lasri et Mr Guemaz qui nous ont transmis ces résultats.*

Polypropylène 300: déphasage produit par l'échantillon



—●— f=10 GHz

2.5 - Conclusion

L'étude qui a été réalisée par un procédé actif montre la possibilité de mesurer la partie réelle ϵ_r' de la permittivité de matériaux en nappe pour lequel les valeurs de ϵ_r'' (partie imaginaire) sont très inférieures à celles de ϵ_r' . Les exemples présentés correspondent à des situations très précises (échantillons de faible permittivité et de faibles épaisseurs), mais la méthode peut être adaptée à la demande dans de nombreux cas en fonction de l'application industrielle à traiter. Par ailleurs, le développement de nouveaux composants ou sous-systèmes hyperfréquences M.M.I.C. rend possible la conception de capteurs faible coût notamment en technologie hybride. De tels systèmes, qui existent déjà aujourd'hui, sont capables de rendre des services importants dans la caractérisation industrielle et le contrôle non destructif de matériaux en nappe.

CHAPITRE 3

THERMOMETRIE SANS CONTACT DE NAPPES
PAR RADIOMETRIE MICRO-ONDE (mode passif)

3.1 - Introduction

En milieu industriel, les nappes textiles subissent différents traitements d'ennoblissement pouvant être regroupés suivant deux classes qui sont :

- le séchage, opération faisant suite à celles de teinture et apprêts,
- les traitements thermiques, qui consistent à soumettre les matières synthétiques à un choc thermique à une température précise pouvant atteindre 200°C, durant une durée déterminée.

Lors de ces opérations, les quantités d'énergie mises en oeuvre sont importantes. Aussi, afin d'optimiser les consommations d'énergie et de garantir, voire améliorer la qualité des traitements réalisés, la connaissance la plus exacte possible de la température de la matière est nécessaire et, si possible, à tout moment du traitement.

Or, les techniques thermométriques classiques ne sont pas adaptées pour résoudre ce problème:

- Etant donné que la vitesse de défilement des tissus peut atteindre un à deux mètres par seconde, les thermomètres et les thermocouples, nécessairement en contact avec la matière, ne peuvent être utilisés.
- La thermographie infrarouge est inefficace, car la mesure est fortement perturbée par le rayonnement infrarouge ambiant qui règne à l'intérieur des fours. De plus, la saisie de la température est localisée, superficielle (surface du tissu) et dépend de la couleur du matériau.

Aussi, la radiométrie micro-onde basée sur la mesure du bruit thermique paraît être une solution envisageable et intéressante d'autant plus que la technologie dans ce domaine a vu une profonde évolution lors de la dernière décennie. Mais les conditions dans lesquelles le problème est posé, nécessitent la recherche de solutions adaptées d'une part à la géométrie des tissus et d'autre part, à l'émissivité propre à chaque type de matière testée.

Dans ce chapitre, nous constaterons aussi que le type de cellule étudiée aux deux chapitres précédents, constituée par un guide fendu, chargée d'un matériau, correspond à une excellente solution quant à la mesure thermométrique sans contact d'un matériau plan en défilement.

3.2 - Principe de la radiométrie micro-onde [15]

La radiométrie micro-onde est fondée sur la mesure du rayonnement thermique naturel, décrit par la *loi de Planck*.

3.2.1 - Bruit thermique : lois de Planck, de Rayleigh Jeans et de Nyquist

Le bruit thermique émis par un corps noir (matériau parfaitement absorbant et non réfléchissant) est donné par la *loi de Planck*, qui exprime la brillance spectrale $B(f)$ en Watts par Hertz par unité de surface et unité d'angle solide à la fréquence f .

$$B(f) = \frac{2hf^3}{C^2} \times \frac{1}{\exp\left(\frac{hf}{KT}\right) - 1} \quad (3-1)$$

- avec : C la vitesse de la lumière
 h la constante de Planck
 K la constante de Boltzmann
 T la température absolue du corps noir

En micro-onde et pour les températures supérieures à 100°k, un développement limité de l'expression (3-1) permet d'établir la *loi de Rayleigh-Jeans* :

$$B(f) = \frac{2KTf^2}{C^2} \quad (3-2)$$

La *loi de Rayleigh-Jeans* exprime que la matière émet une brillance spectrale qui dépend linéairement de la température.

Pour les mêmes raisons, la puissance de bruit thermique $P(f)$ produite par une résistance, pour un Hertz de bande passante, est aussi proportionnelle à la température T dans les conditions d'adaptation d'impédance.

$$P(f) = K \cdot T \quad (3-3)$$

3.2.2 - Détermination par radiométrie de la température d'une résistance ou d'un matériau (température uniforme).

La puissance de bruit thermique $P(f)$ émise par un matériau absorbant idéal ne dépend pas de la fréquence à laquelle on opère (bruit blanc). La puissance mesurée par un récepteur permet ainsi de déterminer la température de la matière émettant ce bruit. Pour cela, on applique le principe de l'équilibre des transferts radiatifs au système composé de différentes sources de bruit thermique, conséquence du deuxième principe de la thermodynamique. En effet, d'après ce principe, le bilan des transferts de puissance entre les différentes parties d'un système isotherme à l'équilibre doit nécessairement être nul.

Cas d'une charge adaptée (Fig. 3-1)

Soit un récepteur relié à une antenne adaptée, dirigée vers un matériau parfaitement absorbant non réfléchissant. Considérons le système isotherme.

En appliquant le principe de l'équilibre des transferts radiatifs, la puissance reçue par le détecteur situé à gauche de la figure 3-1, pour un Hertz de bande passante, est donc égale à KT .

Un étalonnage préalable du récepteur conduit alors directement à la mesure de la température du matériau entourant l'antenne.

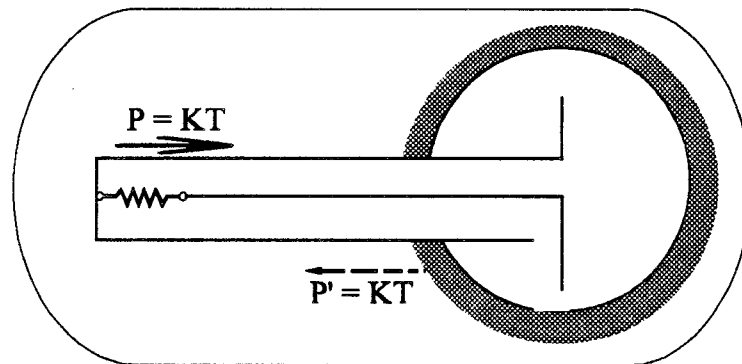


Fig.3-1- Puissance de bruit captée par une antenne adaptée dirigée vers un matériau dissipatif (système isotherme)

Cas d'une charge non adaptée (Fig. 3-2 et Fig. 3-3)

Soit une charge caractérisée à la fréquence f par son coefficient de réflexion en puissance $\rho(f)$.

Une partie de la puissance de bruit thermique issue du récepteur, lui-même porté à la température T , revient vers ce dernier après réflexion sur la charge, celle-ci étant égale à : $\rho(f) \times KT$ (Nous raisonnons ici pour un Hertz de bande passante).

Selon le principe des transferts radiatifs, en situation isotherme, la puissance de bruit reçue par le détecteur provenant de la charge (Fig. 3-2) est donc :

$$P'(f) = [1 - \rho(f)] \times KT \quad (3-4)$$

Par conséquent, dans le cas général (Fig. 3-3), le récepteur reçoit une puissance :

$$P''(f) = [1 - \rho(f)] \times KT_1 + \rho(f) \times KT_2 \quad (3-5)$$

avec : T_1 : température de la charge

T_2 : température du récepteur

La détermination de T_1 à partir de la mesure $P''(f)$ nécessite donc la connaissance préalable de T_2 et de $\rho(f)$.

Ce résultat s'applique aussi au cas d'une antenne ou d'une sonde radiométrique appliquée sur un matériau dissipatif à la température T_2 , l'interface sonde - milieu dissipatif est alors caractérisé par un coefficient de réflexion en puissance $\rho(f)$ (Fig 3-3).

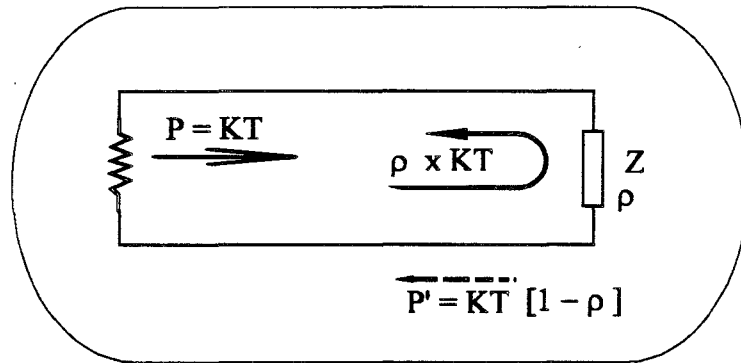


Fig. 3-2 : Puissance de bruit reçue par le détecteur provenant d'une charge Z caractérisée par son coefficient de réflexion en puissance ρ .
(système isotherme)

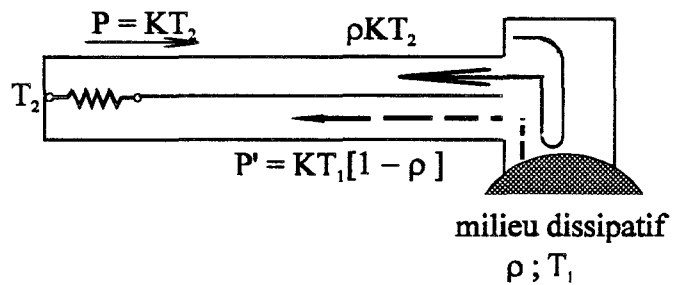


Fig. 3-3 : Cas d'une sonde radiométrique sur un matériau dissipatif à la température T_1 caractérisé par son coefficient de réflexion en puissance ρ .
(Récepteur à la température T_2)

3.3 - Dispositif et capteurs radiométriques [15]

3.3.1 - Radiomètre de Dicke (Fig. 3-4)

Un radiomètre est un récepteur de grand gain et de grande sensibilité, car les puissances à mesurer sont très faibles, de l'ordre de 10^{-23} Watt par degré et par Hertz. C'est pourquoi, il est conseillé d'opérer dans une bande passante de l'ordre du GigaHertz.

Par ailleurs, afin d'éviter les conséquences des fluctuations du gain élevé du détecteur, l'entrée de celui-ci est alternativement commutée entre la sonde et une charge émettant un signal de bruit de référence (température T_R). Une détection synchrone des deux signaux permet de recueillir un signal continu dont l'amplitude est proportionnelle à la différence de puissance captée lors de chaque alternance. La meilleure condition de fonctionnement correspond à $T = T_R$, car le signal de sortie S est nul même si le gain de l'amplificateur fluctue.

Un tel dispositif est nommé radiomètre de *Dicke* (Fig. 3-4).

Lors des essais, l'appareil utilisé est un radiomètre de type classique de Dicke caractérisé par :

- une bande de fréquences allant de 8 à 12 GHz
- un facteur de bruit de 3 dB, d'une sensibilité d'environ $0,1^\circ\text{C}$ pour un temps d'intégration de 1 seconde.

Suivant la configuration de la figure 3-4, présentant une cellule caractérisée par sa température T et son coefficient de réflexion en puissance ρ , le signal de sortie S est de la forme:

$$S = (T - T_R)(1 - \rho)$$

avec T_R : température de référence.

Ainsi, après étalonnage du radiomètre, le signal de sortie S permet de déterminer l'écart de degrés radiométriques ΔTM correspondant.

D'où :
$$\Delta TM = \Delta T(1-\rho) \quad (3-6)$$

avec ΔT : écart de la température physique du matériau par rapport à T_R :
$$T = T_R + \Delta T$$

Au cours de nos essais, les premières mesures ont été réalisées avec T_R égale à la température ambiante. Par la suite afin d'être certain que T_R ne varie pas durant la prise des mesures, nous avons travaillé avec un radiomètre dont T_R était réglée au-dessus de la température ambiante et pouvant être ajustée jusque 40°C .

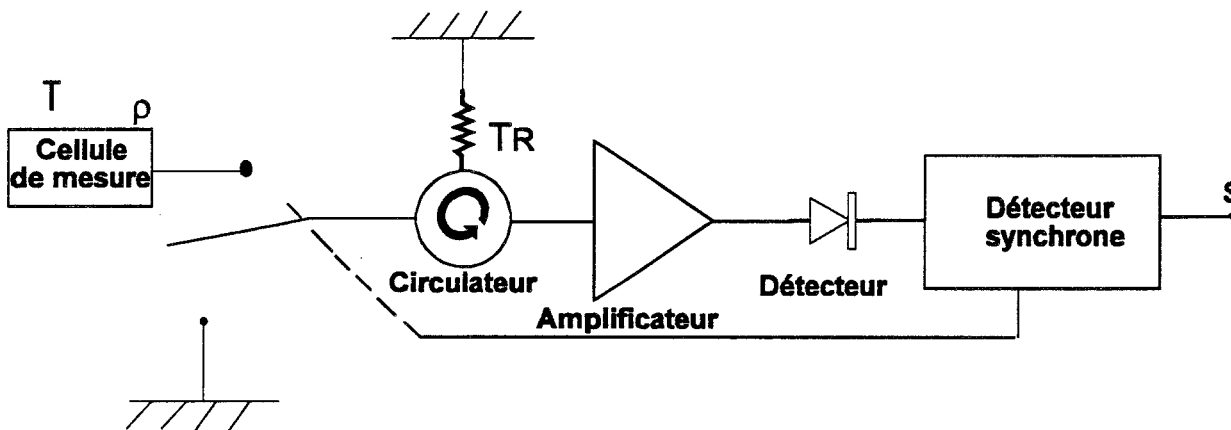


Fig. 3-4 : Schéma de principe du radiomètre de Dicke

3.3.2 - Radiomètre différentiel

Il a semblé aussi intéressant de baser la mesure sur la comparaison des signaux radiométriques émis d'une part par une cellule chargée par un échantillon et d'autre part, par la même cellule non chargée, les cellules étant maintenues à la même température T . Le dispositif correspond alors à la figure 3-5.

Ce procédé devrait avoir l'avantage d'être plus représentatif de l'émissivité du matériau, en éliminant, dans une certaine mesure, l'influence du signal de bruit dû à la cellule vide.

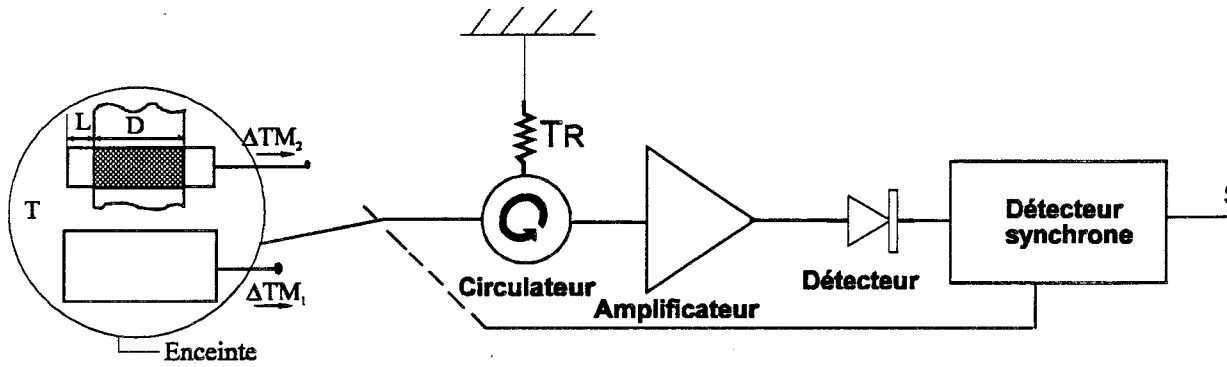


Fig. 3-5 - Schéma de principe du radiomètre différentiel

3.3.3 - Cellules de mesures (Fig. 3-6)

Ces cellules doivent :

- être adaptées à la forme des matériaux testés , des nappes textiles
- assurer une isolation à d'éventuels rayonnements électromagnétiques extérieurs (en particulier lorsque la cellule est introduite dans un four qui génère lui aussi un bruit thermique en micro-ondes).
- assurer un couplage optimum avec le matériau.

Ces contraintes ont conduit à élaborer des cellules, conçues à partir de guides rectangulaires standards, permettant la propagation de l'onde en mode TE_{01} .

Sur le guide sont ménagées des fentes suivant l'axe médian de leurs deux grandes faces. Le tissu traverse le guide par ces deux fentes; il est positionné là où, en mode actif, le champ électrique est maximal. L'une des extrémités du guide est reliée au récepteur radiométrique et l'autre est fermée par un court-circuit. [16] [17] (Fig. 3-6) (photos 1 et 2).

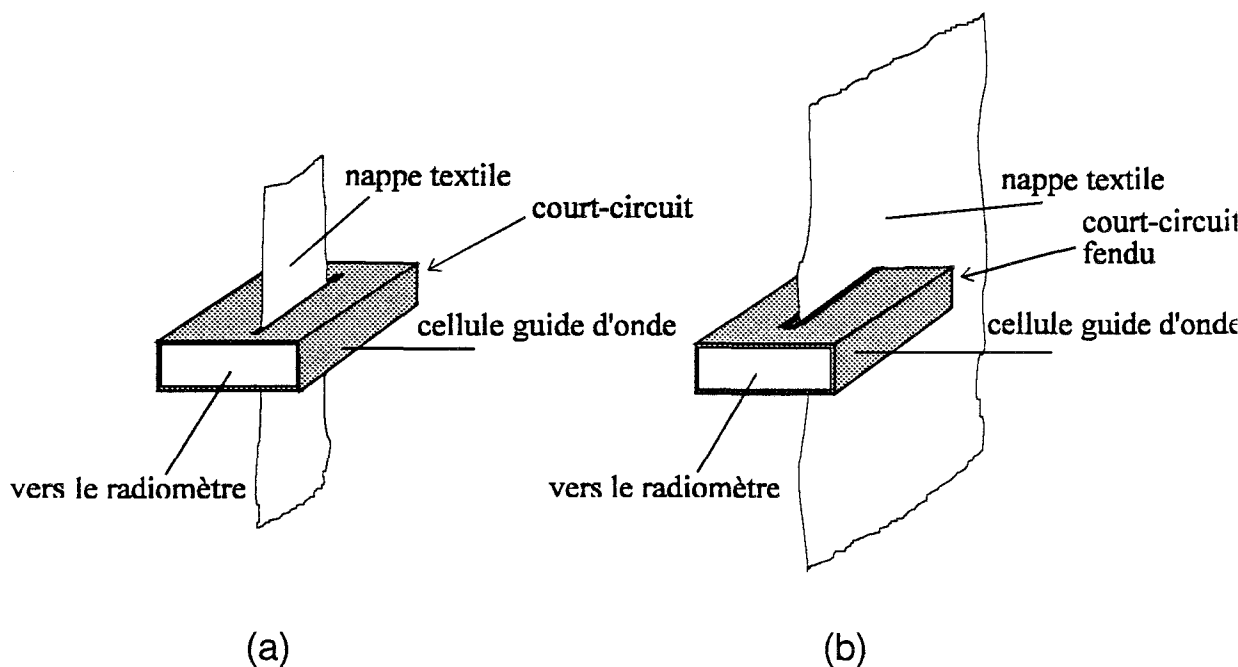


Fig. 3-6 : Exemples de cellules de mesure
La figure 3-6(b) correspond à un court-circuit fendu.

Ce type de cellule permet d'obtenir un couplage optimum avec le matériau. Ceci peut être démontré en faisant appel au théorème de réciprocité et vérifié en remplaçant le récepteur radiométrique par un générateur micro-onde fonctionnant dans la même gamme de fréquences, le matériau sous test jouant alors le rôle de récepteur.

Dans une première étude de faisabilité on utilisait, comme cellule, un guide fendu fermé par un court-circuit (Fig. 3-6a). L'étude que nous avons réalisée ensuite concerne des cellules un peu différentes, comportant un court-circuit fendu, mieux adaptées aux besoins industriels afin de réguler la température du four en fonction de celle de la nappe traitée (Fig.3-6b) (photos 1 et 2).

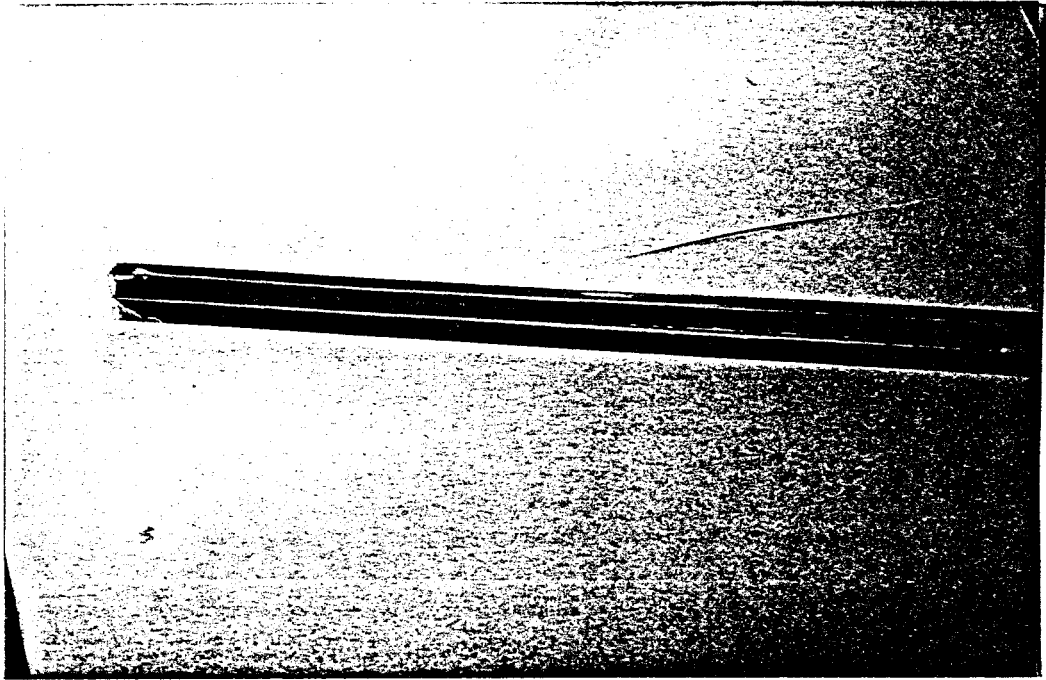


Photo 1 – Type de cellule guide fendu, terminée par un court-circuit

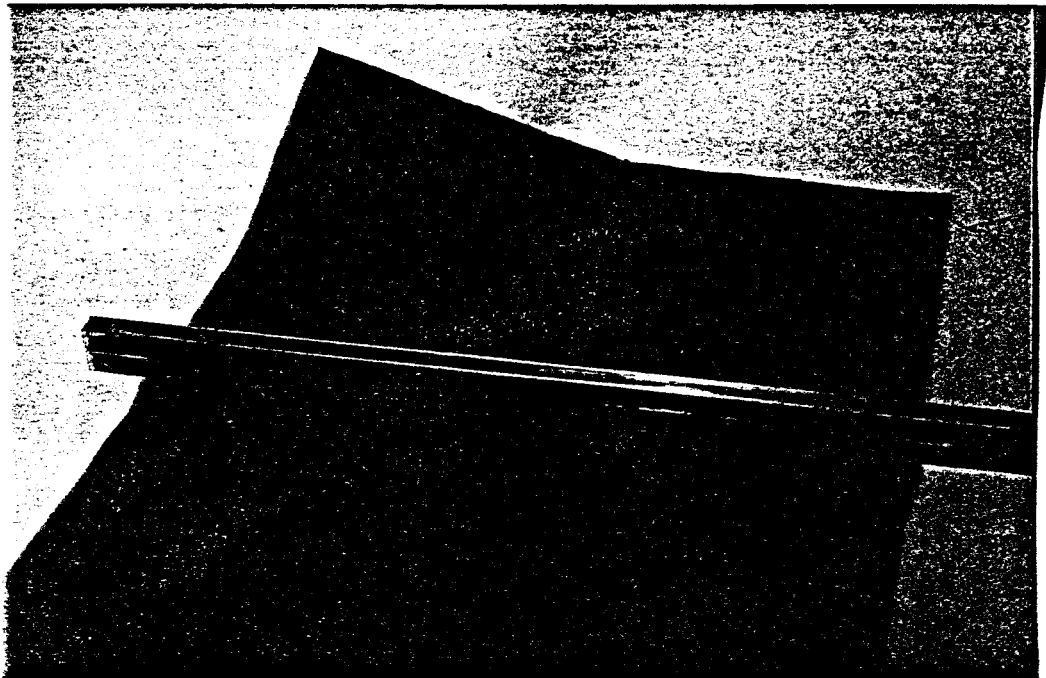


Photo 2 – La même cellule chargée d'un échantillon

3.3.4 - Choix de la fréquence de travail

D'après le principe des transferts radiatifs, un matériau est d'autant plus émissif qu'il est absorbant. Ainsi, plus ses pertes diélectriques sont élevées, plus son émissivité sera importante. Or, dans le cas des matières textiles, les pertes diélectriques sont généralement faibles et notamment pour des tissus secs ou hydrophobes. Notons que les pertes augmentent généralement avec la fréquence.

Pour des raisons liées au coût du matériel, notre choix s'est d'abord porté sur une bande de fréquence proche de 10 GHz, correspondant dès 1986 à des émissions de télévision par satellite, et donc à un matériel de grande diffusion.

Un tel prototype a alors été réalisé par le D.H.S. de l'I.E.M.N. Le fait d'opérer dans cette bande de fréquence (bande X) implique l'emploi d'un guide de dimensions 23 mm X 10 mm donc une fente qui ne doit pas dépasser deux millimètres limitant ainsi l'épaisseur des nappes. Notons que le positionnement de la nappe peut être assuré par une surpression d'air à l'intérieur du guide évitant ainsi tout contact de l'échantillon avec le guide.

Ce type de cellule a résolu un grand nombre de problèmes, mais récemment nous a été posé celui rapporté au paragraphe 3-4-4 concernant des échantillons textiles dont l'épaisseur était voisine de un centimètre. C'est la raison pour laquelle nous avons été amenés à opérer avec une fente plus large et donc avec un guide de plus grande taille. De ce fait un autre radiomètre réalisé par le D.H.S de l'I.E.M.N. fonctionnant autour de 3 GHz (guide standard 72 mm X 34mm) a été utilisé. [18]

3.3.5 - Mode opératoire (types statique et dynamique)

Il convient aussi de préciser la signification des différents modes opératoires que nous avons dénommés "statique" et "dynamique".

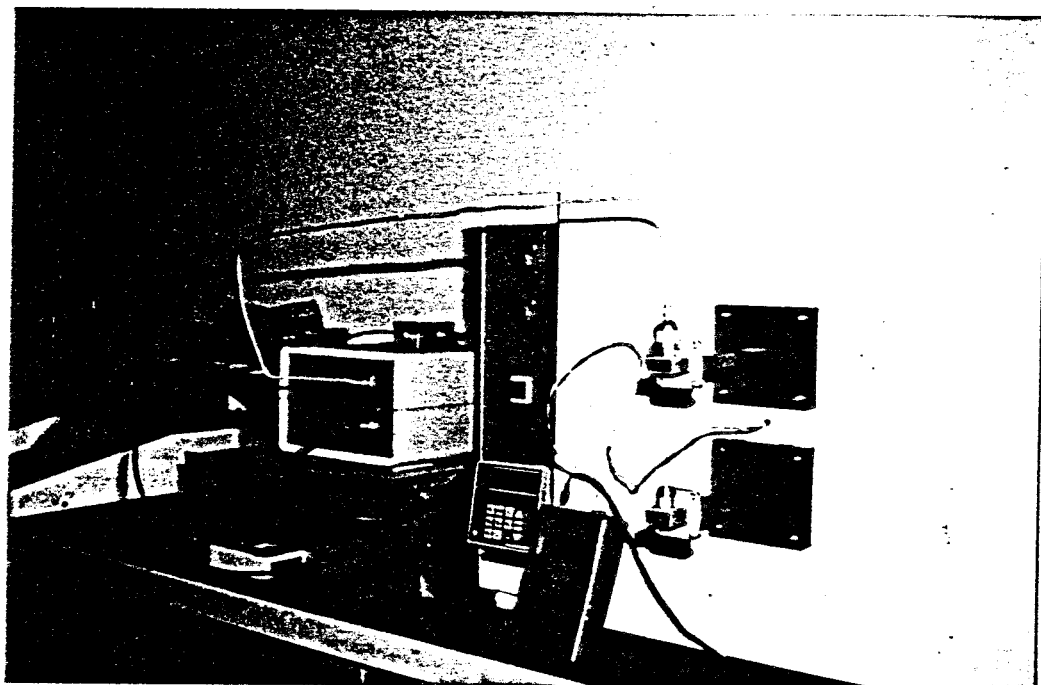
Le mode "statique" correspond aux premiers essais qui consistaient à introduire dans un four thermostaté la cellule à l'intérieur de laquelle était fixé un échantillon immobile (photos 3 et 4). La mesure radiométrique réalisée en fonction de la température permet l'acquisition d'une courbe d'étalonnage pour chaque matériau.

Le mode "dynamique" correspond plus au fonctionnement en milieu industriel. La nappe se déplace dans un four (photo 5) (nommé en termes de métier : Rame) pour subir un traitement thermique. Elle transite dans la cellule de mesure (photo 6) reliée au radiomètre (photo 7) assurant ainsi un contrôle continu de la température du matériau.

Dans la majorité des cas, ces deux modes opératoires ont été successivement réalisés, conduisant à des résultats concordants.

Nous présentons également le banc de mesure dynamique appliqué à des nappes de brins.

La nappe constituée de 50 brins (photo 8) entre à l'intérieur du four (photo 9) avant de transiter dans la cellule de mesure reliée au radiomètre (photo 10). Les brins sont maintenus parallèles entre eux à l'aide d'un peigne (photo 11) avant d'être rembobinés. La photo 12 donne une vue d'ensemble du dispositif.



**Photo 3 – Banc de mesure statique
(à gauche : le radiomètre ; à droite : le four)**

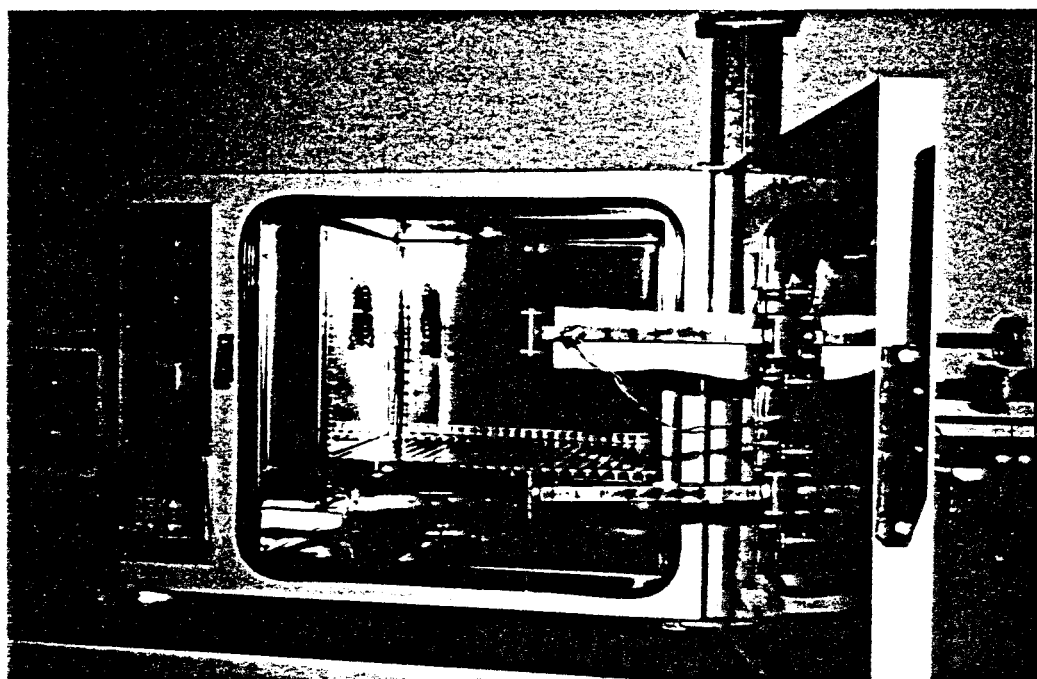


Photo 4 – Banc de mesure statique : Four ouvert
Sont fixées à la porte :
la cellule vide (en bas)
la cellule chargée d'un échantillon (en haut)

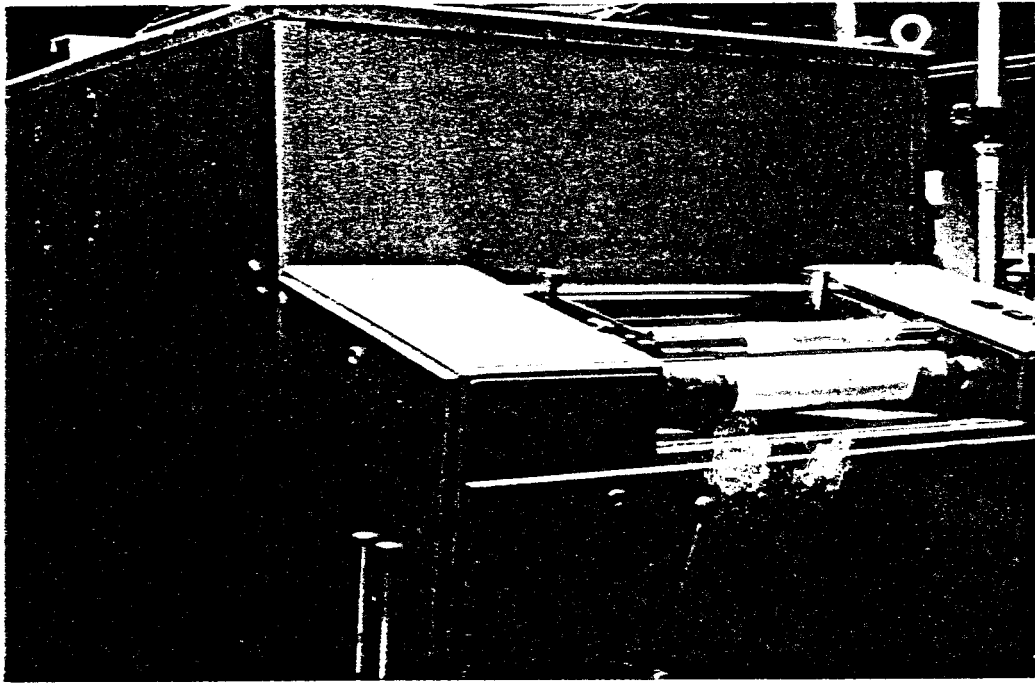


Photo 5 - Banc de mesure dynamique

Le four (dispositif d'enroulement du tissu après avoir subi un traitement)

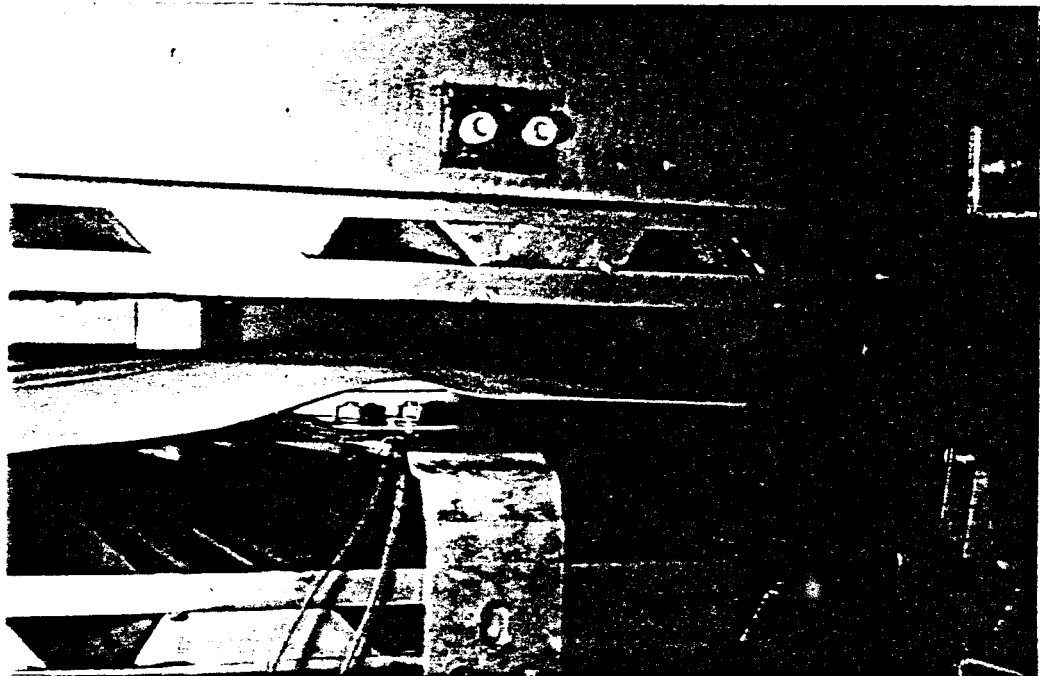
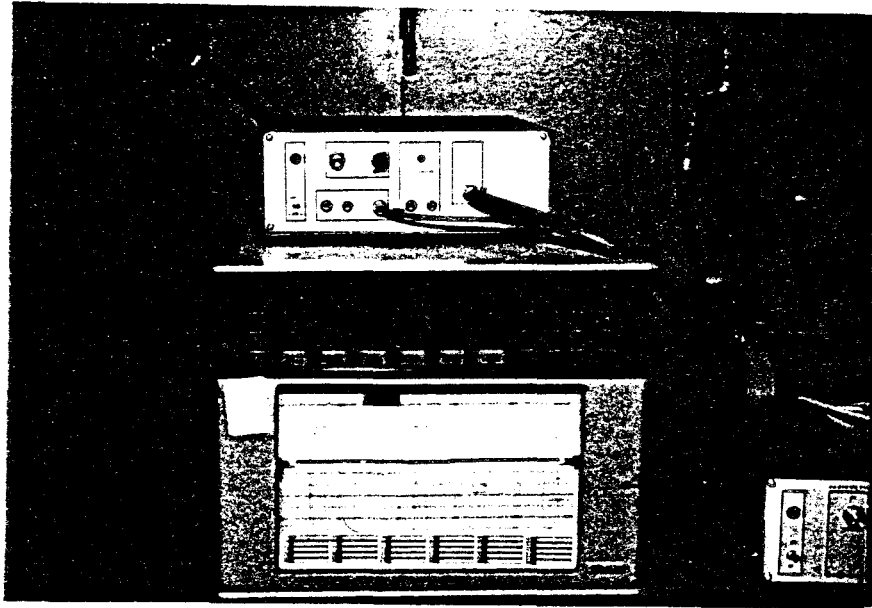


Photo 6 - Banc de mesure dynamique

L'intérieur du four : la cellule et l'échantillon qui défilent à l'intérieur (à droite)
le capteur de contact permettant de mesurer la température physique de l'échantillon pour des vitesses faibles (à gauche)



**Photo 7 – Radiomètre et ensemble de mesure
utilisés lors des essais en régime dynamique.**

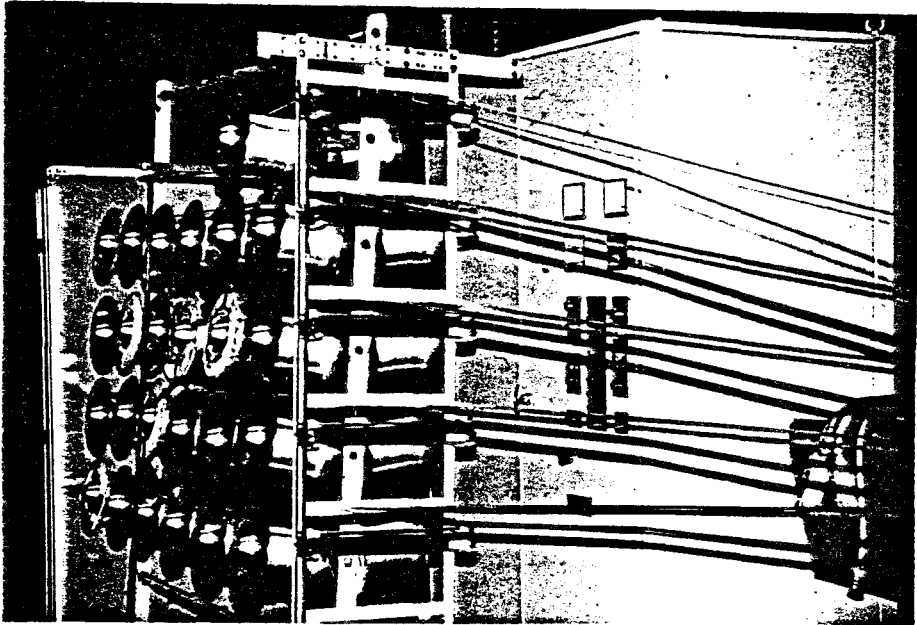


Photo 8 - Banc de mesure dynamique (nappe de fils)
Constitution d'une nappe de fils.

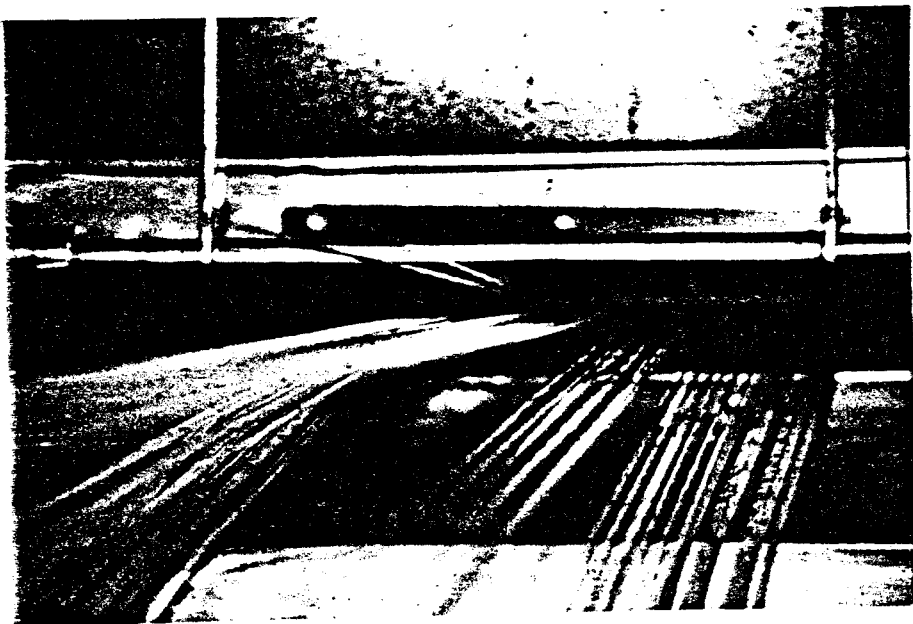


Photo 9 - Banc de mesure dynamique (nappe de fils)
Entrée de la nappe de fils dans le four.

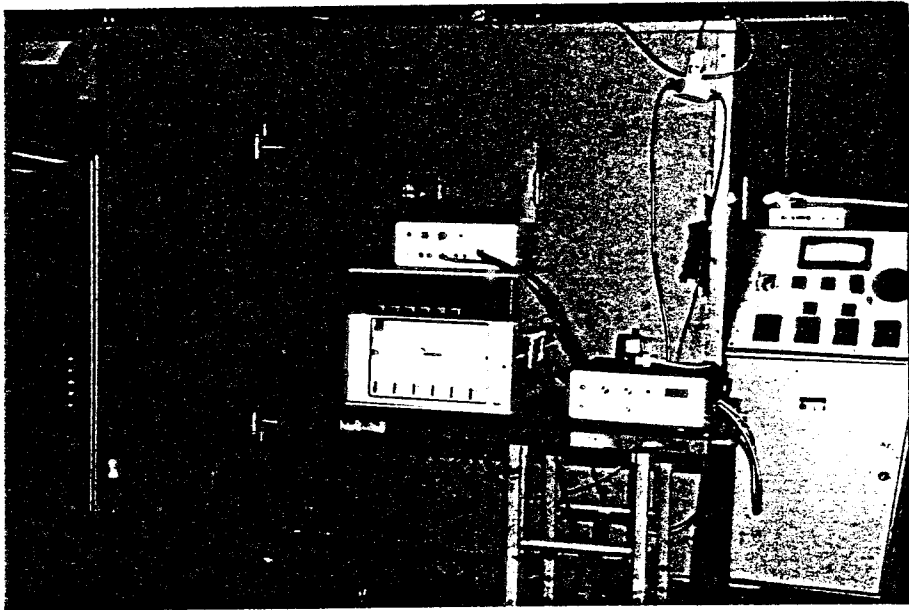


Photo 10 – Banc de mesure dynamique (nappe de fils)
Vue générale du four et du radiomètre.

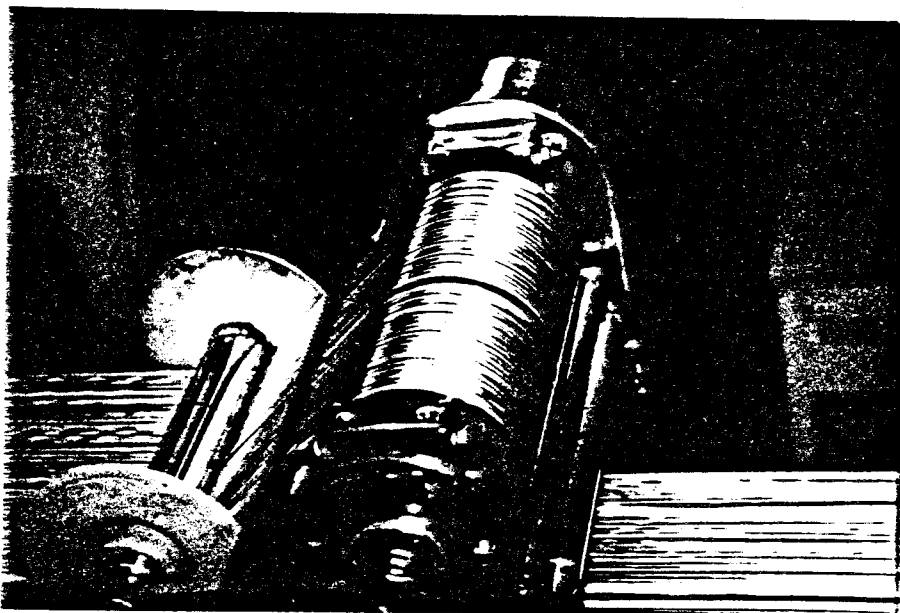


Photo 11 – Banc de mesure dynamique (nappe de fils)
Mise en oeuvre du peigne.

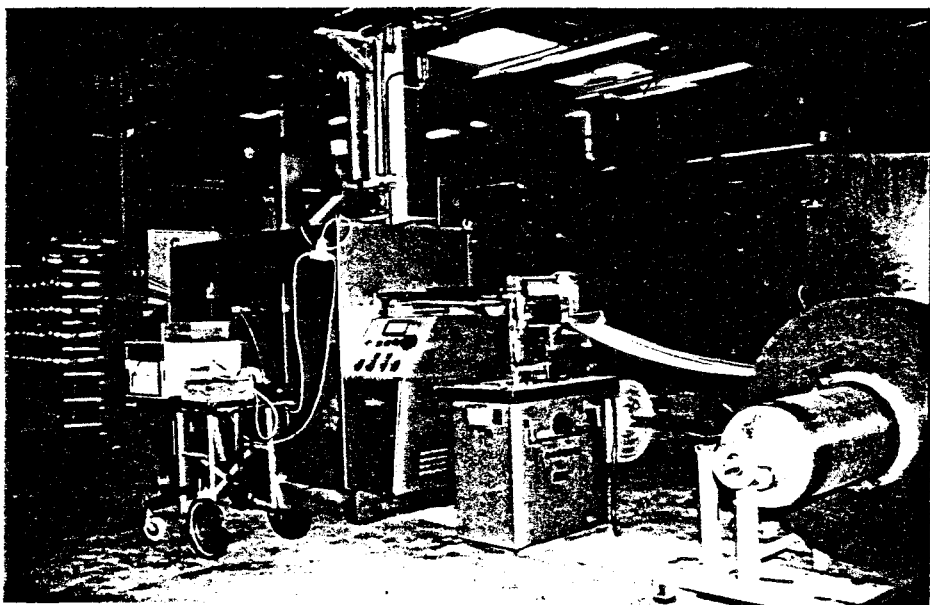


Photo 12 – Banc de mesure dynamique (nappe de fils)
Vue d'ensemble.

3.4 - Méthodes d'interprétation [19]

Les méthodes d'interprétation sont basées sur le principe des transferts radiatifs.

3.4.1 - *Radiomètre de Dicke* (Fig. 3-7)

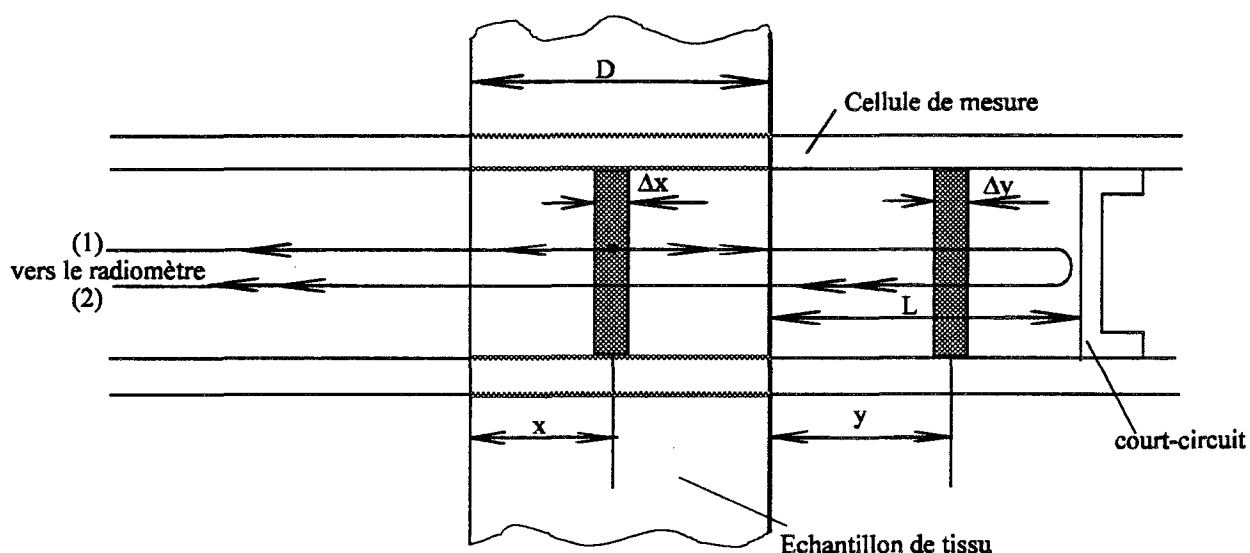


Fig. 3-7 - Guide d'onde en court-circuit

La figure 3-7 représente une cellule guide d'onde de longueur $L + D$ à l'intérieur de laquelle est disposé un matériau sous forme de nappe, de longueur D . Une des extrémités du guide est un court-circuit (côté droit de la figure), l'autre est reliée au radiomètre (côté gauche de la figure). La figure 3-7 correspond en toute rigueur au cas de la figure 3-6a. Quant à celle de la figure 3-6b, la partie chargée de la cellule étant seule dans le four, on a $L = 0$.

Le traitement du signal qui va suivre prend en compte à la fois l'émission thermique de l'échantillon et celle de la cellule.

Nous tenons compte du fait que la permittivité et les pertes diélectriques de la matière sont faibles et que le taux de remplissage de la cellule est très inférieur à un.

De plus, on considère d'une part que le mode de propagation est de type TE_{01} , et d'autre part, que la constante de phase β de la cellule contenant l'échantillon est peu différente de celle de la cellule vide.

- Soit : S : le signal total émis vers le radiomètre
 S_1 : le signal émis par l'échantillon
 S_2 : le signal émis par la cellule (longueur D)
 S_3 : le signal émis par la cellule (longueur L)

On a alors : $S = S_1 + S_2 + S_3$

La tranche Δx de l'échantillon portée à la température $T_R + \Delta T$ (T_R : température de référence) émet des signaux de bruit thermique dont une partie se propage directement vers le radiomètre (1) et l'autre après réflexion sur le court-circuit (2).

Cette tranche Δx de tissu produit alors en sortie un signal radiométrique tel que:

$$S_1 = \int_{x=0}^{x=D} \Delta S_1$$

et

$$\Delta S_1 = \Delta T \times 2\alpha_E \times \Delta x \left\{ \exp[-(\alpha_E + \alpha_c)x + j\beta x] + \exp[-(\alpha_E + \alpha_c)(2D - x) - 2\alpha_c L + j\beta(2D + 2L - x) + j\pi] \right\}^2$$

avec : α_E : Atténuation de l'échantillon

α_c : Atténuation de la cellule

β : Constante de phase

Cette expression ne prend en compte que les contributions les plus importantes et néglige les réflexions multiples.

Soit : $S_1 = \Delta T \times 2\alpha_E \times I_1$

Alors :

$$I_1 = \int_{x=0}^{x=D} \left| \exp[-(\alpha_E + \alpha_c)x + j\beta x] \right. \\ \left. + \exp[-(\alpha_E + \alpha_c)(2D - x) - 2\alpha_c L + j\beta(2D + 2L - x) + j\pi] \right|^2 dx$$

$$I_1 = \int_{x=0}^{x=D} \exp[-2(\alpha_E + \alpha_c)x] dx + \int_{x=0}^{x=D} \exp[-2(\alpha_E + \alpha_c)(2D - x) - 4\alpha_c L] dx \\ - 2 \exp[-2(\alpha_E + \alpha_c)D - 2\alpha_c L] \int_{x=0}^{x=D} \cos[2\beta(x - D - L)] dx$$

$$I_1 = \frac{1}{2(\alpha_E + \alpha_c)} \{1 - \exp[-4(\alpha_E + \alpha_c)D - 4\alpha_c L]\} \\ + \frac{1}{2(\alpha_E + \alpha_c)} \exp[-2(\alpha_E + \alpha_c)D] \{ \exp[-4\alpha_c L] - 1 \} \\ + \frac{1}{\beta} \exp[-2(\alpha_E + \alpha_c)D - 2\alpha_c L] \{ \sin(2\beta L) - \sin(2\beta(D + L)) \}$$

De même : $S_2 = \int_{x=0}^{x=D} \Delta S_2$

$S_2 = \Delta T \times 2\alpha_c \times I_2$

Or : $I_2 = I_1$

Donc $S_2 = \Delta T \times 2\alpha_c \times I_1$

Egalement : $S_3 = \int_{y=0}^{y=D} \Delta S_3$

Et

$$\Delta S_3 = \Delta T \times 2\alpha_c + \Delta y \left\{ \exp[-\alpha_c y - (\alpha_c + \alpha_E)D + j\beta(D + y)] \right. \\ \left. + \exp[-\alpha_c(2L - y) - (\alpha_c + \alpha_E)D + j\beta(2L + D - y) + j\pi] \right\}^2$$

Soit : $S_3 = \Delta T \times 2\alpha_c \times I_3$

Alors :

$$I_3 = \int_{y=0}^{y=L} \left| \exp[-\alpha_c y - (\alpha_c + \alpha_E)D + j\beta(D+y)] \right. \\ \left. + \exp[-\alpha_c(2L-y) - (\alpha_c + \alpha_E)D + j\beta(2L+D-y) + j\pi] \right|^2 dy$$

$$I_3 = \int_{y=0}^{y=L} \exp[-2\alpha_c y - 2(\alpha_c + \alpha_E)D] dy + \int_{y=0}^{y=L} \exp[-2\alpha_c(2L-y) - 2(\alpha_c + \alpha_E)D] dy \\ - 2 \exp[-2(\alpha_c + \alpha_E)D - 2\alpha_c L] \int_{y=0}^{y=L} \cos[2\beta(y-L)] dy$$

$$I_3 = \frac{1}{2\alpha_c} \exp[-2(\alpha_c + \alpha_E)D] \{1 - \exp[-4\alpha_c L]\} \\ - \frac{1}{\beta} \exp[-2(\alpha_c + \alpha_E)D - 2\alpha_c L] \sin(2\beta L)$$

Or α_c est très faible ainsi que L en général.

Donc : $\exp[-4\alpha_c L] \approx 1 - 4\alpha_c L$ (dans I_1 et I_3)

D'où : $S = S_1 + S_2 + S_3$

$$S = \Delta T \times \{2\alpha_E I_1 + 2\alpha_c I_2 + 2\alpha_c I_3\}$$

$$S = \Delta T \times \{2(\alpha_E + \alpha_c) I_1 + 2\alpha_c I_3\}$$

Alors :

$$S \approx \Delta T \times \left\{ 1 - \exp[-4(\alpha_c + \alpha_E)D - 4\alpha_c L] \right. \\ - 4\alpha_c L \exp[-2(\alpha_c + \alpha_E)D] \\ + 2 \frac{\alpha_c + \alpha_E}{\beta} \exp[-2(\alpha_c + \alpha_E)D - 2\alpha_c L] \times [\sin(2\beta L) - \sin(2\beta(D+L))] \\ + 4\alpha_c L \exp[-2(\alpha_c + \alpha_E)D] \\ \left. - 2 \frac{\alpha_c}{\beta} \exp[-2(\alpha_c + \alpha_E)D - 2\alpha_c L] \times \sin(2\beta L) \right\}$$

$$S \# \Delta T \times \left\{ 1 - \exp[-4(\alpha_c + \alpha_E)D - 4\alpha_c L] \right. \\ \left. - 4 \frac{\alpha_c + \alpha_E}{\beta} \exp[-2(\alpha_c + \alpha_E)D - 2\alpha_c L] \times \cos[\beta(D + 2L)] \times \sin(\beta D) \right. \\ \left. - 2 \frac{\alpha_c}{\beta} \exp[-2(\alpha_c + \alpha_E)D - 2\alpha_c L] \times \sin(2\beta L) \right\}$$

Les deux derniers termes qui composent S sont en général du second ordre par rapport au premier, car α_c est très faible. Dans le cas de notre étude expérimentale à 10 Gigahertz, α_c est de l'ordre de 4×10^{-2} neper/m et β voisin de 130 rad/m.

Donc : $S \# \Delta T \times \{1 - \exp[-4(\alpha_E + \alpha_c)D - 4\alpha_c L]\}$

Soit un écart de température radiométrique total ΔTM correspondant de la forme:

$$\boxed{\Delta TM \# \Delta T \times \{1 - \exp[-4(\alpha_E + \alpha_c)D - 4\alpha_c L]\}} \quad (3-7)$$

Cette expression permet d'établir plusieurs constats.

D'abord on constate que la température radiométrique ΔTM émise dépend de la température physique et de plusieurs paramètres qui caractérisent d'une part l'échantillon (atténuation α_E , longueur D) et d'autre part, la cellule (atténuation α_c , longueur $L + D$).

Ensuite pour $L = 0$ et $\alpha_c \neq 0$ la relation (3-7) revient bien à :

$$\Delta TM \# \Delta T \times \{1 - \exp(-4\alpha_E D)\} \quad (3-8)$$

Relation déjà utilisée lors d'études antérieures.

Enfin, dans le cas de faibles pertes, on a:

$$\Delta TM \# \Delta T \times 4\{\alpha_c(D + L) + \alpha_E D\}$$

Notons , qu'un raisonnement analogue à celui-ci permet d'établir l'expression de ΔTM lorsque l'échantillon et la cellule ne sont pas à la même température.

Cette situation peut se présenter en pratique lors d'un processus de régulation de la température du four.

Dans ce cas, la température de la cellule peut facilement être mesurée par un thermocouple et prise en compte dans l'exploitation du signal radiométrique.

3.4.2 - Radiomètre différentiel (Fig. 3-5)

Afin que le signal utile corresponde le plus possible à celui du matériau et soit peu dépendant de celui émis par la cellule, il paraît intéressant d'opérer d'une façon différente. Pour cela, nous comparons les signaux émis par deux cellules identiques l'une étant chargée par l'échantillon, l'autre vide; toutes deux sont installées dans une même enceinte thermostatée. Le dispositif correspondant a été dénommé radiomètre différentiel (Fig. 3-5).

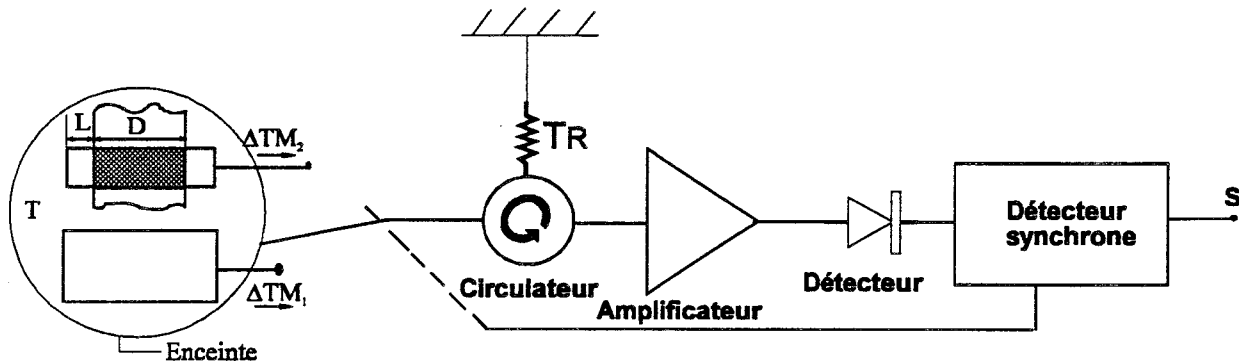


Fig. 3-5 - Schéma de principe du radiomètre différentiel

L'expression (3-7) permet de caractériser le fonctionnement du radiomètre différentiel.

Soit ΔTM_1 : l'écart de température radiométrique de la cellule vide

ΔTM_2 : l'écart de température radiométrique de la cellule contenant l'échantillon.

$$\Delta TM = \Delta TM_2 - \Delta TM_1$$

On a :

$$\Delta TM_2 - \Delta TM_1 = \Delta T \{1 - \exp[-4(\alpha_E + \alpha_c)D - 4\alpha_c L]\} - \Delta T \{1 - \exp[-4\alpha_c(D + L)]\}$$

$$\Delta TM = \Delta T \exp[-4\alpha_c(D + L)] \{1 - \exp[-4\alpha_E D]\} \quad (3-9)$$

L'expression de ΔTM (3-9) obtenue ne s'affranchit pas complètement du signal émis par la cellule à cause du terme: $\exp[-4\alpha_c(D+L)]$. Néanmoins cette expression indique que pour un échantillon peu dissipatif, le signal varie linéairement avec α_E .

$$\Delta TM \approx \Delta T \times \exp[-4\alpha_c(D+L)] \times 4\alpha_E D$$

Enfin dans le cas où les pertes du guide sont faibles, on retrouve encore l'expression :

$$\Delta TM \approx \Delta T \{1 - \exp[-4\alpha_E D]\} \quad (3-8)$$

3.5 - Résultats expérimentaux et analyses

3.5.1 - *Thermométrie de matériaux en nappe*

Au préalable, nous avons mesuré les signaux radiométriques correspondant à deux cellules vides réalisées en guide standard bande X (laiton) avec court-circuit fendu de longueur $L1 = 20,5$ cm et $L2 = 68$ cm. (photos 1 et 2). Les atténuations déduites de ces mesures par application de la relation (3-7) sont respectivement 0,8 db/m et 0,3 db/m, que l'on peut comparer à l'atténuation théorique de 0,11 db/m pour un guide en cuivre.

Les données qui suivent, ne concernent qu'une partie des résultats que nous avons obtenus ; nous avons sélectionné ceux qui paraissent les plus significatifs.

Nous présentons en premier lieu des résultats de mesures radiométriques obtenues en régime statique.

Les courbes 3.1 et 3.2 donnent des exemples sur une nappe de polyamide exploitée avec les cellules L1 et L2.

Les courbes 3.3 et 3.4 présentent respectivement les évolutions de la température radiométrique d'un tissu de polyamide et de la cellule L2 en fonction de la largeur (courbe 3.3) et de l'épaisseur des échantillons (courbe 3.4).

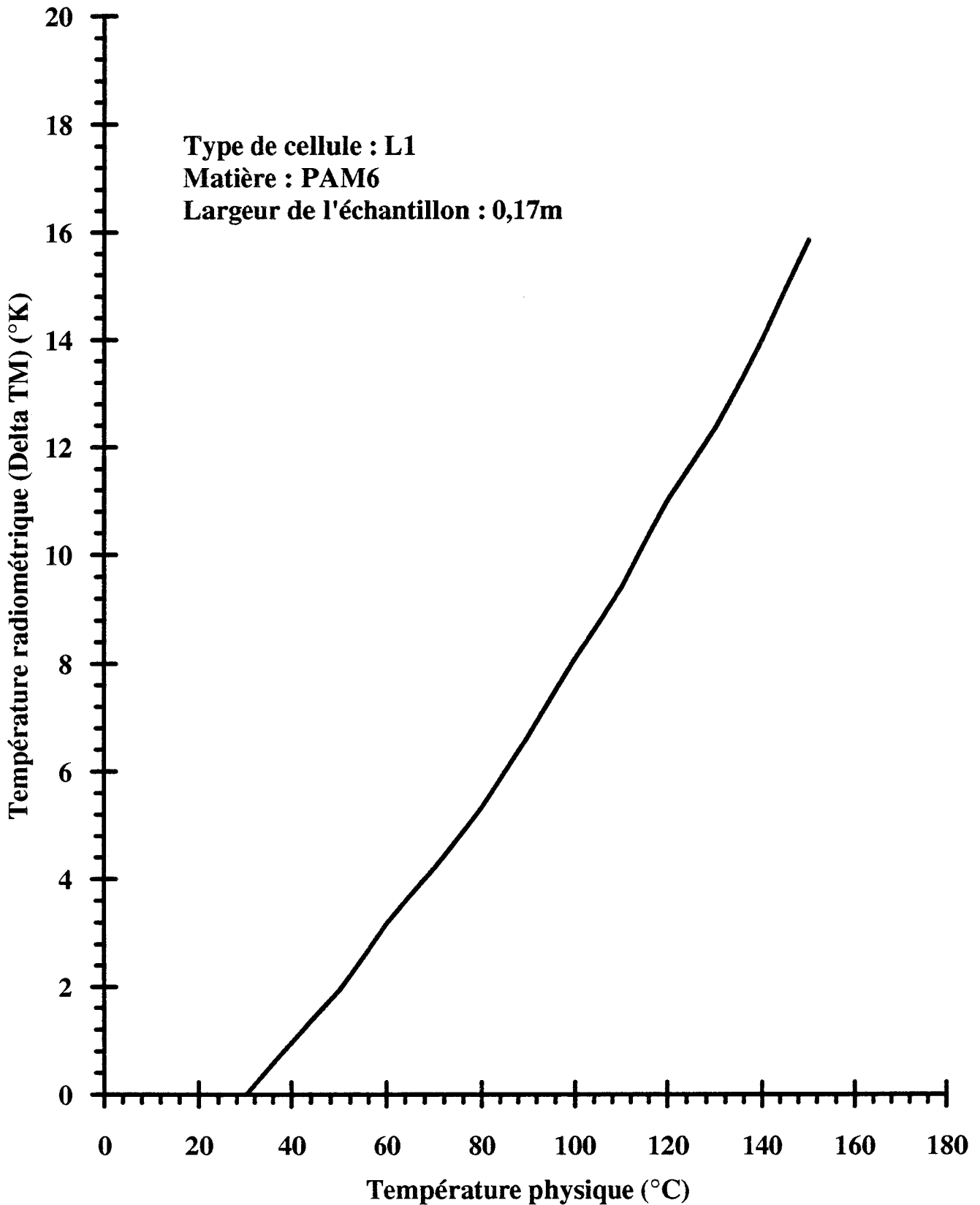
La courbe 3.5 présente des résultats obtenus pour différents types de textiles : polyamide 6, mélange de polyester/coton et laine.

La courbe 3.6 correspond à l'atténuation des cellules chargées de polyamide en fonction de la température. Les différentes largeurs des échantillons conduisent à des atténuations voisines à 15% près. La courbe 3.7 permet de constater que l'atténuation double pratiquement pour deux épaisseurs. Ces résultats sont obtenus par application de la relation (3-7).

L'exemple donné par la courbe 3.8 démontre l'excellente correspondance entre les résultats obtenus en régime statique et en régime dynamique (cas du polyamide).

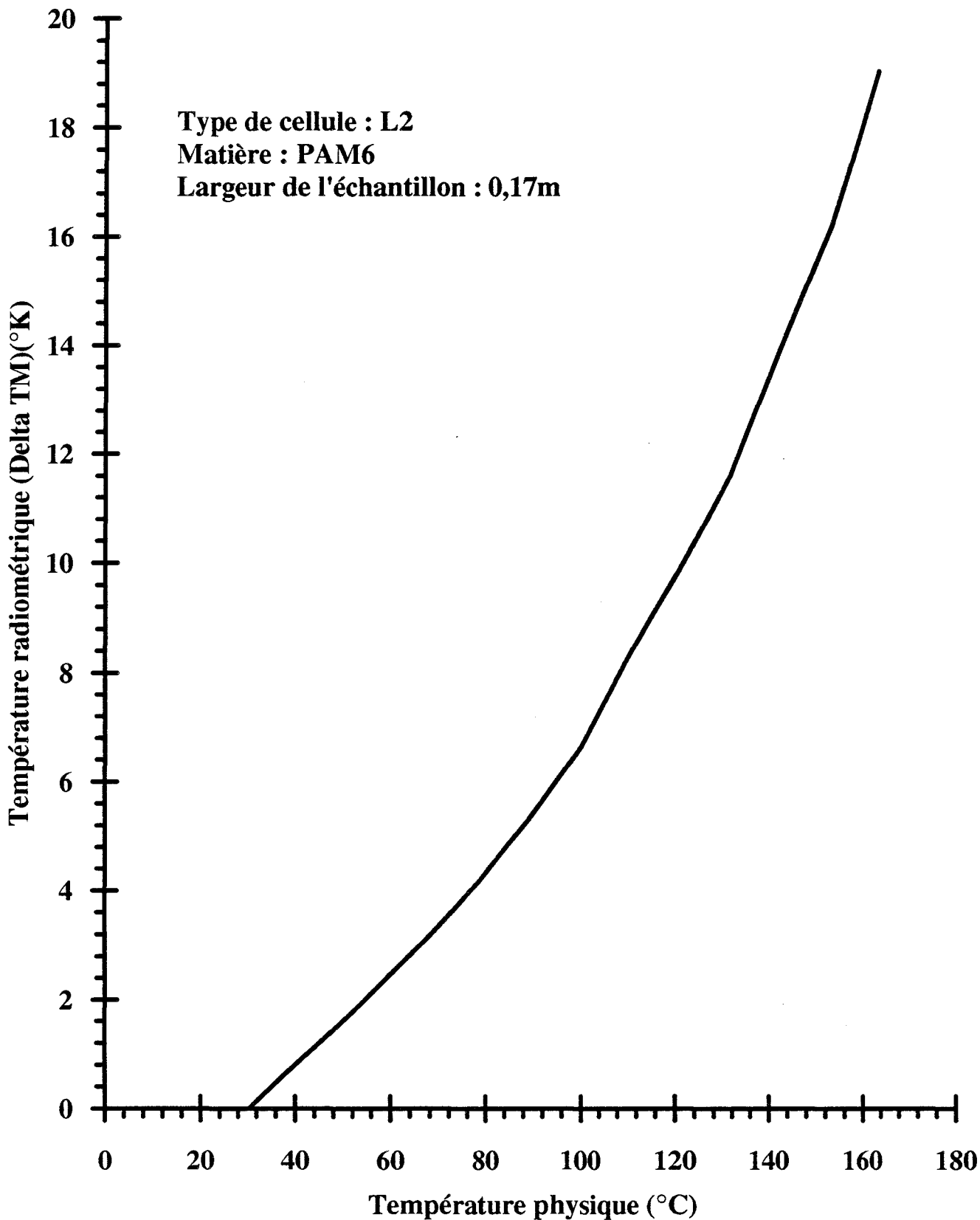
L'ensemble de ces résultats a été confirmé par un nombre important d'essais réalisés sur plusieurs années.

Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM



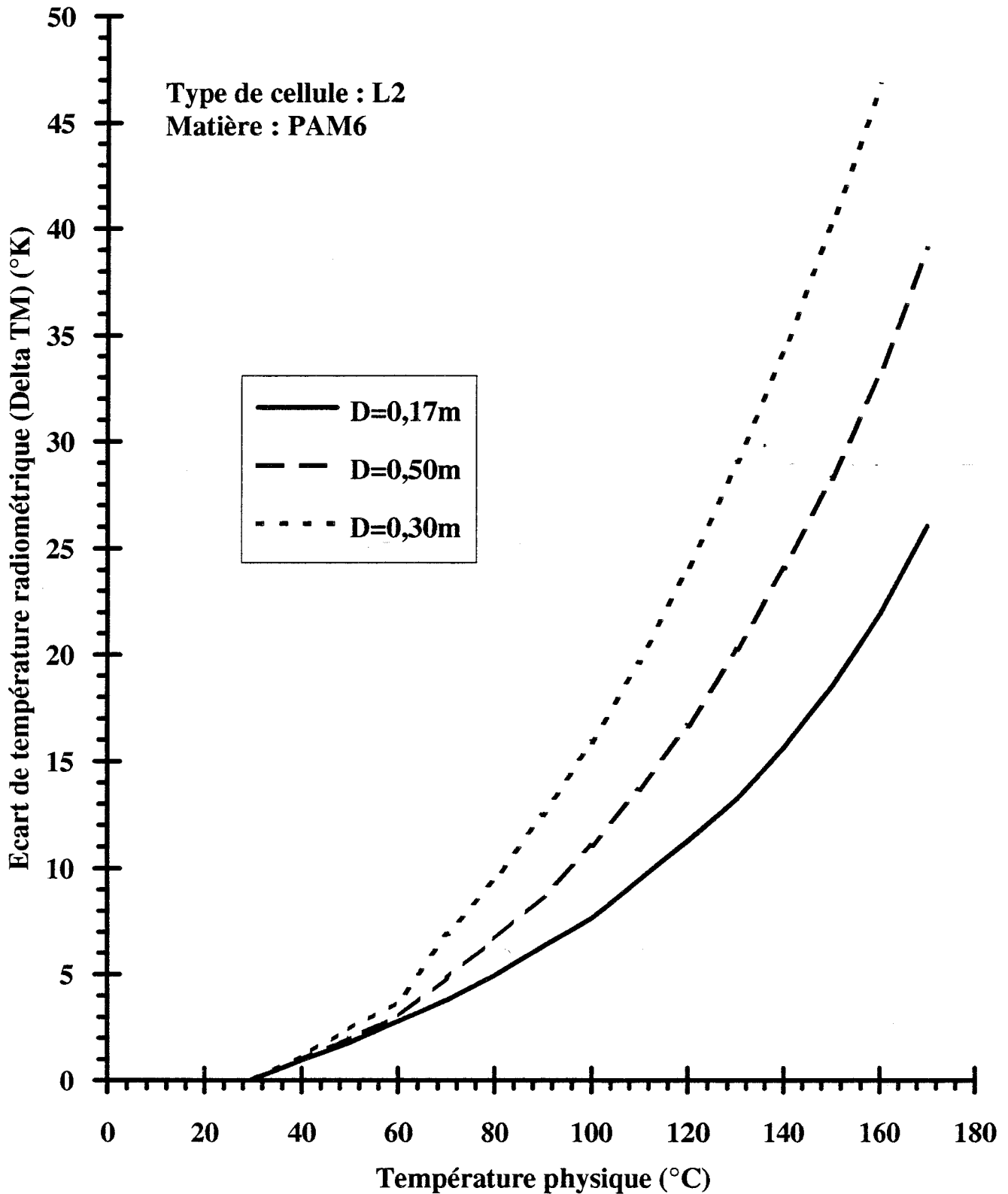
Courbe 3.1

Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM



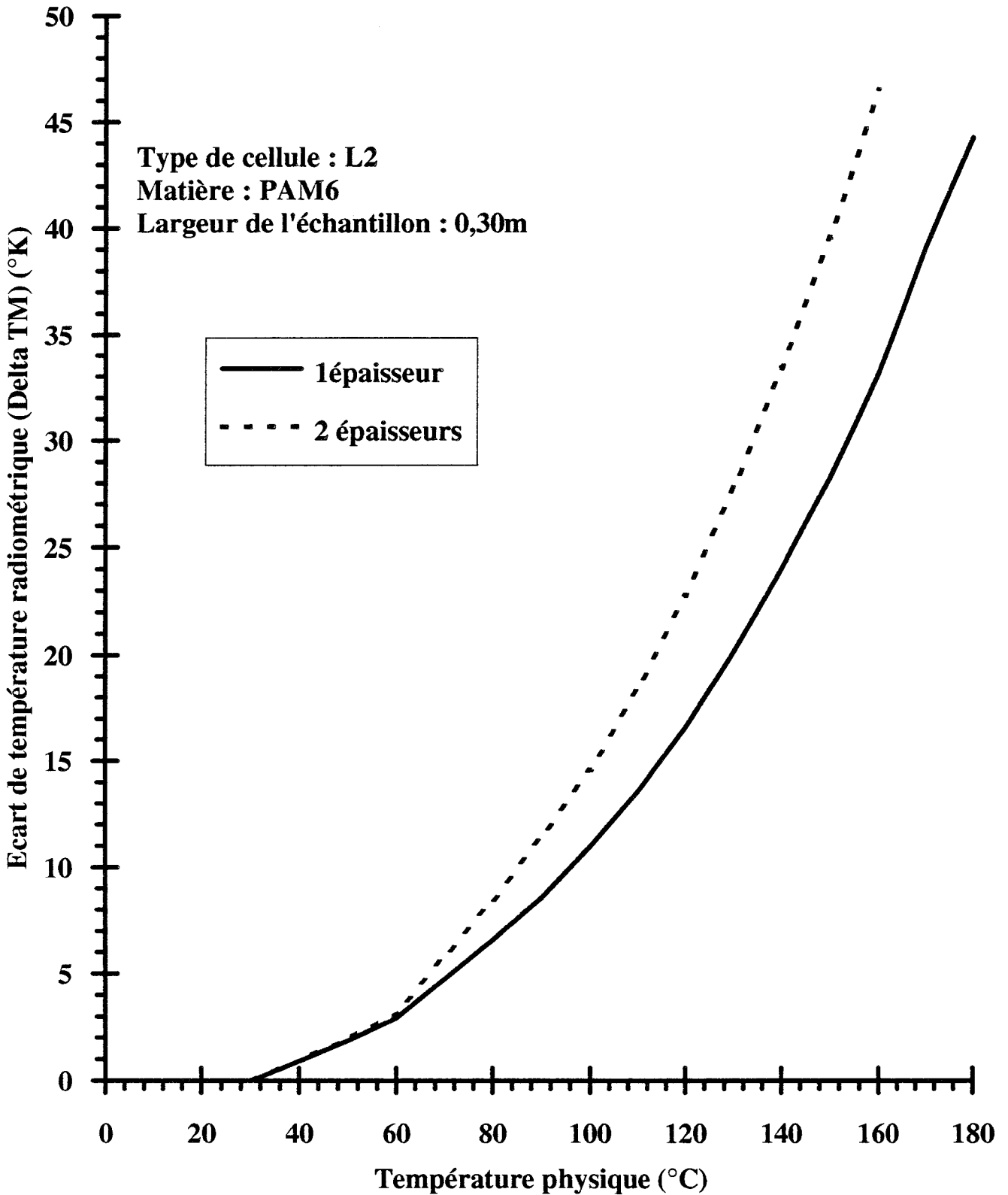
Courbe 3.2

Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM pour différentes largeurs D de l'échantillon



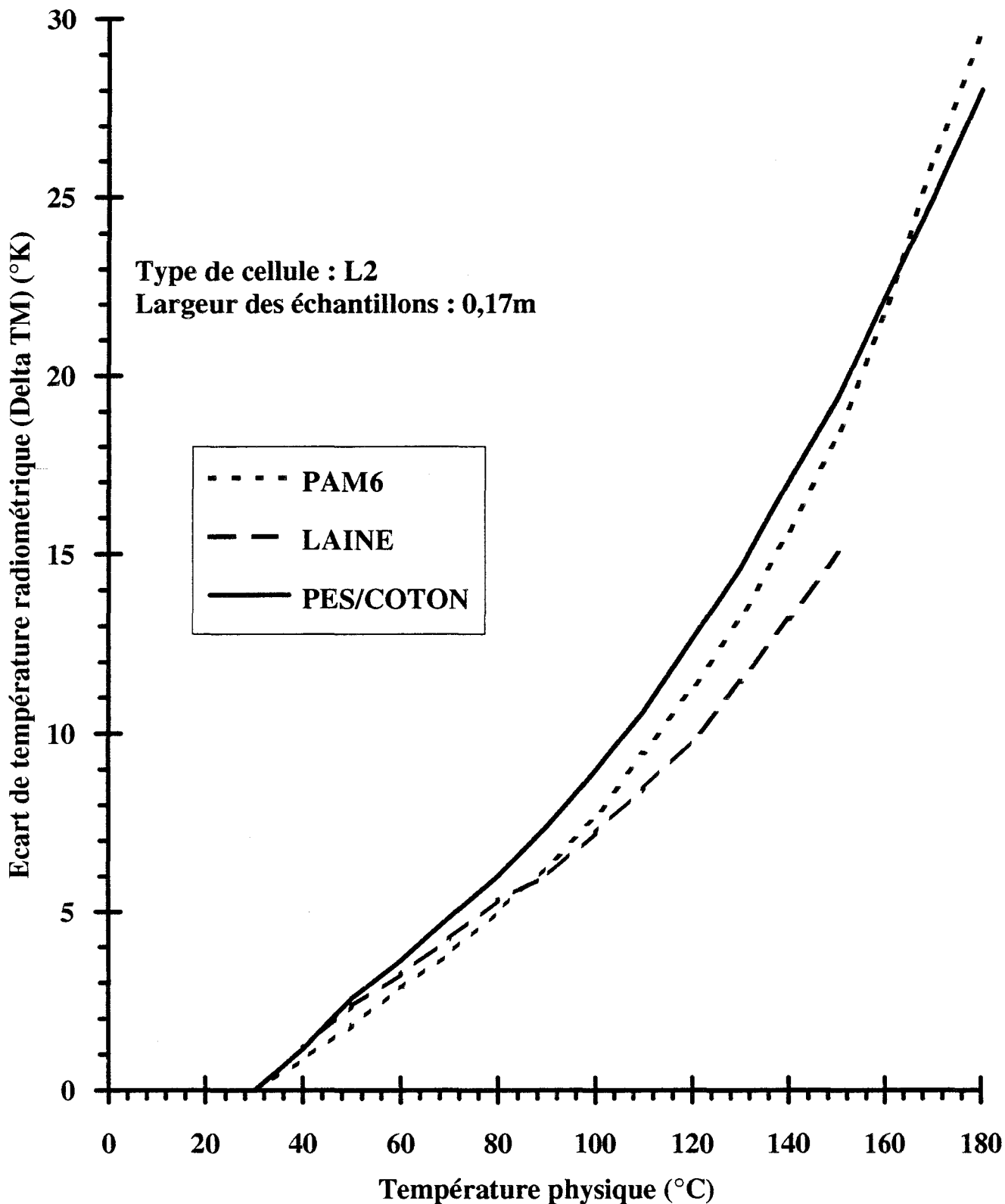
Courbe 3.3

Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM pour différentes épaisseurs de l'échantillon



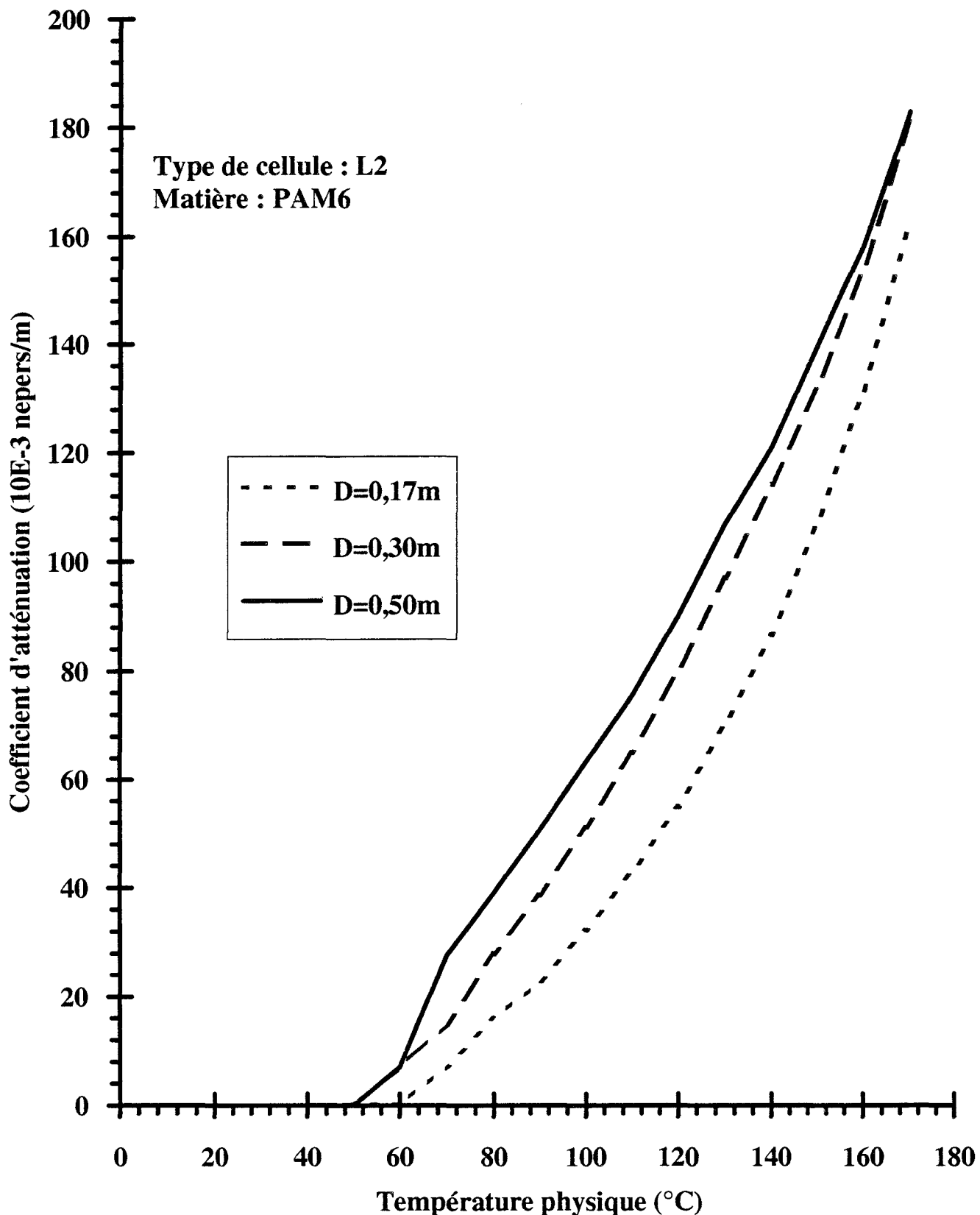
Courbe 3.4

Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM pour des échantillons de natures différentes



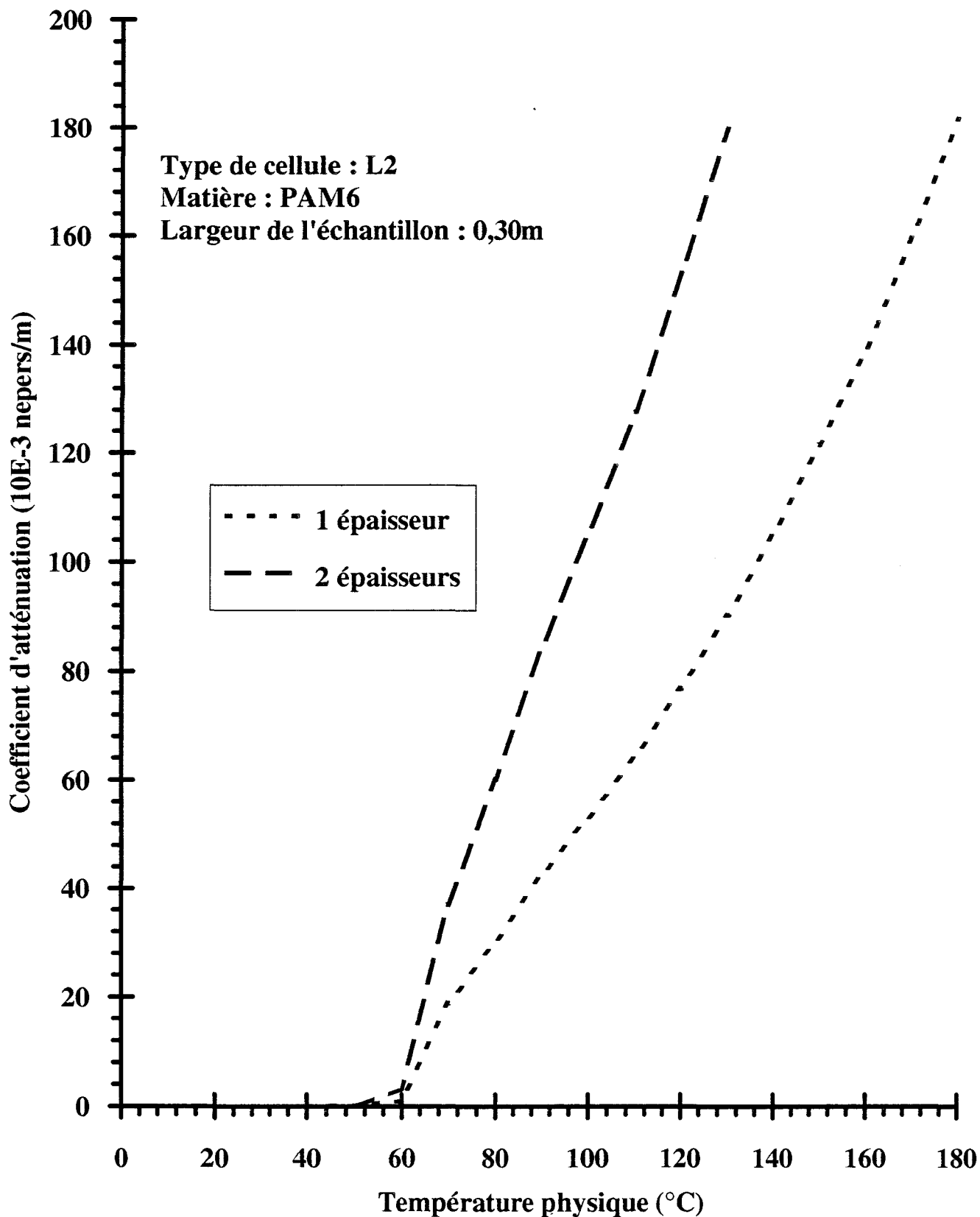
Courbe 3.5

Evolution du coefficient d'atténuation pour différentes largeurs D de l'échantillon

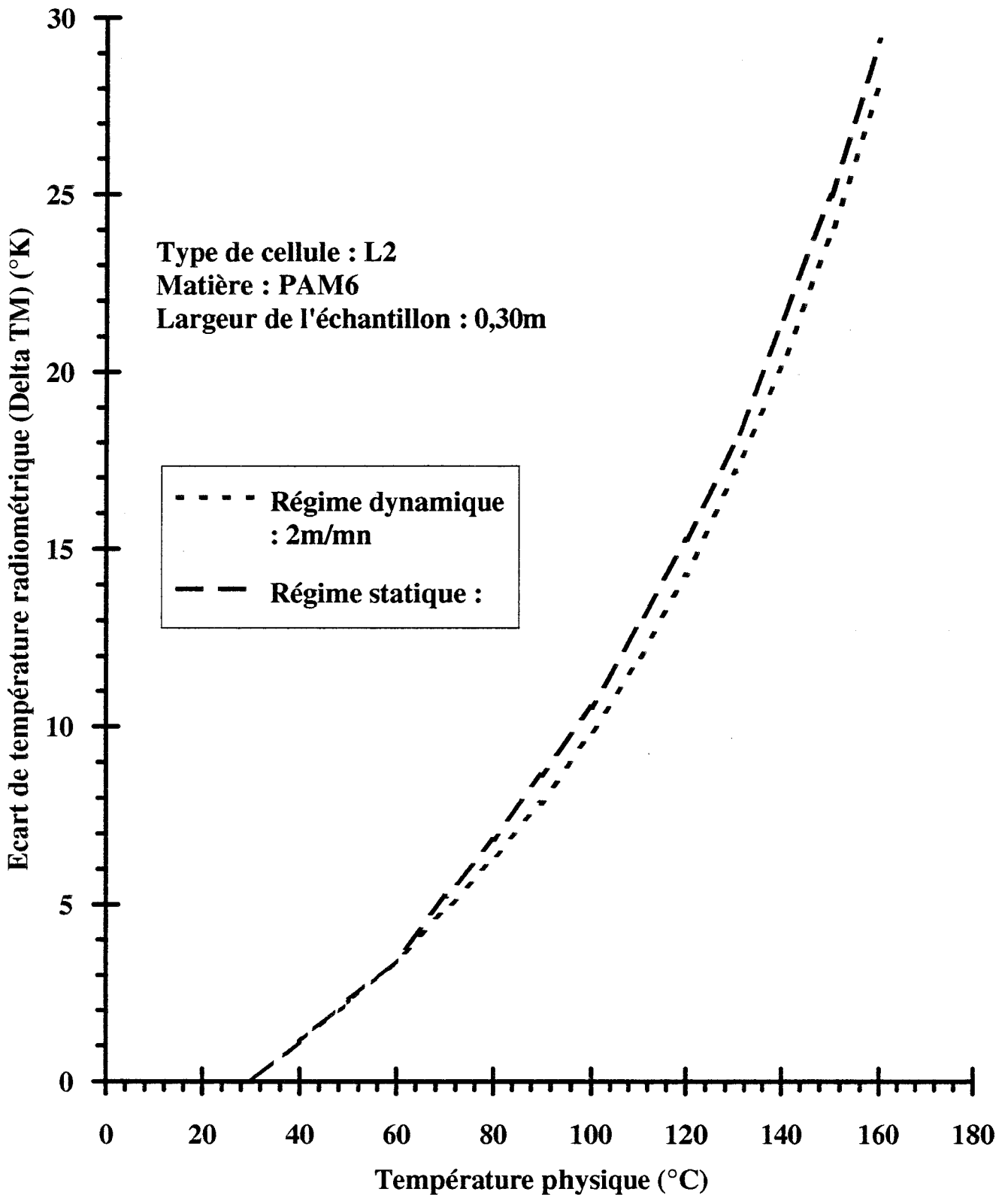


Courbe 3.6

Evolution du coefficient d'atténuation pour différentes épaisseurs de l'échantillon



Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM en fonction du type de régime



3.5.2 - Thermométrie de nappes de fils

Les matériaux en nappe sont ici remplacés par des fils et des brins parallèles disposés perpendiculairement au guide. Le mode opératoire a été décrit au paragraphe 3.3.5.

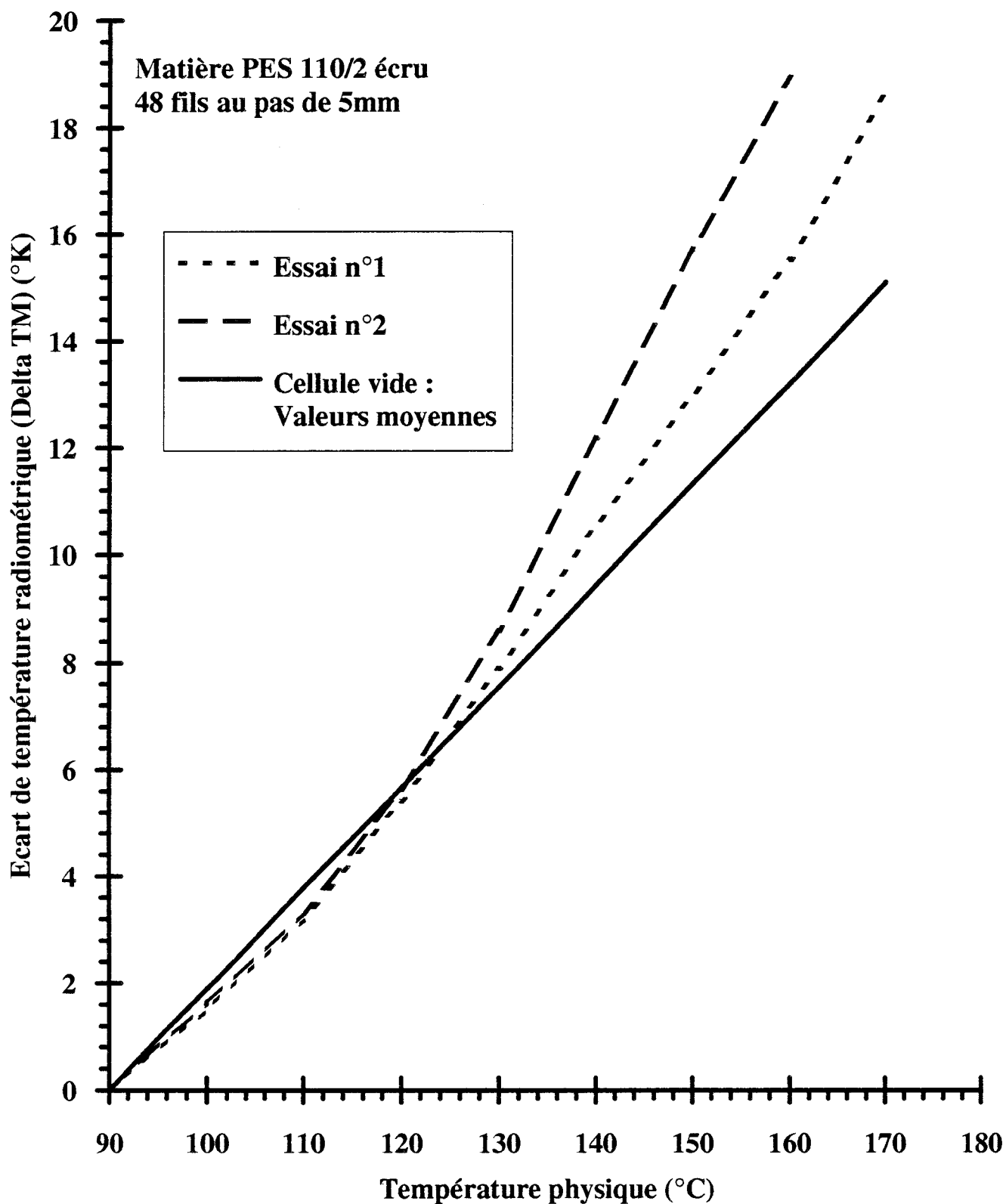
Des essais furent réalisés en régime statique sur 48 fils de polyester (PES) écrus et encollés, puis sur 50 brins de roving.

Les résultats obtenus sont présentés par les courbes 3.9 et 3.10 pour les 48 fils de PES écrus et encollés et la courbe 3.11 pour les 50 brins de roving. Les courbes 3.9 et 3.10 permettent de constater que l'émissivité est particulièrement faible dans le cas du PES. Ceci est notamment dû au coefficient de remplissage de la cellule qui est très faible.

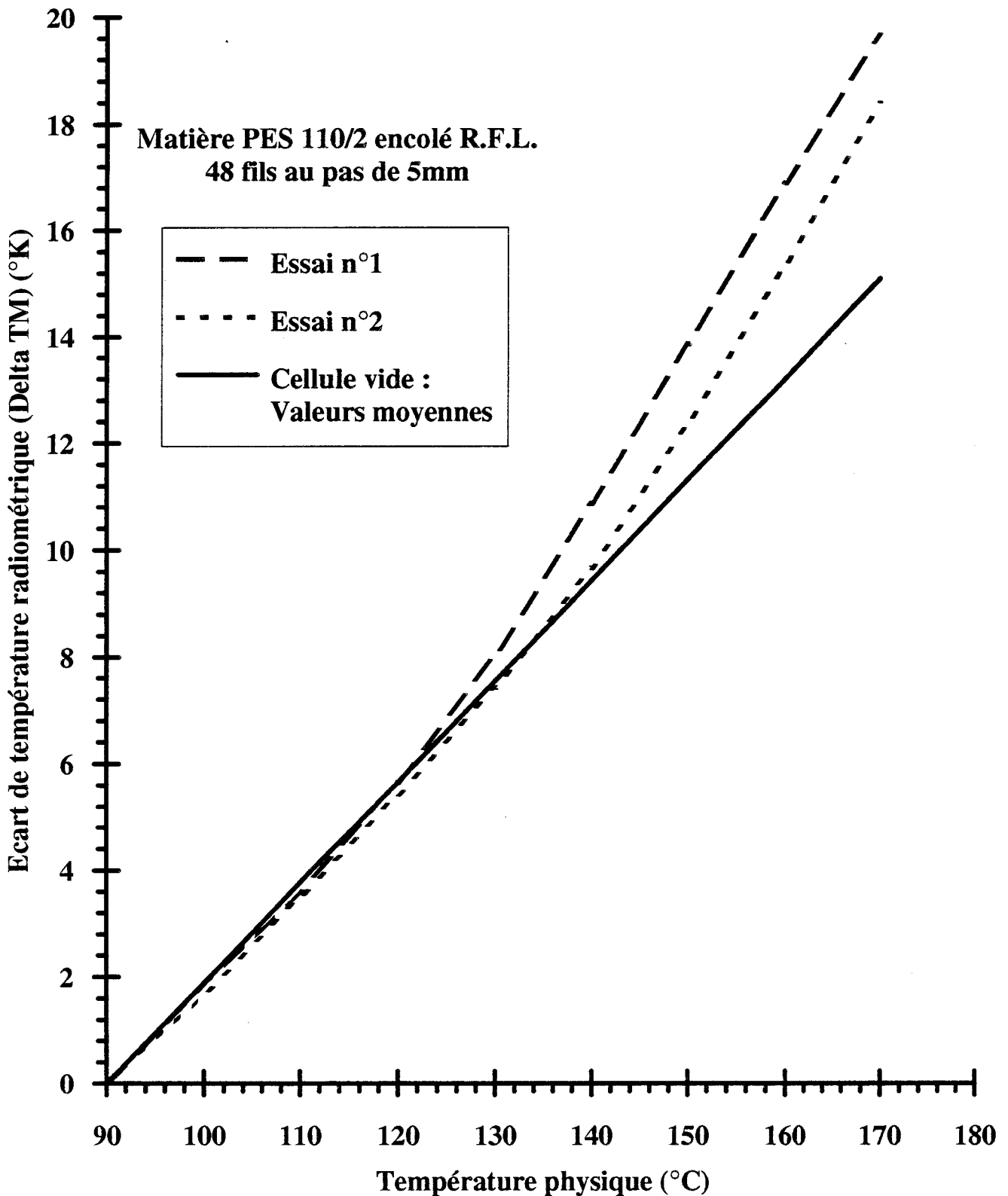
Des essais en régime dynamique furent également effectués sur ces matériaux. La courbe 3.12 correspond aux résultats obtenus pour les fils de PES encollés et la courbe 3.13 pour les brins de roving.

A partir de la courbe 3.12 pour les fils de PES, nous pouvons constater que l'évolution de la température radiométrique de la nappe de fils suit plus rapidement les variations de température du four en régime dynamique qu'en régime statique .

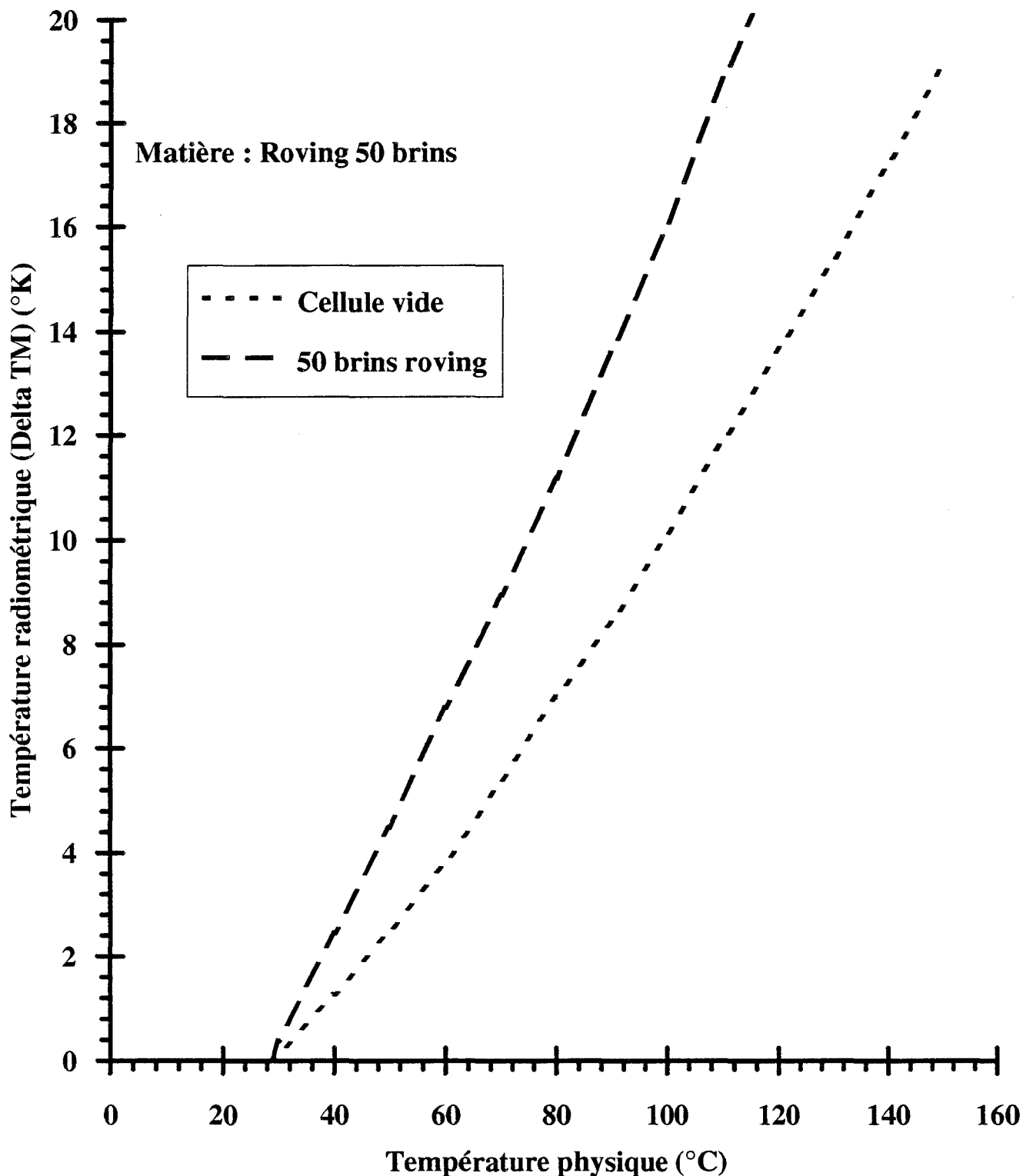
Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM en fonction de la température T



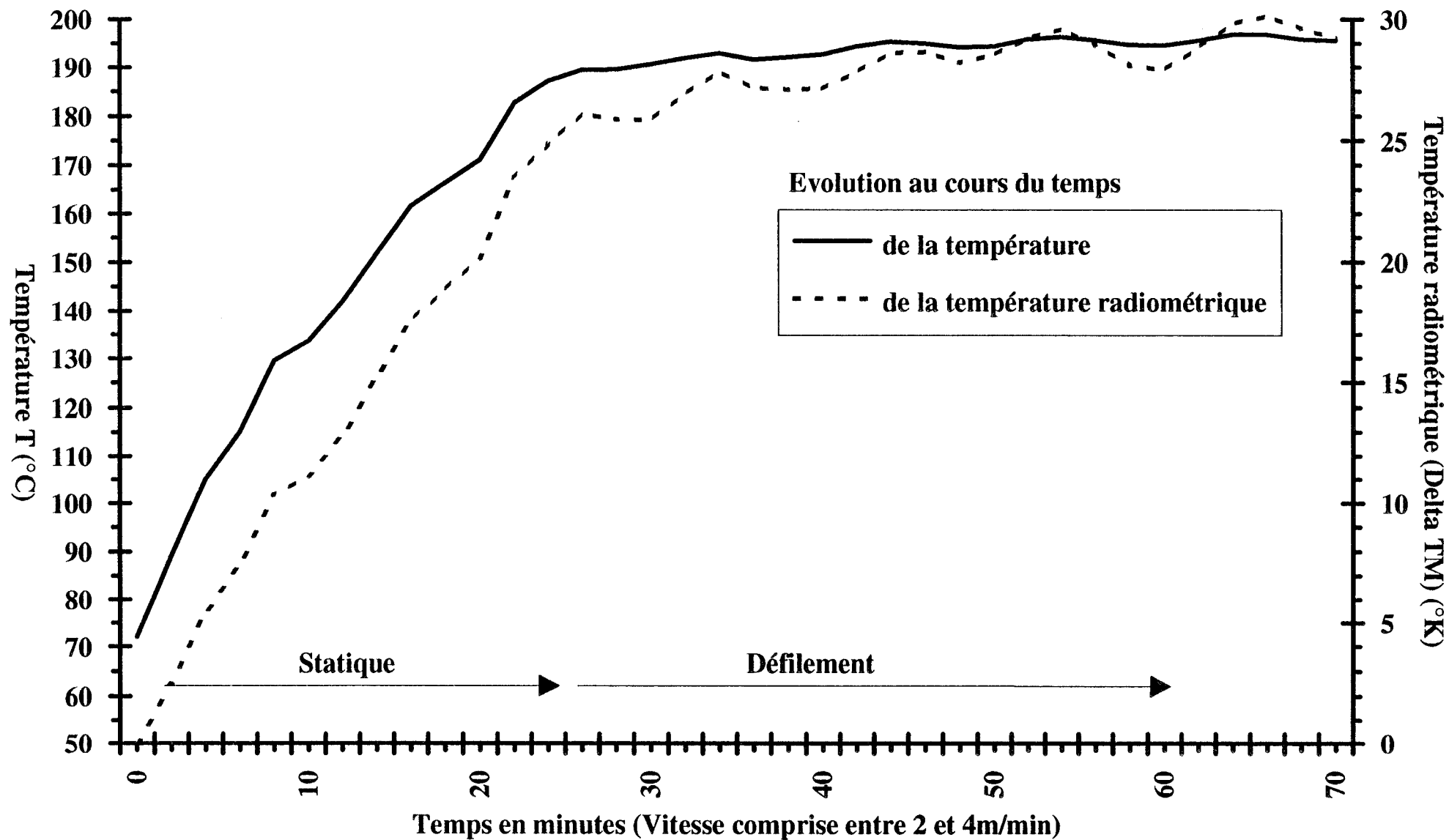
Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM en fonction de la température T



Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM en fonction de la température Essais statiques

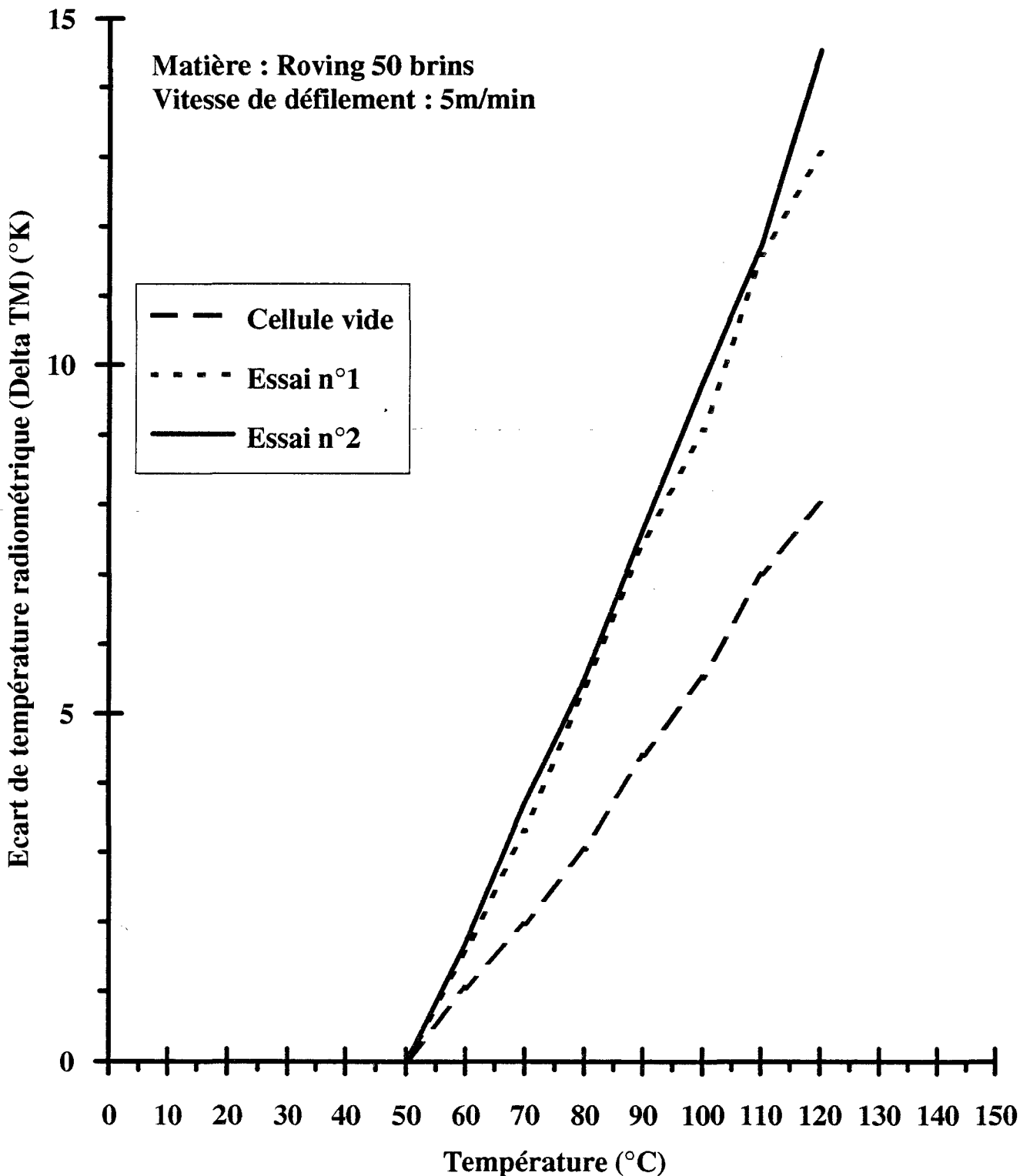


Essais statique puis en défilement sur PES 110/2 encollé R.F.L.



Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM en fonction de la température

Essai dynamique



Courbe 3.13

3.5.3 - Détection de fin de séchage

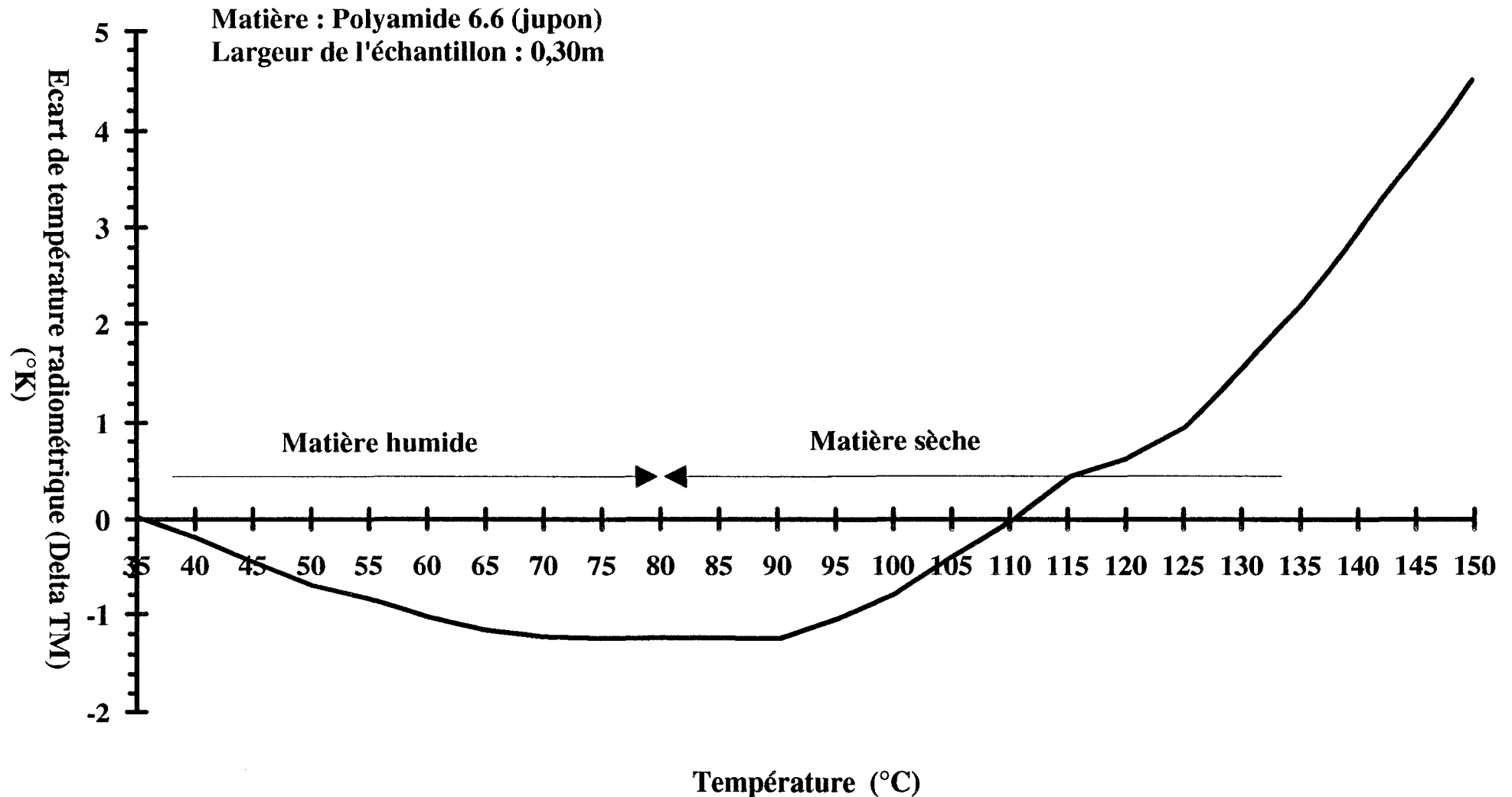
Les essais, cités jusque maintenant, concernent des tissus secs ou hydrophobes. Dans tous les cas, pour un échantillon donné, le signal radiométrique, lié à la fois à la température du matériau et à ses pertes, évolue plus vite avec la température que selon une loi linéaire, l'atténuation du matériau augmentant avec la température.

Si l'on opère sur un matériau hydrophile contenant de l'eau, la nappe chauffée va d'abord voir sa teneur en eau diminuer, conduisant à une décroissance de son absorption, et donc de son émissivité radiométrique. Ce phénomène conduit alors à une décroissance du signal radiométrique, d'autant plus que l'évaporation de l'eau limite l'échauffement du matériau.

Cet effet a été très clairement mis en évidence dans le cas de plusieurs types de tissus et notamment le polyamide (courbes 3.14 et 3.15) qui contient environ 6 % d'eau, à 20°C et pour 65 % d'humidité de l'air. Les essais furent effectués avec un radiomètre dont la température T_r était réglée à environ 30°C. De ce fait, en mode statique, nous n'avons commencé à relever les mesures que lorsque la température du tissu avait atteint 35°C; nous avons affecté la valeur zéro au signal radiométrique correspondant. Ensuite le tissu fut chauffé progressivement conduisant à une augmentation de ΔT . On a constaté une diminution du signal radiométrique d'où une valeur négative de ΔTM , puis un accroissement du signal radiométrique lorsque le tissu fut sec.

Ce phénomène est très intéressant du point de vue industriel, car la détection de fin de séchage est un problème important concernant les économies d'énergie (évite le surséchage) et conditionne la qualité du traitement d'ennoblissement.

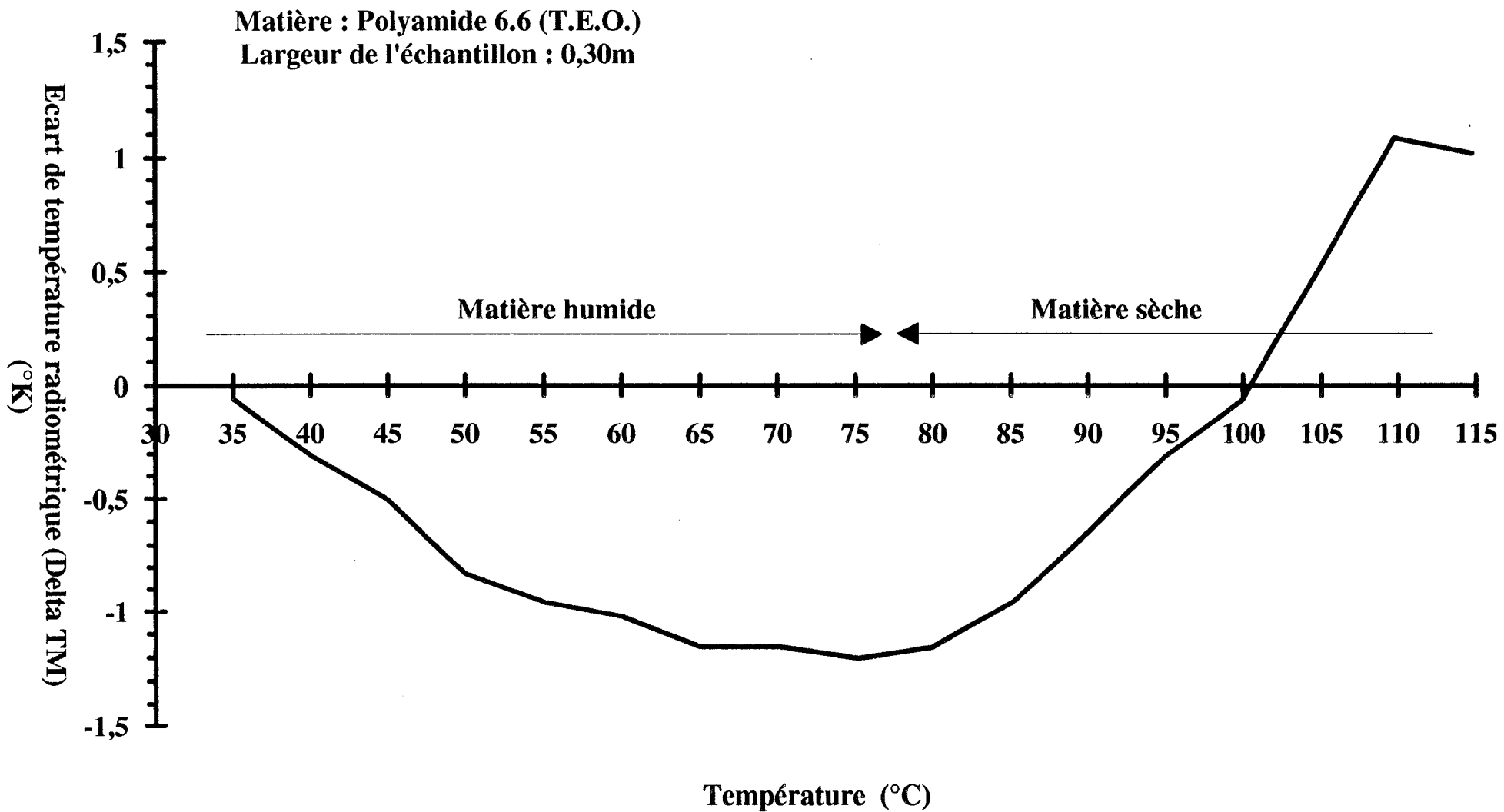
Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM dans le cas d'un tissu présentant initialement un taux d'humidité de 6% (Mesure statique)



Température (°C)

Courbe 3.14

Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM dans le cas d'un tissu présentant initialement un taux d'humidité de 6% (Mesure statique)



Courbe 3.15

3.5.4 - Thermométrie de nappes épaisses

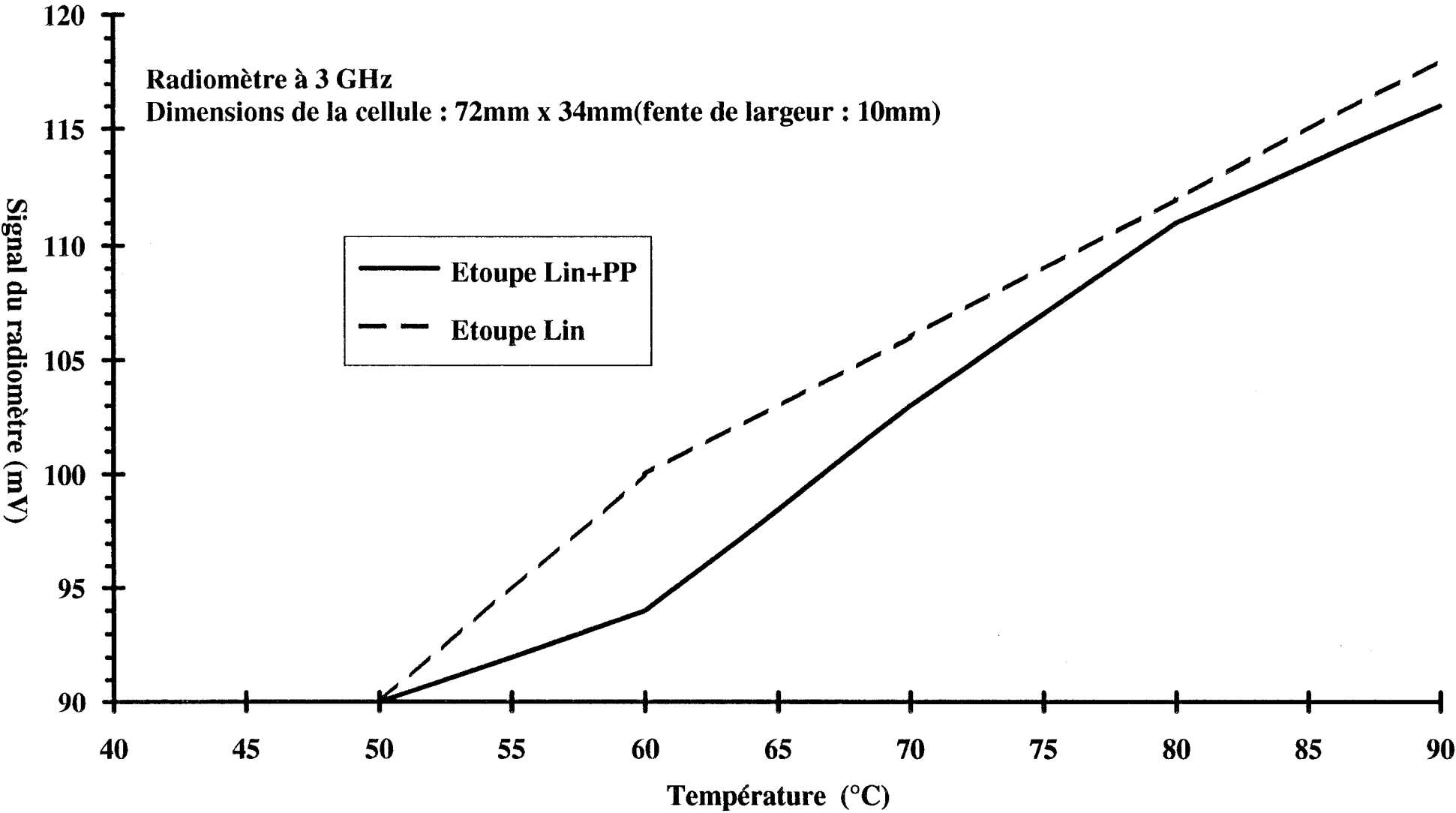
Le problème posé consiste à détecter des fibres étrangères (polypropylène) à l'intérieur d'une nappe d'étoupe de lin dont l'épaisseur est de l'ordre de 1 cm. Dans ce but, nous échauffons le matériau et mesurons le signal radiométrique correspondant. Ce travail a fait l'objet d'un contrat européen [18].

Les essais ont été réalisés sur différentes étoupes contenant une quantité connue de polypropylène.

Du fait de l'épaisseur des échantillons, les cellules bandes X (dimensions 23 mm x 10 mm) ne convenant pas, nous avons été conduits à opérer à une fréquence plus basse (autour de 3 GHz) avec un guide d'onde de dimensions 72 mm x 34 mm, dans lequel on peut ménager des fentes de 10 mm de largeur, sans modifier la propagation du mode TE_{01} .

Ces essais ont montré que l'introduction de polypropylène induit une diminution de l'émissivité (courbe 3.16). Ce résultat peut être dû à la faible absorption du polypropylène comparée à celle du lin. Si ces résultats sont assez peu significatifs, l'expérience acquise peut néanmoins nous servir à répondre à des applications pratiques notamment pour la thermométrie de tapis.

Evolution du signal radiométrique en fonction de la température



Courbe 3.16

3.5.5 - Radiométrie différentielle

La méthode correspondante, décrite au paragraphe 3.3.3, a pour but de comparer le signal radiométrique de la cellule vide à celui de la cellule chargée, dans le but d'éliminer, du moins partiellement, la contribution des pertes de la cellule vide.

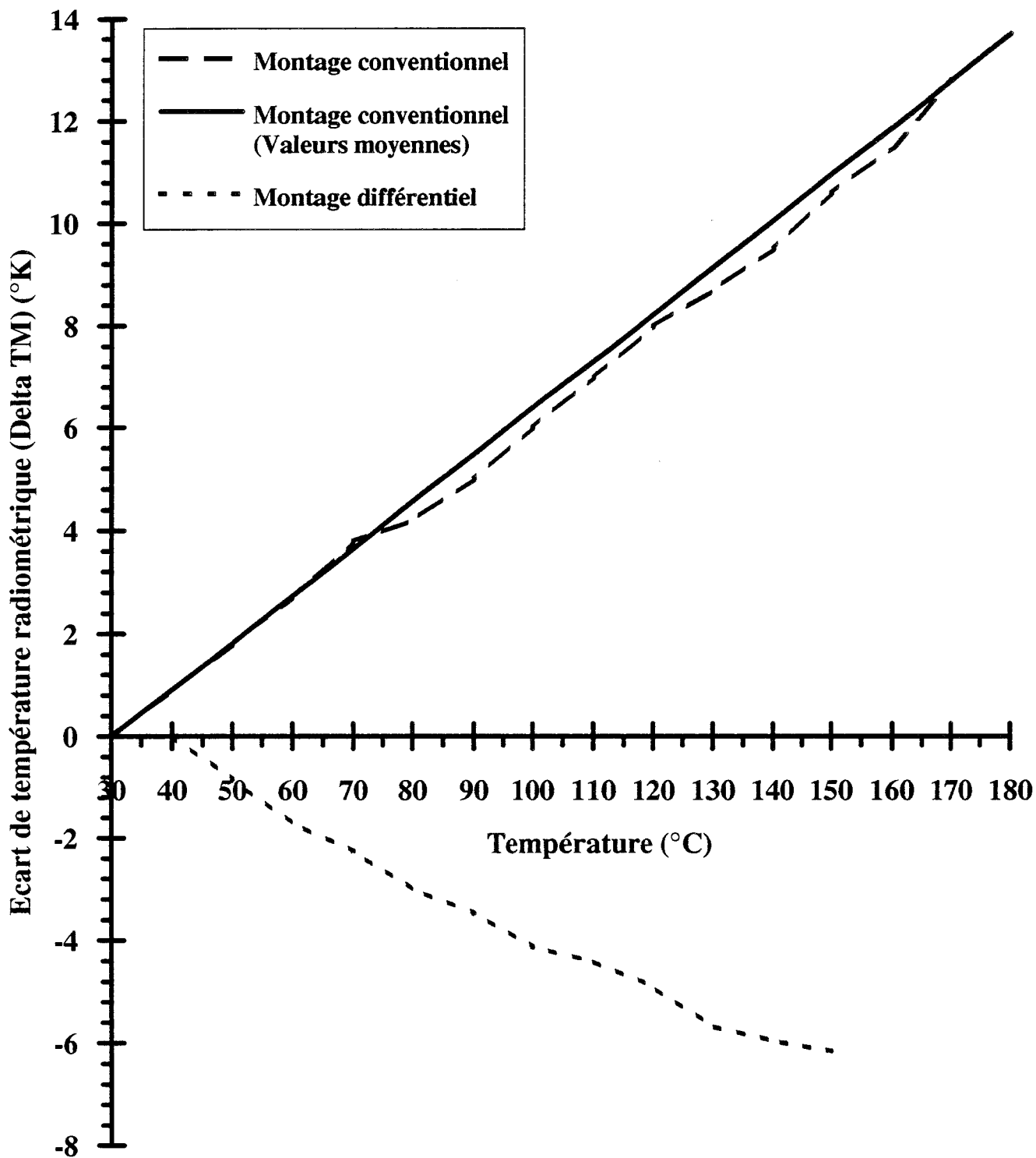
Nous avons d'abord été confrontés au problème de la construction de deux cellules d'émissivités identiques, problème que nous ne sommes pas parvenus à résoudre complètement.

La courbe 3.17 présente les valeurs de ΔTM obtenues dans le meilleur des cas, avec deux cellules vides. En théorie, on devrait obtenir un signal nul quelle que soit la température.

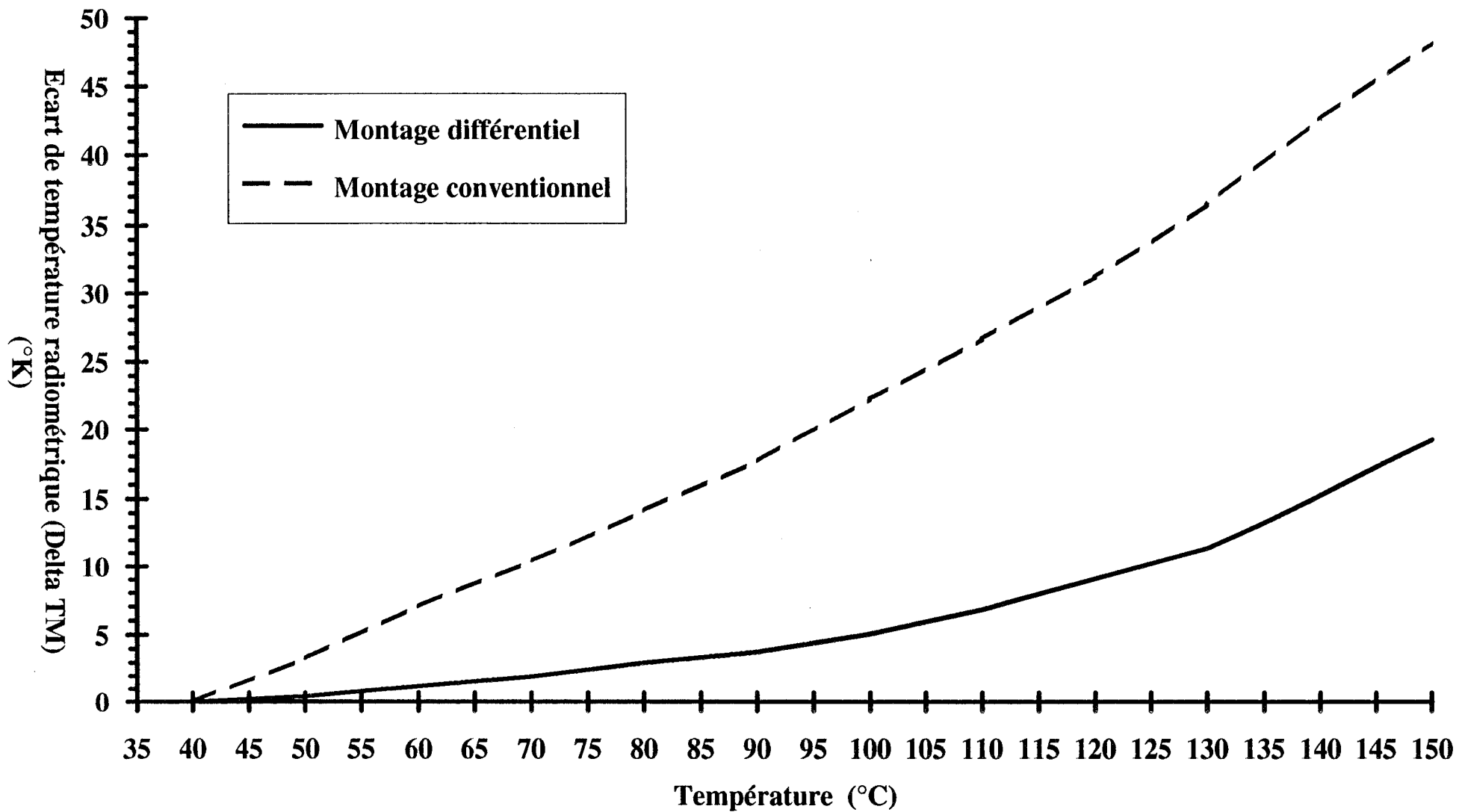
Finalement, les résultats préliminaires obtenus sur un film de polyester laissent penser que la réponse en régime différentiel est nettement plus significative de l'émissivité du matériau que celle obtenue avec un radiomètre conventionnel (courbe 3.18).

Cependant, l'amplitude du signal obtenu en montage différentiel est très inférieure à celle acquise avec la cellule vide seule (montage conventionnel).

Evolution de l'écart de température radiométrique Delta TM Montage différentiel et montage conventionnel Cellules vides



Evolution l'écart de température radiométrique Delta TM Cellule chargée matière Polyester (PES)



courbe 3.18

3.6 - Conclusion

Une étude originale a été menée, démontrant les possibilités de la radiométrie micro-onde pour mesurer la température sans contact de matériaux en nappes (tissus, nappes de fils) mais aussi pour détecter la fin de séchage, problème industriel qui conditionne la qualité du traitement d'ennoblissement.

Ce travail a été distingué par le *Grand Prix Applicata 1988*.

La réalisation pratique de tels capteurs tend actuellement vers une diminution des coûts, compte tenu de l'évolution des technologies micro-ondes : circuits hybrides, composants intégrés en montage de surface (CMS) et intégrés monolithiques (MMIC). Leur développement ne pose pratiquement pas de problèmes.

Cependant l'implantation de la cellule sur la nappe est particulièrement limitée par des contraintes technologiques dans le cas des textiles :

- d'une part, les nappes successives sont reliées entre elles par des coutures dont l'épaisseur est incompatible avec la largeur de la fente de la cellule.
- d'autre part, les nappes textiles sont généralement maintenues de part et d'autre par des chaînes à picots ou à pinces, ce qui interdit l'emploi du type de cellule que nous avons décrit.

CONCLUSION

Ce travail concerne l'exploitation d'une cellule guide d'onde dans la définition de capteurs destinés au contrôle non destructif par micro-ondes de matériaux textiles en nappes.

Ce type de cellule a par ailleurs déjà été largement exploité pour des procédés de chauffage de matériaux en nappe. Il est ici étudié dans d'autres buts. Le contrôle non destructif conduit notamment à une mesure de la permittivité et des paramètres géométriques de la nappe. Cette opération s'effectue par une méthode active basée sur une mesure de la transmission par la cellule d'un signal micro-onde monochromatique généré par une source de faible puissance.

La thermométrie sans contact et la détection de fin de séchage par une méthode passive (radiométrie) est basée sur la mesure du bruit thermique de la partie de la nappe transitant dans la cellule. A la différence de la méthode active, celle-ci ne nécessite aucune source micro-onde.

Dans le premier chapitre, une étude bibliographique permet de faire le point sur les équations caractéristiques d'un guide rectangulaire partiellement chargé par un diélectrique et de rappeler les méthodes de résolution qui sont à l'origine de mesures de permittivité.

Dans un deuxième chapitre, une étude expérimentale basée sur la mesure du déphasage produit par un échantillon permet de déterminer la permittivité dans le cas de matériaux sans pertes, à partir des méthodes citées au premier chapitre. Comparés à ceux de la littérature, les résultats obtenus sont satisfaisants. Nous mentionnons aussi la possibilité de concevoir un capteur industriel de faible coût, destiné aux matériaux en nappe qui devrait faire l'objet de développements industriels ultérieurs.

Le troisième chapitre traite d'un procédé particulièrement original, la thermométrie sans contact des nappes par radiométrie micro-onde.

La présentation du principe, basé sur la mesure du bruit thermique d'un matériau dissipatif est suivi d'une description des essais réalisés avec un pilote industriel.

Ces études se sont avérées très positives. En effet, outre le procédé de thermométrie initialement envisagé, il est également possible de détecter la fin de séchage d'un matériau hydrophile, une information particulièrement intéressante en vue d'économies d'énergie et d'optimisation des traitements d'ennoblissement.

Cependant, certaines de ces applications sont actuellement limitées par des contraintes technologiques liées aux possibilités du couplage cellule de mesure - matériau. Néanmoins, ce travail constitue une approche originale concernant l'utilisation de Nouvelles Applications des Micro-ondes, en vue de définir des procédés concernant le contrôle des matériaux en nappe et leurs traitements. Ainsi il ouvre la voie à des procédés encore pratiquement inutilisés à ce jour.

La compréhension des phénomènes physiques et la proposition de systèmes relativement simples, tels que ceux proposés dans ce mémoire, sont des éléments positifs en vue de nouvelles applications.

Bibliographie

Références bibliographiques

- [1] R.E. Collin
Field Theory of Guided Waves, McGraw-Hill Book Company,
New York, 1960.
- [2] K.S. Champlin and D.B. Armstrong
Explicit forms for the conductivity and permittivity of bulk semi
conductors in waveguides
Proceeding I.R.E. 50 (p. 232), 1962.
- [3] S.M. Wu ; E. Bridges and K.C. Kao
Microwave complexe permittivities of Si and Ga As semi
conductors in the presence of high steady electric fields.
Int. J. Electronics Vol 31, n° 3 (p. 233-241), 1971.
- [4] H.G. Maier
Frequenz 24 (p. 303-307), 1970.
- [5] D.C. Dube and R. Natarajan
Determination of dielectric parameters of films at microwave
frequencies.
J. Appl. Phys. 44 (p.4927-4929), 1973.
D.C. Dube and R. Natarajan
Measurement of the permittivity of films at microwave
frequencies.
Journal of Physics E : Scientific Instruments - Vol. 7 (p. 256-
257), 1974.

- [6] A.R. Von Hippel
(ed.) : Dielectric Materials and Applications (New York, Wiley)
chap. 4
1954 and 1961
- [7] J. Watkins ; D. Brown
Electronic Letter 5 (p. 243-244), 1969..
- [8] K.P. Ivanov and .M. A. Tsankov
Proc. IMEKO Symp. Microwave Measurement (Budapest :
IMEKO) (p. 179-194).
1972.
- [9] R.A. York and R.C. Compton
An automated method for dielectric constant measurements of
microwave substrats.
Microwave Journal (p. 115-122), March 1990.
- [10] M.W. Gunn and J. Brown
Proceeding I.E.E. 112 (p. 463-468), 1965.
- [11] G. Raoult
Les Ondes Centimétriques. Edition Masson, 1958.
- [12] Mathcad 4,0
Logiciel édité par Mathsolt Inc. 201 Broadway Cambridge
Massachusetts
02 139 U.S.A.

- [13] T. Lasri ; B. Dujardin ; Y. Leroy
Microwave sensor for moisture measurements in solid material.
I.E.E. Proceedings-H, Vol. 138, N° 5, October 1991.
- [14] T. Lasri
Conception et expérimentation d'un capteur micro-ondes destiné
à la mesure d'humidité.
Thèse - Université de Lille, 1992.
- [15] Y. Leroy
Radiométrie et thermographie micro-onde (T.M.O.). - Technique
de l'Ingénieur - Mesures thermiques - 1987.
- [16] ITF-Lyon - Rapport final - Appel d'offres D.G.R.S.T. : "Capteurs"
Décision d'aide 82 V 00661.
Mesure de température sans contact d'un matériau plan en
défilement par thermométrie ou radiométrie micro-onde, 1986.
- [17] Y. Leroy ; J.C. Van de Velde ; A. Mamouni ; J.F. Rochas ; B.
Meyer
Thermométrie de matériaux en nappe par radiométrie micro-onde.
- Onde électrique - Vol. 67 - N° 1/67 - Janv. 87.
- [18] Programme de recherche ITF : contrat PGRA/EN/1095 - Mise au
point de matières premières améliorées pour l'ameublement, à
base de fibres courtes de lin exemptes de corps étrangers et de
polluants tels que le polypropylène - Mars 1990.
- [19] F.T. Ulaby et Al
"Microwave remote sensing" - Vol. 1, Chap. 4 - Addison, Wesley
Publishing Company 1981.

- [20] B. Epsztein ; Y. Leroy ; J. Vindevoghel ; E. Constant
Industria, scientific and medical (I.S.M.) applications of
microwaves present and prospective.
The microwave engineering Handbook : Vol. 3 - Chap. 7 (pages
501-509).
- [21] A. Mamouni ; J.C. Van de Velde ; B. Bocquet ; Y. Leroy ; J.C.
Sainson
Radiométrie micro-onde. Imagerie et capteur.
L'onde Electrique - Vol. 70 - N° 4 (pages 24-28) Juillet/Août
1990.
- [22] Y. Leroy ; J.C. Van de Velde ; J.C. Sainson ; R. Ringot
Rapport final sur l'exécution du programme d'innovation - Procédé
thermométrique par radiométrie micro-onde applicable à un tissu
textile anhydre et hydraté. Contrat ANVAR : A.860.91.29 N -
Mars 1988
- [23] Y. Leroy ; J.C. Van de Velde ; A. Mamouni ; B. Meyer ; J.F.
Rochas:
Contactless thermometry of a textile web by microwave
radiometry
XVI European Microwave - September 1986 - Dublin.
- [24] J.C. Sainson ; B. Meyer ; Y. Leroy ; J.C. Van de Velde
Application de la radiométrie micro-onde à l'Industrie Textile.
35ème Journées Nationales Micro-onde. - 22-23-24 juin 1987 -
Université de Nice.

- [25] J.C. Sainson ; Y. Leroy ; J.C. Van de Velde
Radiométrie micro-onde appliquée à l'Industrie Textile.
T.E.C. 88 - 12 au 15 octobre 1988 - Grenoble.
- [26] J.C. Sainson ; J.C. Van de Velde
Application de la Radiométrie Micro-onde destinée à l'Industrie Textile.
1er prix au "*Grand Prix Applicata 88* - Octobre 1988 - Lille.
- [27] J.C. Sainson ; Y. Leroy ; J.C. Van de Velde
Mesure de température sans contact par radiométrie micro-onde.
Journées INNOVELECT 89 - 26 janvier 1989 - Maison des Professions à Marcq en Baroeul.
- [28] J.C. Sainson
La Radiométrie Micro-onde appliquée aux traitements thermiques.
L'Industrie Textile n° 1202 - septembre 1989.
- [29] J.C. Sainson
La Radiométrie Micro-onde appliquée aux Textiles à Usages Techniques.
Bourse de Technologies - Les textiles à usages techniques - 26 et 27 mars 1991 - Lille.
- [30] J.C. Sainson
Mesures de température de nappes sans contact par Radiométrie Micro-onde.
6ème Congrès International de Métrologie - 19-20-21 octobre 1993 - Lille.

[31] M De Pourcq ; H Tromp ; W. Van Loock

Accurate, Automatic Measurement of Arbitrary Propagation Constants.

10th European Microwave 8-11th September 1980 Warszawa, Poland.

[32] M De Pourcq ; C. De Wagter ; H Tromp ; W. Van Loock

Automatic Measurement of the permittivity of Film and Seet Materials.

Microwave Power Symposium - IOWA (USA) 1980

ANNEXES

Annexe 1 :

Démonstration des équations (1.2) et (1.3) (d'après [1])

Les conditions aux limites des équations de Maxwell imposent que les composantes du champ électrique tangentielle aux parois du guide soient nulles, c'est à dire en $x=0, x=a$ et $y=0, y=b$ Ainsi, l'équation (1.1a) du champ électrique implique que $\psi_h(x, y)$ soit de la forme:

$$\psi_h(x, y) = f(x) \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right)$$

Avec m : nombre entier.

et $f(x)$: une fonction de x .

d'après l'équation (1.c) : $\nabla_t^2 \psi_h + [\gamma^2 + \epsilon_r(x)k_0^2] \psi_h = 0$

$$\text{Soit : } \frac{\delta^2 \psi_h(x, y)}{\delta^2 x} + \frac{\delta^2 \psi_h(x, y)}{\delta^2 y} + [\gamma^2 + \epsilon_r(x)k_0^2] \psi_h(x, y) = 0$$

$$\text{Or : } \frac{\delta^2 \psi_h(x, y)}{\delta^2 x} = f''(x) \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right)$$

$$\text{et } \frac{\delta^2 \psi_h(x, y)}{\delta^2 y} = -f(x) \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right)$$

$$\text{D'où : } f''(x) + \left[\gamma^2 + \epsilon_r(x)k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 \right] f(x) = 0$$

Dont une solution est :

$$f(x) = A \sin\left(x \sqrt{\gamma^2 + \epsilon_r(x)k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2}\right) \quad \text{avec } A \text{ une constante.}$$

La solution de l'équation (1c) est donc :

$$\psi_h(x, y) = A \sin \left(x \sqrt{\gamma^2 + \varepsilon_r(x) k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2} \right) \times \cos \left(\frac{m\pi y}{b} \right)$$

avec

$$\varepsilon_r(x) = \begin{cases} 1 & 0 \leq x \leq d \\ \varepsilon_r & d \leq x \leq a \end{cases}$$

C'est à dire :

$$\psi_h(x, y) = \begin{cases} A \sin \left(x \sqrt{\gamma^2 + k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2} \right) \times \cos \left(\frac{m\pi y}{b} \right) & 0 \leq x \leq d \\ B \sin \left((a-x) \sqrt{\gamma^2 + \varepsilon_r k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2} \right) \times \cos \left(\frac{m\pi y}{b} \right) & d \leq x \leq a \end{cases}$$

Avec A et B : constantes d'amplitude pour respectivement la partie vide du guide et celle contenant le diélectrique.

Etant donné que $\gamma^2 + \varepsilon_r k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2$ et $\gamma^2 + k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2$ ont des dimensions de nombres d'ondes, posons :

$$\begin{cases} h^2 = \gamma^2 + k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 & 0 \leq x \leq d \\ l^2 = \gamma^2 + \varepsilon_r k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 & d \leq x \leq a \end{cases}$$

Ainsi h et l sont respectivement les nombres d'ondes pour la partie vide du guide et celle contenant le diélectrique.

$$\text{D'où : } \gamma^2 = l^2 + \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 + \varepsilon_r k_0^2 = h^2 + \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 + k_0^2$$

Ainsi la solution de l'équation (1c) est

$$\Psi_h(x, y) = \begin{cases} A \sin(xh) \times \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right) & 0 \leq x \leq d \\ B \sin((a-x)l) \times \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right) & d \leq x \leq a \end{cases}$$

avec

$$\gamma^2 = l^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + \varepsilon_r k_0^2 = h^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + k_0^2$$

A et B ; h et l respectivement les constantes d'amplitude et nombres d'ondes pour la partie vide et le diélectrique du guide.

Annexe 2 :

Démonstration des équations (1.8) (1.9)

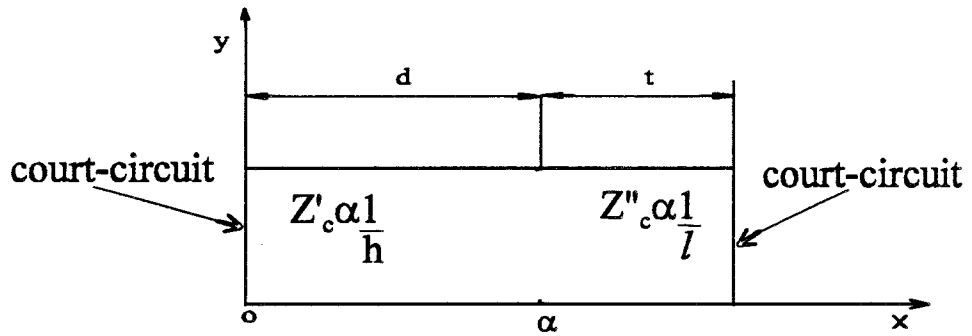


Fig 1.2

Lignes de transmission équivalentes à un guide d'onde chargé vu selon l'axe Ox .

Z'_c et Z''_c : impédances caractéristiques équivalentes des deux sections de ligne.

1° Equation (1.8)

Pour $x = d$ l'impédance d'entrée est égale à : $Z(x = d) = j l^{-1} \tan(lt)$

D'après l'équation (1.7) on a:

$$Z(x) = -j\omega\mu_0 \frac{\Psi_h}{\delta\Psi_h/\delta x}$$

avec

$$\Psi_h = \begin{cases} A \sin(hx) \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right) & 0 \leq x \leq d \\ B \sin(l(a-x)) \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right) & d \leq x \leq a \end{cases}$$

Donc:

$$\frac{\delta\psi_h}{\delta x} = \begin{cases} Ah \cos(hx) \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right) & 0 \leq x \leq d \\ -Bl \cos(l(a-x)) \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right) & d \leq x \leq a \end{cases}$$

d'où:

$$Z(x) = j\omega\mu_0 \begin{cases} -h^{-1} \tan(hx) & 0 \leq x \leq d \\ l^{-1} \tan(l(a-x)) & d \leq x \leq a \end{cases}$$

Ainsi pour $x = d$ on a :

$$\begin{aligned} Z(d) &= -j\omega\mu_0 h^{-1} \tan(hd) = j\omega\mu_0 l^{-1} \tan(l(a-d)) \\ &= j\omega\mu_0 l^{-1} \tan(lt) \end{aligned} \quad (1.6)$$

2°) Equation (1.9)

Pour $x = 0$ l'impédance d'entrée est égale à :

$$Z_{in} = \frac{1}{h} \times \frac{j l^{-1} \tan(lt) + j h^{-1} \tan(hd)}{h^{-1} - l^{-1} \tan(lt) \tan(hd)}$$

D'après l'équation (1.8) on a:

$$\text{Pour } x = d \quad Z(d) = j l^{-1} \tan(lt)$$

Donc pour $x = 0$ soit $x = d - d$ on a

$$\begin{aligned} Z(d) &= j h^{-1} \tan(hd - hd) \\ &= j h^{-1} \frac{\tan(hd) - \tan(hd)}{1 + \tan^2(hd)} \end{aligned}$$

D'après l'équation (1.6) on a:

$$h \tan(lt) = -l \tan(hd)$$

$$\text{soit :} \quad \tan(hd) = -l^{-1} h \tan(lt)$$

$$Z(x = d - d) = Z(x = 0) = jh^{-1} \frac{\tan(hd) + l^{-1}h \tan(lt)}{1 - l^{-1}h \tan(hd) \tan(lt)}$$

D'où :

$$= jh^{-1} \frac{h^{-1} \tan(hd) + l^{-1} \tan(lt)}{h^{-1} - l^{-1} \tan(hd) \tan(lt)}$$

Annexe 3 :

Proposition d'une méthode de mesure simplifiée de la permittivité d'un matériau en nappe.

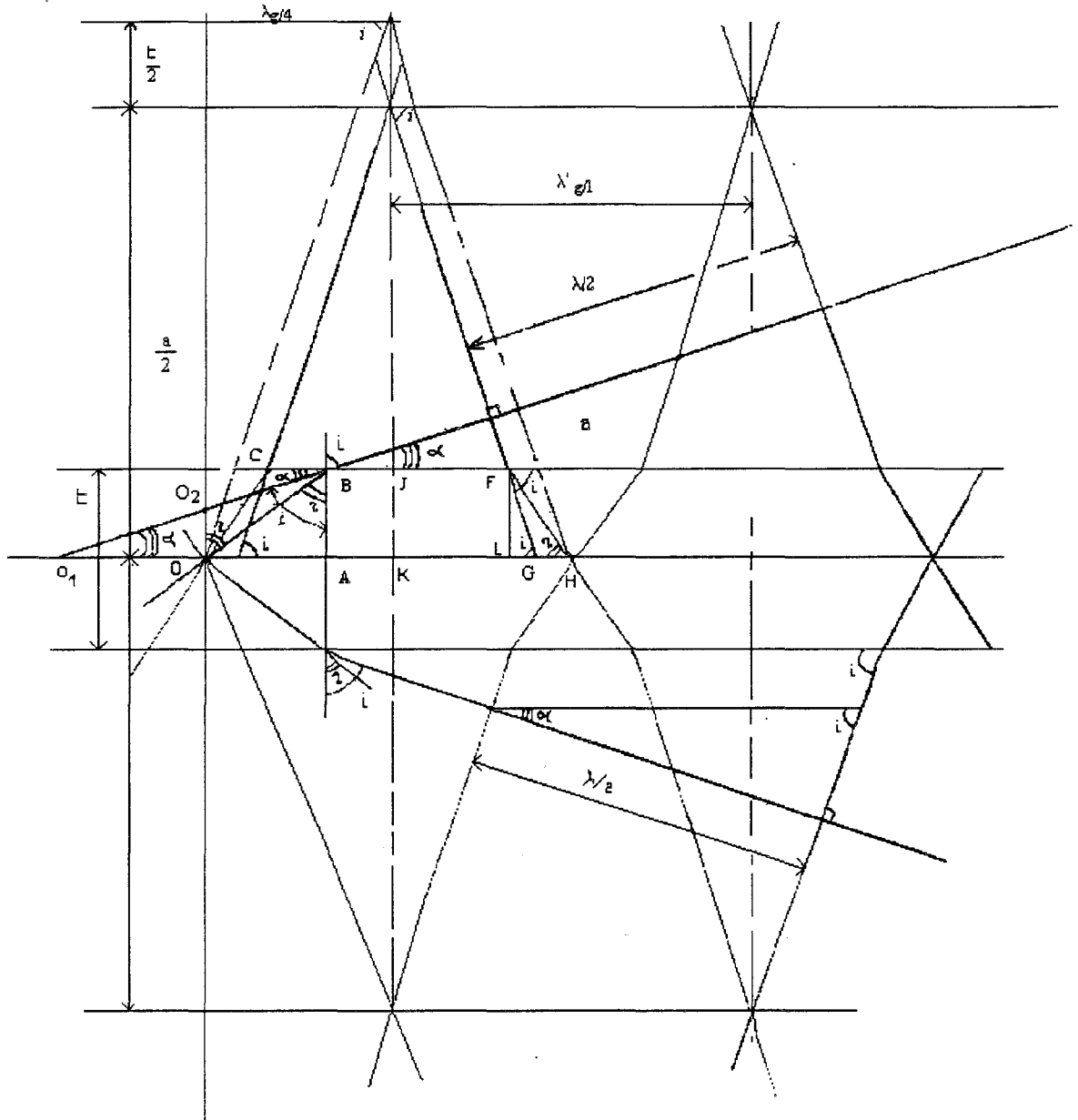
Il est bien connu qu'un mode guidé TE_{01} est assimilable à la composition de deux ondes TEM synchrones se propageant selon deux directions de propagation symétriques par rapport à l'axe du guide [11]. Cette méthode est extrapolée au cas de la structure guidée que nous traitons dans cette thèse, mais le raisonnement implique plusieurs hypothèses simplificatrices.

Notamment, nous assimilons la propagation du mode TE_{01} à l'intérieur d'un guide à celle des rayons lumineux en optique géométrique. Nous supposons, en première approximation, que la variation d'indice entre l'air et le matériau provoque une réfraction du rayon, mais pas de réflexion. Par ailleurs, notre modèle considère que seul le mode fondamental TE_{01} existe, c'est-à-dire la non-présence de modes supérieurs. De plus, nous négligeons aussi les effets pouvant apparaître aux extrémités correspondant à l'entrée et la sortie de la cellule de mesure.

Ces hypothèses furent également considérées dans les différentes méthodes citées au premier chapitre. Il apparaît donc que si cette méthode peut s'appliquer, elle ne peut concerner que des matériaux d'épaisseur très mince, présentant de faibles pertes et de faibles permittivités.

Il convient de noter que ces conditions correspondent néanmoins à un grand nombre de matériaux rencontrés dans l'Industrie Textile et notamment pour les tissus à usages techniques qui nécessitent une parfaite maîtrise de leur process et donc de nombreux moyens de contrôle.

Ces conditions correspondent aux équations (1-17a) et (1-17b) du premier chapitre.



La figure ci-dessus résume ces remarques, avec :

a le grand côté du guide

t l'épaisseur du matériau

λ_0 la longueur d'onde en propagation libre, tel que $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \omega(\mu_0\epsilon_0)^{\frac{1}{2}}$

λ_g la longueur d'onde guidée à vide, tel que $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_g}$

λ_g' la longueur d'onde guidée en charge, tel que $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g'}$

Nous appliquons la loi de *Descartes* à la réfraction du signal à l'interface air-matériau située à l'intérieur du guide.

$$\sin(i) = n \sin(r)$$

avec n l'indice de réfraction du matériau.

Etant donné les conditions restrictives mentionnées précédemment, on a :

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \approx \epsilon_r' = n^2 \text{ car } \epsilon_r'' \ll \epsilon_r'$$

D'après la figure, on déduit les relations :

$$\operatorname{tg}(i) = 2 \times \frac{a+t}{\lambda_g'}$$

$$\frac{1}{\operatorname{tg}(r)} = \frac{1}{t} \left[\frac{\lambda_g'}{2} - \frac{a-t}{\operatorname{tg}(i)} \right]$$

Ainsi, la mesure du déphasage généré par l'introduction d'un matériau de longueur et d'épaisseur connues à l'intérieur du guide d'onde selon la figure, permet de déterminer λ_g' . On détermine ensuite ϵ_r' en appliquant les quatre relations établies ci dessus.

Cette méthode pourrait aussi permettre de déterminer les pertes du matériau à partir de mesures d'atténuation à condition que les réflexions sur l'entrée et la sortie de la cellule, ainsi que les éventuels effets de réflexions multiples, soient négligeables.

Etant donné que les résultats obtenus par cette méthode sont très approchés, ceux-ci pourraient être les données initiales pour une méthode plus rigoureuse itérative telle que celle de *Newton - Raphson*, proposée par *Wu ; Bridges et Kao* [3].

RESUME

Ce mémoire décrit de nouvelles applications des micro-ondes en vue de définir des procédés originaux de contrôle non destructif intéressant l'industrie textile, les industries du plastique et du papier.

Ces applications concernent :

- d'une part la caractérisation électrique des matériaux en nappe, la détermination de la géométrie et la mesure de teneur en eau à partir du coefficient de transmission d'un signal micro-onde.
- d'autre part, la thermométrie sans contact des tissus à partir de la mesure des signaux du bruit thermique au moyen d'un radiomètre micro-onde (travail distingué par le *Grand Prix Applica 1988*). Ce même procédé permet par ailleurs de déceler la fin du séchage du matériau.

Les deux procédés emploient le même type de cellule, constituée d'un guide d'onde standard, sur lequel on a ménagé des fentes dans les parties centrales des deux grands côtés du guide.

Ce travail rappelle d'abord les résultats antérieurement obtenus au moyen de ce type de cellule. Il décrit ensuite plusieurs procédés originaux qui ont été expérimentés et ont démontré l'intérêt de ces techniques appliquées à l'industrie textile, notamment pour le contrôle des procédés d'ennoblissement et les économies d'énergie. Ce travail ouvre ainsi de nouvelles perspectives de développement des capteurs micro-ondes, compte tenu des progrès récents dans la conception des systèmes micro-ondes.

MOTS CLES

Capteurs micro-ondes ; Contrôle non destructif ; Matériaux en nappe ; Radiométrie, Thermométrie sans contact ; Textiles.

