

N° d'ordre : 997

50376  
1982  
103

50376  
1982  
103

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR 3<sup>ème</sup> CYCLE**

**SPECIALITE : GENIE ELECTRIQUE**

par

Didier LECLERCO

**CARACTERISATION DES TRANSFERTS THERMIQUES  
PAR ANALYSE DE LA REPONSE EN FREQUENCE.**



Soutenu le 5 novembre 1982 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM.	G. SEGUIER	Président
		P. THERY	Rapporteur
		A. LEBRUN	Examineur
		G. DAWANCE	Invité
		J.P. MARIE	Invité



## S O M M A I R E

INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE I : TRANSFERT D'ENERGIE THERMIQUE DANS LES MILIEUX DE DIMENSIONS FINIES EN REGIME SINUSOIDAL.	
I - Milieu semi-infini .....	8
II - Représentation matricielle des transferts thermiques dans un matériau homogène de dimensions finies .....	13
III - Milieu de dimensions finies .....	15
IV - Application. Calcul de la perturbation due à la présence d'un capteur disposé sur la surface d'un matériau de dimensions finies .....	19
V - Caractéristique de transfert de chaleur dans un matériau bicouche en régime sinusoïdal.....	20
VI - Perturbation introduite par un capteur disposé sur la surface d'un milieu de dimensions finies.....	25
VII - Analyse du transfert de flux thermique à travers un échantillon homogène.....	28
VIII - Transfert de chaleur dans un matériau bicouche .....	32
IX - Perturbations introduites par les capteurs de flux disposés de part et d'autre de l'échantillon .....	33
CHAPITRE II - GENERATEURS DE FLUX ET DE TEMPERATURE.	
I - Principe .....	37
II - Description des éléments du système asservi	
A - Les capteurs de température et l'interface électronique ..	38
B - Les capteurs de flux thermique .....	42
III - Source de température imposée. Etude et réalisation .....	47
IV - Source idéale de flux thermique. Etude et réalisation .....	55
V - Asservissement de la température de surface .....	63

## CHAPITRE III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - Description et analyse de la chaine de mesures et de traitement	
A - Description de la chaine de mesures.....	67
B - Conception et réalisation d'un programme de gestion adapté à la chaine de mesures .....	69
II - Caractérisation des capteurs	
A - Mesure de la sensibilité des capteurs de flux .....	71
B - Mesure de la résistance thermique des capteurs. Evaluation de la résistance thermique d'un contact silicone 13 x 13,5 cm <sup>2</sup> .	74
C - Détermination de la capacité thermique des capteurs .....	77
III - Relevés automatiques de réponses en fréquence	
A - Analyse de fonctionnement de la chaine de mesures .....	82
B - Mesure des amplitudes et déphasages entre grandeurs thermiques en régime sinusoïdal lentement variable .....	84
C - Mesure de la variation en fréquence de l'impédance thermique d'un matériau disposé sur un puits.....	89
D - Mesure de la variation en fréquence de la fonction de transfert en flux .....	93
IV - Oscillateur thermique .....	101
CONCLUSION .....	111
ANNEXES .....	114
BIBLIOGRAPHIE .....	116



Les échanges thermiques provoqués par des variations de température sont continus dans notre environnement. La surface de la terre est périodiquement réchauffée et refroidie ; dans l'industrie, on trouve couramment des dispositifs accumulant et restituant périodiquement de la chaleur. Les sollicitations périodiques de température ont été introduites dès 1861 par ANGSTRÖM (1) pour déterminer la diffusivité par mesure de l'affaiblissement et du déphasage, au cours de la progression dans des échantillons de grande dimensions. La méthode a été reprise et améliorée (2, 3, 4, 5) depuis. Elle a été appliquée aux matériaux du bâtiment.

L'approche de M.M. MARECHAL et DEVISME (6), est particulièrement intéressante, en pratique.

Le montage met en oeuvre une plaque chaude gardée qui peut être utilisée successivement pour mesurer la diffusivité en régime sinusoïdal, puis la conductivité en régime permanent, cette méthode étant plus facilement accessible aux thermiciens spécialistes.

L'étude bibliographique nous a montré que les méthodes développées en régime sinusoïdal concernent essentiellement l'analyse de la progression d'une oscillation de flux thermique ou de température dans un matériau.

Développant les mesures simultanées de flux et de température, nous reprenons le problème des mesures en régime variable en nous attachant particulièrement à analyser la relation entre flux et température dans un plan de section droite. Dans notre configuration expérimentale, un fluxmètre thermique et un capteur de température, de faibles inerties, sont disposés sur l'interface entre un milieu solide et le milieu extérieur.

Cette approche est très différente des méthodes précédemment utilisées puisque les mesures ne sont plus localisées dans le volume, mais sur la surface de l'échantillon étudié.

Pour établir les bases de cette nouvelle méthode, nous avons simulé les relations entre flux et température de surface en régime sinusoïdal. Cette simulation introduit naturellement la variation en fréquence de l'impédance thermique d'entrée pour caractériser les transferts de chaleur dans le milieu solide. Les résultats de cette simulation sont présentés dans la première partie de ce travail. Nous montrons que les caractéristiques thermophysiques des matériaux peuvent être déterminées par utilisation des courbes tracées avec la fréquence comme paramètre.

La relation entre flux et température est formellement analogue à la relation entre intensité et potentiel électrique sur une ligne de transmission dispersive, largement explicitée dans les ouvrages d'électronique.

Partant de cette relation classique et bien connue, nous montrons qu'il faut tenir compte des perturbations dues à la présence des capteurs, même de faibles inerties, disposés sur la surface du milieu à caractériser.

Le capteur étant assimilé à un matériau homogène équivalent, la perturbation peut être représentée en assimilant l'ensemble matériau-capteur à un bicouche constitué de deux couches homogènes superposées. En régime permanent, les transferts thermiques sont indépendants de l'ordre dans lequel sont rangées les couches. Par contre, dans le domaine des périodes voisines du temps propre du matériau, l'énergie thermique à fournir dépend fortement de cet ordre.

En régime variable, l'impédance d'entrée est toujours plus élevée lorsque le matériau le moins effusif voit arriver le premier flux de chaleur.

Les résultats obtenus permettent de rendre compte de la perturbation introduite par les capteurs. Même lorsque le régime est quasi-permanent, la perturbation peut être très importante pour un matériau de faible effusivité (polystyrène extrudé par exemple).

Le transfert de chaleur peut également être représenté par la fonction de transfert du flux à travers l'échantillon, lorsqu'on a imposé les conditions limites, de part et d'autre du matériau.

La fin de la première partie est relative aux variations en fréquence du flux transmis compte tenu de la présence des capteurs.

Nous montrons que l'exploitation du flux transmis conduit à des résultats particulièrement intéressants dans le cas des échantillons de faible épaisseur, ces résultats restant valables mais plus difficiles à concrétiser pour l'ensemble des matériaux.

La conception et la réalisation de nouvelles sources idéales de flux et de température, nécessaires pour les vérifications expérimentales sont présentées dans la deuxième partie. Leur réalisation est fondée sur la mise en œuvre d'asservissements électroniques dont la conception et la caractérisation sont du domaine de l'électronique.

Une source idéale et modulable de flux thermique a été réalisée en asservissant le flux thermique issu d'un corps noir soumis à un rayonnement lumineux produit par une batterie de lampes à incandescence. Le fluxmètre thermique utilisé pour asservir la source est disposé sous le corps noir (épaisseur 25  $\mu\text{m}$ ) et sur la surface libre du milieu étudié.

Partant des résultats théoriques et disposant des sources d'énergie asservies en régime variable, nous présentons les diverses méthodes de mesure et les résultats expérimentaux dans la troisième partie.

Dans la configuration expérimentale, un capteur de température également disposé sur la surface libre, permet de détecter les variations de température, la surface étant soumise à un flux sinusoïdal imposé. Dans toutes les expériences, la température de la face arrière du corps étudié, est maintenue constante par un asservissement électronique.

Nous avons ainsi l'équivalent d'un quadripôle thermique à température de sortie constante.

Connaissant l'amplitude et le déphasage entre les signaux de flux et de température, nous avons pu représenter la dépendance en fréquence de l'impédance d'entrée.

En pratique, la fréquence des oscillations à mettre en oeuvre est faible, typiquement comprise entre 0,001 Hz et 1 Hz pour des échantillons de quelques millimètres d'épaisseur. Compte tenu de la lenteur des évolutions à traiter, nous avons mis en oeuvre une méthode d'intercorrélation pour calculer le déphasage à partir des signaux détectés.

La mesure d'un déphasage étant fondée sur une mesure de temps, les résultats obtenus sont relativement peu sensibles aux pertes énergétiques latérales et ne nécessitent pas la connaissance exacte du coefficient de sensibilité des capteurs. La variation en fréquence du déphasage entre oscillations de flux et de température est un facteur représentatif des échanges thermiques.

Le rapport des amplitudes des oscillations de flux et de température est un facteur énergétique représentatif des transferts au niveau de l'interface en régime variable. Nous montrons que l'analyse de la dépendance en fréquence du module de l'impédance d'entrée, permet de calculer les caractéristiques thermophysiques du milieu.

Pour vérifier expérimentalement ces résultats théoriques, nous avons réalisé entièrement une chaîne d'acquisition et de traitement des signaux en provenance des capteurs de flux et de température. Un micro-ordinateur est utilisé avec une interface réalisée par nos soins pour mettre en forme et traiter les résultats de mesure.

Les résultats obtenus sur des échantillons de faible épaisseur, quelques millimètres, dans la gamme 0,001 Hz - 1 Hz sont conformes aux résultats théoriques de simulation (première partie du travail).

La réponse en fréquence caractérise totalement la dynamique de transfert thermique dans le matériau. En pratique, tracer une réponse en fréquence est une opération longue, surtout pour un matériau de forte épaisseur. Compte tenu des résultats obtenus, nous montrons l'intérêt d'une mesure automatique à une fréquence spécifique du matériau. Cette fréquence particulière est telle que le flux sortant de l'échantillon est en opposition de phase avec le flux entrant. Elle est directement liée au "temps propre" du matériau si celui-ci est homogène.

Pour faciliter l'exploitation de la mesure, nous avons imaginé et réalisé un "oscillateur thermique" au moyen d'une boucle de réaction maintenant les flux entrant et sortant en opposition de phase.

Pour des échantillons d'épaisseur voisine de 1mm, la fréquence d'oscillation est de l'ordre du dixième de hertz. Pour cette fréquence d'oscillation, la mesure entre variations de température et de flux de surface permet de déterminer la résistance et la capacité thermique, d'où une nouvelle méthode de mesure des caractéristiques thermophysiques.

En conclusion, nous avons établi les bases théoriques et expérimentales d'une nouvelle méthode de caractérisation des matériaux en régime harmonique. Nous avons montré l'intérêt des mesures simultanées de flux et de température sur la face d'entrée ou du flux transmis en fonction de la fréquence. Les échantillons sont assimilés à des quadripôles thermiques, et nous avons imaginé et réalisé de nouvelles sources de flux et de température asservies et modulables, de nouveaux détecteurs, de nouvelles méthodes pour maintenir la face de sortie de l'échantillon à température imposée. Cette instrumentation adaptée à la thermique est susceptible de nombreux développements pour l'analyse harmonique et l'analyse en temps réel. Par ailleurs, nous avons imaginé et réalisé autour d'un matériau, un auto-oscillateur thermique permettant la détermination des coefficients thermodynamiques de l'échantillon étudié.

CHAPITRE I

TRANSFERT D'ÉNERGIE THERMIQUE DANS LES MILIEUX  
DE DIMENSION FINIE, EN RÉGIME SINUSOÏDAL.

## I - MILIEU SEMI-INFINI

L'analyse des transferts de chaleur en régime périodique a été utilisée pour simuler et comprendre de nombreux phénomènes qui se manifestent dans notre environnement : échauffement périodique de la surface terrestre, dispositifs accumulant et restituant périodiquement de la chaleur ...

Comme dans toutes les branches de la physique, l'étude de ces phénomènes complexes peut être ramenée par transformation de Fourier à une étude en régime sinusoïdal pur. Les caractéristiques du transfert de chaleur en régime sinusoïdal apparaissent assez simplement dans le cas particulier de la modélisation d'un transfert monodimensionnel dans un milieu semi-infini.

Le champ de température est alors solution de l'équation différentielle classique (I-1)

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \quad (I-1)$$

$\theta(x,t)$  : variation locale de température (K) à l'instant  $t$ (s) et à la position  $x$ (m)

$a$  : diffusivité thermique ( $m^2/s$ )

La solution du problème est classique lorsque la surface du milieu monodimensionnel, supposé semi-infini, est soumise à une variation de température représentée par l'expression (I-2).

$$\theta(0, t) = \theta_{m0} + \theta_0 \sin \omega t \quad (I-2)$$

$\theta_{m0}$  : température moyenne de la surface

$\theta_0$  : amplitude de la variation sinusoïdale de température imposée sur la surface

$\omega$  : pulsation (rad/s).

En cherchant des solutions sinusoïdales s'amortissant dans le sens de la profondeur, nous obtenons pour  $\theta(x,t)$  :

$$\theta(x,t) = \theta_{m0} + \theta_0 \exp - \sqrt{\omega/2a} x \sin (\omega t - \sqrt{\omega/2a} x) \quad (I-3)$$

avec comme condition limite  $\theta(x,t) = 0$  si  $x \rightarrow \infty$ .

L'amplitude décroît selon la loi :

$$\theta(x) = \theta_0 \exp - \sqrt{\omega/2a} x \quad (I-4)$$

La quantité  $\epsilon = \sqrt{2a/\omega}$  (I-5) homogène à une longueur est l'épaisseur de la peau. Pour  $x = \epsilon$ , l'amplitude est réduite dans le rapport  $1/e = 0,37$ .  $\epsilon$  est une longueur caractéristique de la décroissance de l'amplitude  $\theta(x)$ .

Le paramètre  $\epsilon$  caractérise également le déphasage en fonction de la profondeur. Pour  $x = \frac{\pi}{2} \epsilon$ , l'oscillation en  $x$  est en quadrature avec l'oscillation en surface.

L'oscillation de température est maximale pour  $x = 0$ . Le premier maximum correspond à un retard  $t = T$  (période de l'oscillation).

L'abscisse correspondante  $x = \lambda$  est la longueur d'onde associée à l'oscillation de température définie par la relation :

$$\omega T = \lambda/\epsilon \quad \text{soit} \quad \lambda = 2 \pi \sqrt{2a/\omega} \quad (\text{m}) \quad (I-6)$$

La vitesse de cheminement de l'onde de température est définie par la relation :

$$v = \lambda/T = \frac{2\pi}{T} \sqrt{2a/\omega} = \sqrt{2a \omega} \quad (\text{m/s}) \quad (I-7)$$

La vitesse est fonction de la pulsation, les oscillations "haute fréquence" cheminent beaucoup plus vite que les oscillations "basse fréquence", mais elles s'atténuent également plus vite puisque l'épaisseur de peau correspondante est beaucoup plus petite.

#### ORDRE DE GRANDEUR

Les oscillations de température s'amortissent très rapidement en pratique. Pour donner des ordres de grandeur, nous avons calculé la fréquence correspondant à une épaisseur de peau de 0,1 mm pour plusieurs types de matériaux qui seront utilisés dans la partie expérimentale de notre travail.

	$\rho$	$\lambda$	c	a	b	$f_c$
Cuivre	8930	387	376	$1,15 \cdot 10^{-4}$	36000	3700
Constantan	8900	20	418	$5,37 \cdot 10^{-6}$	8625	170
Kapton	-	0,156	-	-	-	-
Plexiglass	1165	0,18	1380	$1,15 \cdot 10^{-7}$	538	3,6
Caoutchouc	1480	0,37	1290	$1,93 \cdot 10^{-7}$	840	6,1
Polystyrène extrudé	11,8	0,03	1200	$2,12 \cdot 10^{-6}$	20,6	67,5

Tableau I-1

- avec :  $\rho$  = masse volumique ( $\text{kg/m}^3$ )  
 $\lambda$  = conductivité thermique ( $\text{W/m.K}$ )  
c = chaleur massique ( $\text{J/Kg.K}$ )  
a = diffusivité thermique ( $\text{m}^2/\text{s}$ )  
b = effusivité thermique ( $\text{W} \sqrt{\text{s}}/\text{m}^2.\text{K}$ )  
 $f_c$  = fréquence telle que  $\epsilon = 0,1 \text{ mm}$  (Hz)

Connaissant le champ de température, il est possible de calculer en tout point du matériau la densité de flux thermique définie par la loi de Fourier :

$$\phi(x,t) = -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (\text{I-8})$$

Compte tenu des relations (I-2) et (I-5), il vient :

$$\phi(x,t) = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\omega/a} \theta_0 \exp -x/\epsilon \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{4} - x/\epsilon \right) \quad (\text{I-9})$$

$$= \sqrt{\lambda \rho c} \sqrt{\omega} \theta_0 \exp -x/\epsilon \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{4} - x/\epsilon \right) \quad (\text{I-10})$$

Pour une fréquence donnée, l'amplitude de l'oscillation du flux s'amortit comme l'oscillation de température suivant une loi exponentielle caractérisée par le paramètre  $\epsilon$ .

Sur la surface du milieu semi-infini, la densité de flux prend une valeur maximale :

$$\phi(0,t) = \theta_0 \sqrt{\lambda \rho c} \sqrt{\omega} \sin(\omega t + \frac{\pi}{4}) \quad (I-11)$$

$\phi(0,t)$  est en avance par rapport à la variation sinusoïdale de température imposée. D'autre part, son amplitude est croissante en fonction de la fréquence.

La nature du milieu matériel intervient par le paramètre  $b = \sqrt{\lambda \rho c}$  qui est son effusivité. Ce même paramètre intervient également pour représenter le transfert de chaleur à travers la surface d'un matériau.

Diverses valeurs de "b" sont présentées dans le tableau I-1.

La solution précédente (I-11) caractérise la progression de l'énergie thermique, en régime sinusoïdal, dans un milieu semi-infini soumis à une variation de température imposée sur sa surface. La solution a la même forme analytique lorsque la surface du milieu est soumise à une variation sinusoïdale de flux imposé, pourvu que la condition limite soit la même, c'est-à-dire si l'oscillation s'annule à une profondeur suffisamment importante.

La figure I-2 représente la progression de l'oscillation de température à l'intérieur de divers matériaux.

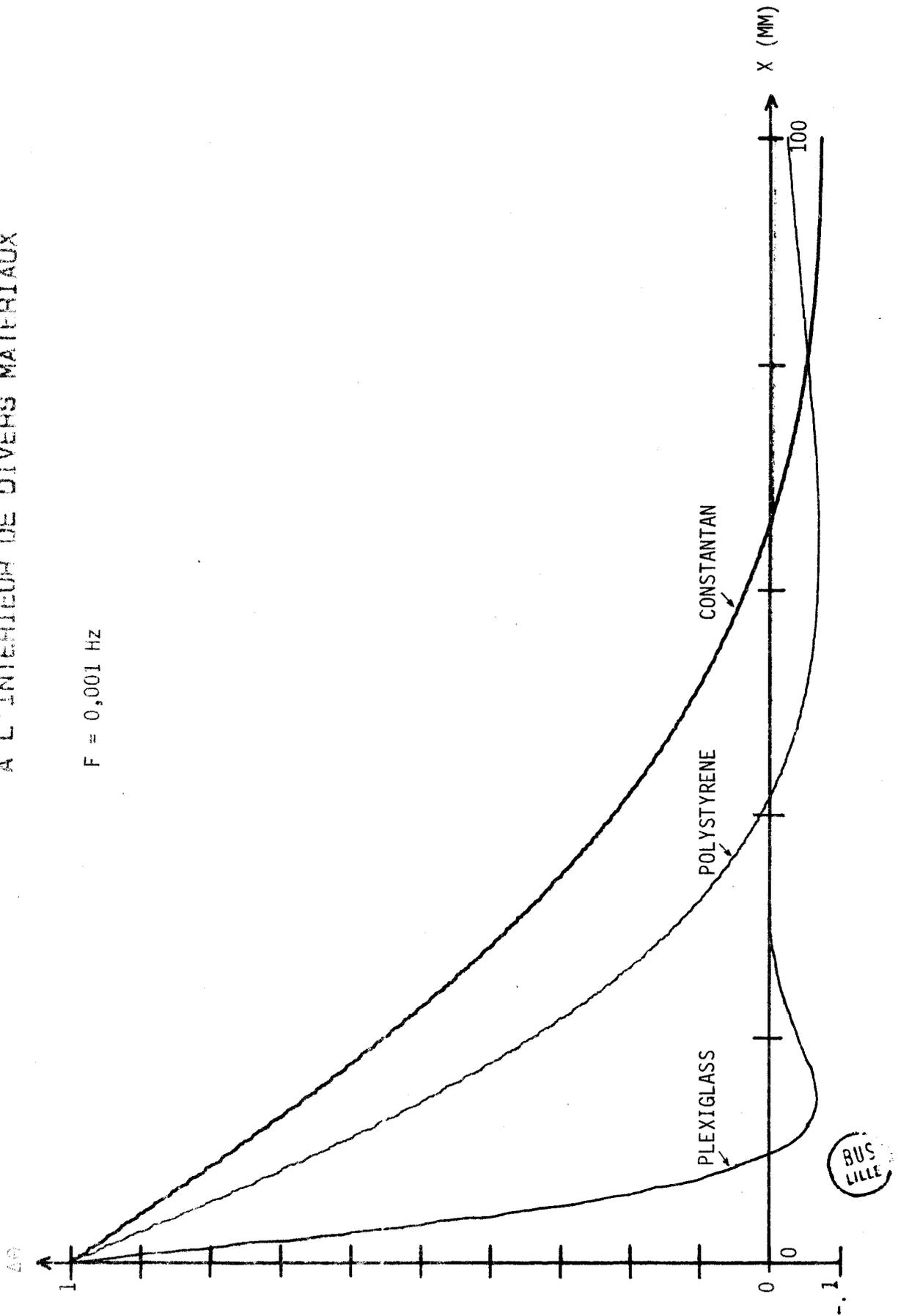
En fait, l'amplitude du flux dépend de la pulsation de l'oscillation de température imposée et nous introduisons pour représenter l'amplitude du flux le module :

$$|Y_c| = \sqrt{\lambda \rho c} \sqrt{\omega} = b \sqrt{\omega} \quad (I-12)$$

qui est homogène à une admittance thermique ( $W/m^2.K$ ).

En résumé, dans un milieu semi-infini les ondes de température et de flux s'atténuent suivant la profondeur et selon une loi exponentielle faisant intervenir un paramètre  $\epsilon$ : l'épaisseur de la peau. A fréquence connue, la mesure de l'épaisseur de peau permet de calculer la diffusivité à partir de la décroissance du flux ou de la température dans le milieu.

FIGURE 1.2 PROGRESSION DE L'OSCILLATION DE TEMPERATURE  
A L'INTERIEUR DE DIVERS MATERIAUX



Sur la surface, flux et température sont déphasés de 45 degrés. La mesure du rapport des amplitudes permet de calculer l'effusivité. Connaissant la diffusivité et l'effusivité, les caractéristiques thermophysiques du milieu sont identifiées.

## II - REPRESENTATION MATRICIELLE DES TRANSFERTS THERMIQUES DANS UN MATERIAU HOMOGENE DE DIMENSIONS FINIES

La méthode développée précédemment pour caractériser le transfert de chaleur dans un milieu semi-infini ne permet pas de représenter simplement toutes les configurations expérimentales rencontrées en pratique. En effet, la surface étant supposée soumise à une température imposée, le champ de température est d'abord défini et joue un rôle privilégié dans le développement de la solution.

Une autre méthode consiste à donner aux valeurs locales de la température et de la densité de flux une importance égale, en introduisant en chaque point l'état thermique par le vecteur colonne  $[\theta(x,t), \phi(x,t)]$ . De plus, l'équation différentielle du champ de température étant linéaire, nous sommes amenés, lorsque les sources sont sinusoïdales, à introduire des grandeurs complexes dont les parties réelles et imaginaires représentent les fonctions  $\theta(x,t)$  et  $\phi(x,t)$ .

Introduisons donc les correspondantes :

$$\tilde{\theta}(x, \omega) \iff \theta(x, t)$$

$$\tilde{\phi}(x, \omega) \iff \phi(x, t)$$

Ce formalisme a l'avantage de permettre une représentation simple à l'aide des nombres complexes des grandeurs définies sur le système. Dans le cas particulier du milieu infini, la résolution de l'équation de Fourier conduit à la représentation matricielle suivante de l'état thermique au point  $x$  en fonction de l'état thermique en  $x = 0$ .

$$\begin{vmatrix} \tilde{\theta}(x, \omega) \\ \tilde{\phi}(x, \omega) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \text{ch}(1+j)\sqrt{\frac{\omega}{2a}} x, & \frac{-\sqrt{2}}{b\sqrt{\omega}(1+j)} \text{sh}(1+j)\sqrt{\frac{\omega}{2a}} x \\ \frac{-b\sqrt{\omega}(1+j)}{\sqrt{2}} \text{sh}(1+j)\sqrt{\frac{\omega}{2a}} x, & \text{ch}(1+j)\sqrt{\frac{\omega}{2a}} x \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta(0, \omega) \\ \phi(0, \omega) \end{vmatrix} \quad (\text{I-13})$$

Pour simplifier, introduisons :

$$Z_c = \frac{\sqrt{2}}{b\sqrt{\omega}(1+j)} = \frac{1-j}{\sqrt{2\lambda\rho c}\sqrt{\omega}} = \frac{1}{Y_c} \quad (\text{I-14})$$

et, en explicitant la condition limite précédente :

$$\tilde{\theta}(x, \omega) \rightarrow 0 \quad \text{si } x \rightarrow \infty$$

il vient :

$$\tilde{\theta}(0, \omega) \text{ch}(1+j)\sqrt{\frac{\omega}{2a}} x - \tilde{\phi}(0, \omega) Z_c \text{sh}(1+j)\sqrt{\frac{\omega}{2a}} x = 0$$

Soit, puisque  $\text{th}(1+j)\sqrt{\frac{\omega}{2a}} x \rightarrow 1$   
si  $x \rightarrow \infty$

$$\frac{\tilde{\theta}(0, \omega)}{\tilde{\phi}(0, \omega)} = Z_c \quad (\text{I-15})$$

$Z_c$  étant l'impédance thermique d'entrée dans le cas d'un milieu semi-infini.

Nous retrouvons donc le résultat précédent, L'oscillation de température est en retard de  $\pi/4$  sur l'oscillation de flux quelles que soient les conditions expérimentales pourvu que le milieu puisse être considéré comme étant semi-infini. Le rapport des modules étant comme précédemment :

$$\frac{|\tilde{\phi}(0, \omega)|}{|\tilde{\theta}(0, \omega)|} = |Y_c| = \frac{1}{|Z_c|} = \sqrt{\lambda\rho c} \sqrt{\omega} \quad (\text{I-16})$$

Cette représentation matricielle qui permet de retrouver simplement le résultat précédent est particulièrement utile pour l'étude des configurations réelles dans lesquelles les milieux ne sont pas de dimensions semi-infinies. En fait, les résultats précédents restent valables lorsque l'épaisseur de la paroi est très supérieure à "l'épaisseur de peau".

### III - MILIEU DE DIMENSIONS FINIES

Dans le cas particulier d'un milieu de dimensions finies, nous remplaçons pour simplifier le paramètre suivant (\*)

$$(1+j) \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \times \quad \text{par} \quad \gamma = \frac{(1+j) \sqrt{\omega} \ell}{\sqrt{2a}} \quad (I-17)$$

$\ell$  étant l'épaisseur du milieu.

L'équation matricielle (I-13) prend alors la forme :

$$\begin{vmatrix} \tilde{\theta}_1 \\ \tilde{\phi}_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \text{ch } \gamma & -Z_c \text{ sh } \gamma \\ -\frac{1}{Z_c} \text{ sh } \gamma & \text{ch } \gamma \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \tilde{\theta}_0 \\ \tilde{\phi}_0 \end{vmatrix} \quad (I-18)$$

L'indice "1" repérant la face arrière de la paroi et l'indice "0" la face avant soumise aux perturbations sinusoïdales.

Le déterminant étant égal à 1, la matrice inverse prend la forme :

$$\begin{vmatrix} \tilde{\theta}_0 \\ \tilde{\phi}_0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \text{ch } \gamma & +Z_c \text{ sh } \gamma \\ +\frac{1}{Z_c} \text{ sh } \gamma & \text{ch } \gamma \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \tilde{\theta}_1 \\ \tilde{\phi}_1 \end{vmatrix} \quad (I-19)$$

Dans le cas particulier où la température reste invariable sur la face arrière de la paroi,  $\tilde{\theta}_1 = 0$ , il vient :

$$\tilde{\theta}_0 = \tilde{\phi}_1 Z_c \text{ sh } \gamma$$

$$\tilde{\phi}_0 = \tilde{\phi}_1 \text{ ch } \gamma$$

L'impédance d'entrée définie par le rapport  $\frac{\tilde{\theta}_0}{\tilde{\phi}_0}$  s'écrit alors :

$$Z_e = \frac{\tilde{\theta}_0}{\tilde{\phi}_0} = Z_c \text{ th } \gamma \quad (\tilde{\theta}_1 = 0) \quad (I-20)$$

L'impédance d'entrée n'est plus égale à  $Z_c$  comme précédemment. Elle dépend de l'épaisseur de la paroi par l'intermédiaire du terme  $\text{th } \gamma$ . Cette dépendance est particulièrement importante dans le domaine des basses fréquences

(\*) : Le symbole  $\gamma$  utilisé dans cette étude n'est pas homogène à la constante de propagation couramment utilisée mais au produit de cette constante par l'épaisseur de l'échantillon

puisque  $\text{th } \gamma \approx \gamma = \sqrt{\frac{RC\omega}{2}} (1+j)$

lorsque  $RC\omega \ll 1$

R et C étant la résistance et la capacité thermique de la paroi,

Pour un milieu semi-infini, le module de l'impédance d'entrée tend vers l'infini, quand la pulsation tend vers 0, comme  $\omega^{-1/2}$ , alors que pour un milieu de dimensions finies,  $|Z_e| \rightarrow \ell/\lambda$   
 $\omega \rightarrow 0$

Cette relation peut être interprétée facilement puisque dans le domaine des basses fréquences, la matrice de transition se simplifie et prend la forme :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\theta}_0 \\ \tilde{\phi}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \ell/\lambda \\ \lambda/\ell & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\theta}_1 \\ \tilde{\phi}_1 \end{pmatrix} \quad (I-21)$$

avec  $\tilde{\theta}_1 = 0$  il vient :

$$\tilde{\theta}_0 = \frac{\ell}{\lambda} \tilde{\phi}_1 \quad \text{et} \quad \tilde{\phi}_0 = \tilde{\phi}_1$$

soit  $\tilde{\theta}_0 = \frac{\ell}{\lambda} \tilde{\phi}_0$

L'impédance d'entrée converge vers la résistance thermique dans le domaine des très basses fréquences. Cette relation n'est évidemment vérifiée que si la température de la face arrière garde une valeur constante.

Dans un milieu de dimensions finies, la dépendance en fréquence de  $Z_e$  peut être utilisée pour identifier les caractéristiques thermophysiques de l'échantillon. En basse fréquence, flux et température sont en phase sur la face d'entrée. Leur rapport est égal à la résistance thermique de la paroi. En haute fréquence définie par la relation  $RC\omega \gg 1$ , le flux est en avance de 45 degrés sur l'oscillation de température, le module de l'impédance d'entrée  $\rightarrow |Z_e| = 1/b \sqrt{\omega}$ . Dans ces conditions, il est possible de déterminer la valeur de l'effusivité thermique. Nous verrons par la suite que l'exploitation de cette mesure est complexe en raison de la perturbation introduite par les capteurs placés sur la surface de la paroi.

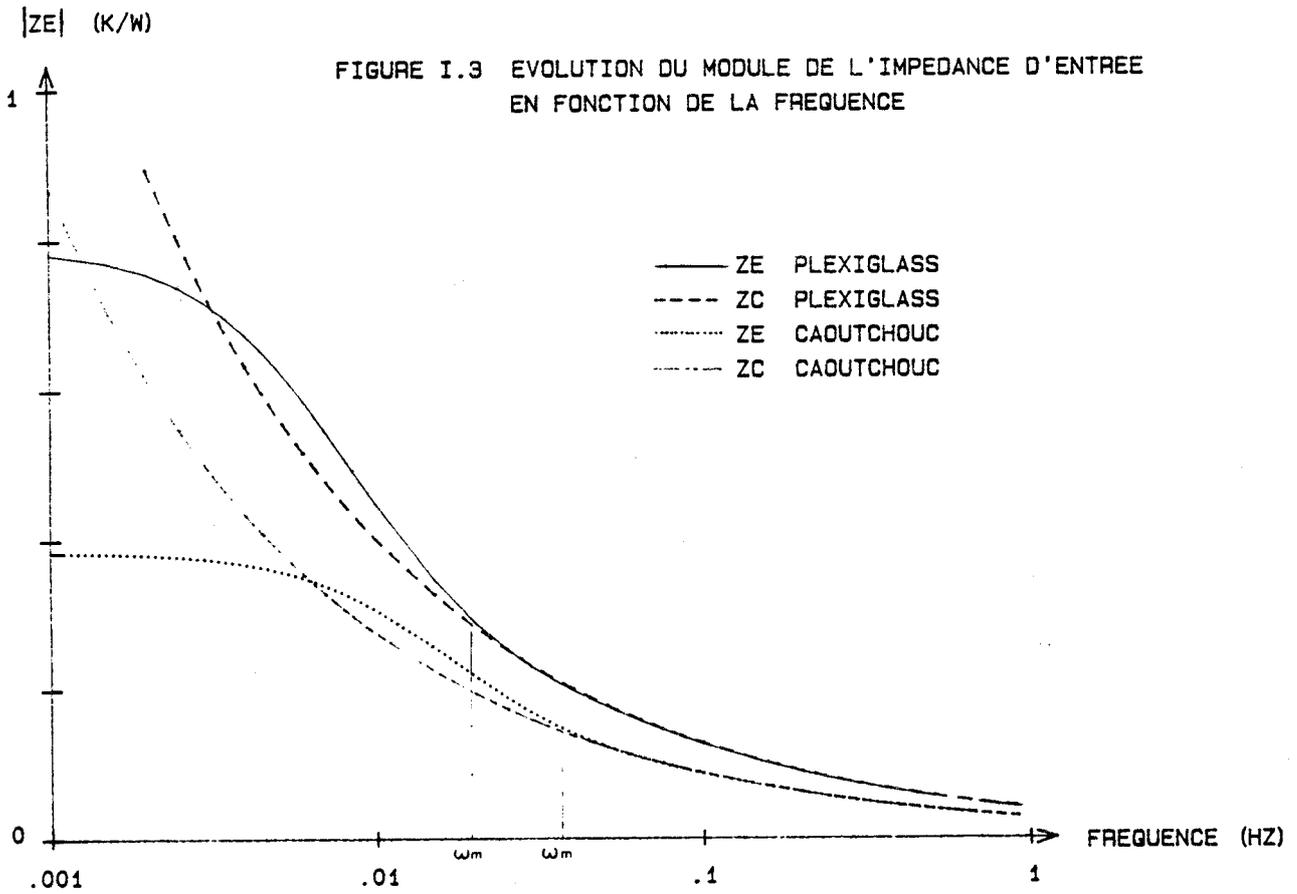


FIGURE I.3 EVOLUTION DU MODULE DE L'IMPEDANCE D'ENTREE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

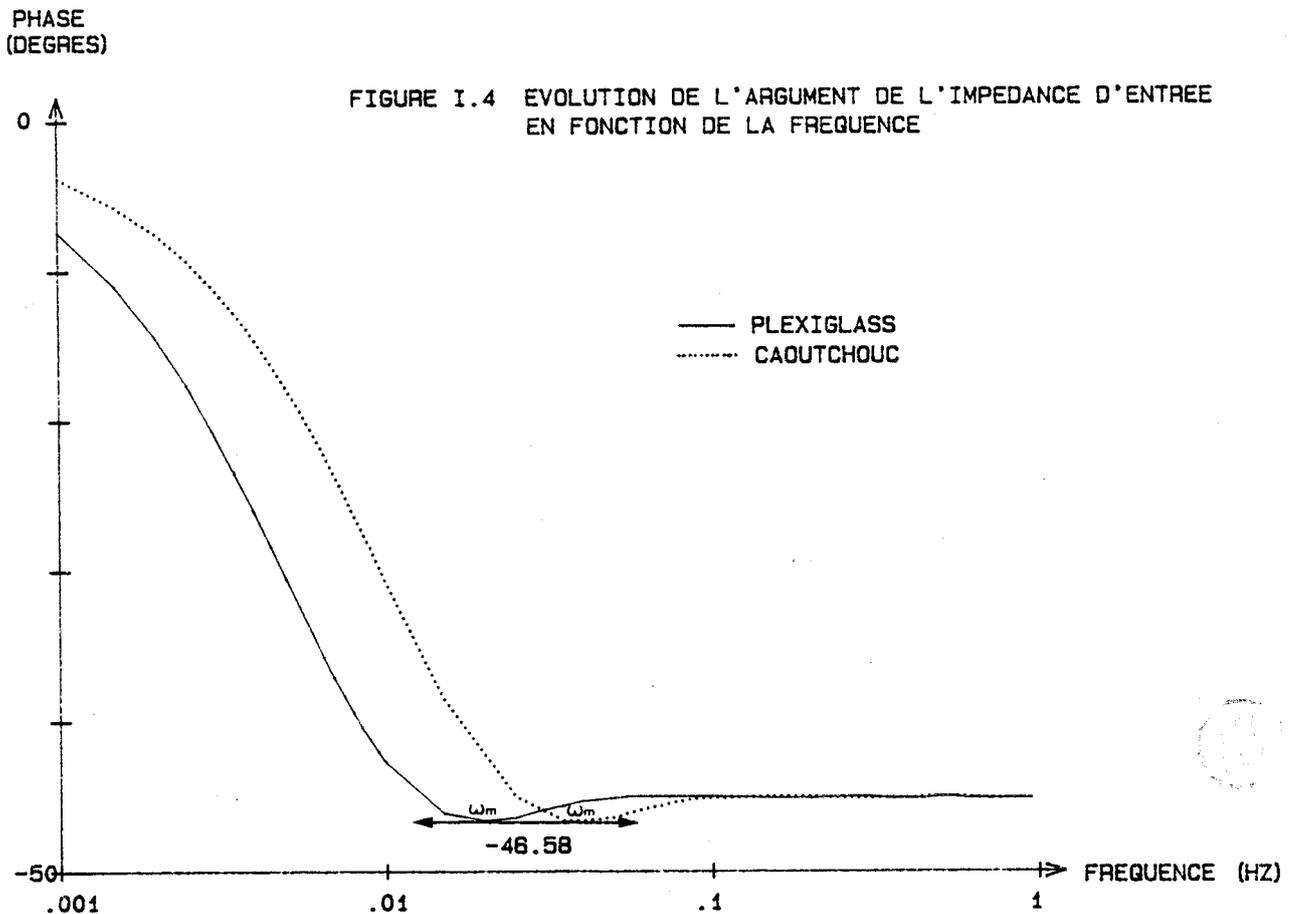


FIGURE I.4 EVOLUTION DE L'ARGUMENT DE L'IMPEDANCE D'ENTREE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

Sur la figure I-3, à titre d'application, nous avons représenté l'impédance d'entrée d'échantillons de caoutchouc et de plexiglass d'épaisseur 2,5 mm et de 1,75 dm<sup>2</sup> de surface. Les valeurs asymptotiques de  $|Z_e|$  pour  $\omega \rightarrow 0$  sont égales aux résistances thermiques des échantillons. En haute fréquence, l'impédance d'entrée  $\rightarrow 0$  comme  $1/b \sqrt{\omega}$ .

Le comportement du déphasage entre grandeurs d'entrée conduit à des remarques analogues. En basse fréquence, le déphasage est nul, il prend une valeur asymptotique égale à  $-\pi/4$  en haute fréquence.

La variation en fréquence de la phase de  $Z_e$  est représentée figure I-4. Les courbes présentent un minimum de  $-46,58^\circ$  pour une pulsation  $\omega_m$  liée au temps propre RC du matériau par la relation :

$$RC \omega_m = 3,84 \quad (I-22)$$

L'examen simultané des courbes de module et de phase montre que  $|Z_e| = |Z_c|$  pour  $\omega > \omega_m$ . Les expressions précédentes sont valables dans le cas particulier où la température de la face arrière de la paroi reste constante. Pour représenter l'effet des milieux situés dans la région  $x > \ell$ , nous aurons à introduire entre  $\tilde{\theta}_1$  et  $\tilde{\phi}_1$  une relation de proportionnalité de la forme :

$$\tilde{\theta}_1 = Z_\ell(\omega) \tilde{\phi}_1$$

$Z_\ell$  est un nombre complexe dépendant de la pulsation, appelé impédance thermique dans le plan  $x = \ell$ .

Dans ce cas plus général, l'impédance d'entrée peut être calculée comme précédemment :

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_0 &= \tilde{\theta}_1 \operatorname{ch} \gamma + Z_c \tilde{\phi}_1 \operatorname{sh} \gamma \\ \tilde{\phi}_0 &= \frac{\tilde{\theta}_1}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma + \tilde{\phi}_1 \operatorname{ch} \gamma \end{aligned}$$

$$\text{soit } \frac{\tilde{\theta}_0}{\tilde{\phi}_0} = Z_e = Z_c \frac{Z_\ell \operatorname{ch} \gamma + Z_c \operatorname{sh} \gamma}{Z_\ell \operatorname{sh} \gamma + Z_c \operatorname{ch} \gamma} \quad (I-23)$$

Lorsque  $Z_\ell = Z_c$ , tout se passe comme si le milieu était semi-infini.

IV - APPLICATION. CALCUL DE LA PERTURBATION DUE A LA PRESENCE D'UN  
CAPTEUR DISPOSE SUR LA SURFACE D'UN MATERIAU DE DIMENSIONS FINIES

---

Dans ce cas particulier, l'impédance de charge est constituée par l'impédance d'entrée du matériau disposé sur le puits, soit  $Z_{e1} = Z_{c1} \text{th } \gamma_1$ . Soient  $\gamma$  et  $Z_c$  les paramètres définissant le capteur. L'impédance ramenée à l'entrée du capteur est donc :

$$Z_e = Z_c \frac{Z_{e1} + Z_c \text{th } \gamma}{Z_{e1} \text{th } \gamma + Z_c} \quad (\text{I-24})$$

Dans une utilisation normale, le capteur est "passant" et entre la pulsation et le temps propre du capteur, la relation suivante est vérifiée :

$$|\gamma| = \sqrt{R C \omega} \ll 1$$

Compte tenu de cette relation, il vient :

$$\text{th } \gamma \approx \gamma$$

et la relation I-24 prend la forme :

$$Z_e = \frac{Z_{e1} + \gamma Z_c}{\frac{\gamma}{Z_c} Z_{e1} + 1}$$

$$\text{or } \gamma Z_c = R \text{ et } \gamma/Z_c = j C \omega$$

La relation précédente peut donc s'écrire :

$$Z_e = \frac{R + Z_{e1}}{1 + j C \omega Z_{e1}} \quad (\text{I-25})$$

Dans la gamme des très basses fréquences utilisées pour caractériser les matériaux du bâtiment, l'impédance d'entrée de ces matériaux est généralement très grande vis-à-vis de la résistance thermique du capteur. Il en résulte la simplification de la relation (I-25), soit :

$$Z_e = \frac{Z_{e1}}{1 + j C \omega Z_{e1}}$$

Cette équation peut se traduire par un schéma équivalent représenté figure I-5.

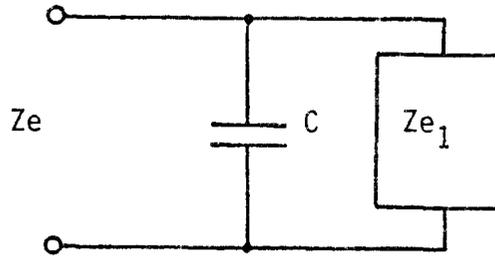


FIGURE I-5

La perturbation introduite par le capteur apparait sous la forme d'une capacité thermique localisée, placée en parallèle sur l'impédance d'entrée du matériau. Négliger l'effet de cette capacité peut conduire à des erreurs de mesure très importantes, notamment lorsque le matériau étudié est peu effusif (polystyrène expansé).

Nous analyserons plus rigoureusement ces phénomènes dans le paragraphe VI, en considérant le capteur comme un matériau homogène et l'ensemble capteur-échantillon comme un bicouche, sans introduire de conditions restrictives sur les pulsations, ni sur l'épaisseur des matériaux.

#### V - CARACTERISTIQUE DE TRANSFERT DE CHALEUR DANS UN MATERIAU BICOUCHE EN REGIME SINUSOIDAL

Il n'y a théoriquement aucune difficulté à appliquer le formalisme matricielle à l'analyse des transferts thermiques dans un matériau bicouche. Le montage est représenté figure I-6.

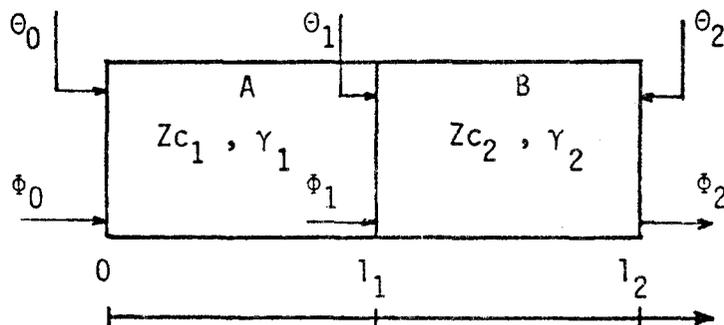


FIGURE I-6

Compte tenu des relations précédentes (I-19), la densité de flux et la température sont déterminées dans chacun des plans de section droite puisque :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\theta}_0 \\ \tilde{\phi}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{ch } \gamma_1 & Z_{C1} \text{ sh } \gamma_1 \\ \frac{1}{Z_{C1}} \text{ sh } \gamma_1 & \text{ch } \gamma_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\theta}_1 \\ \tilde{\phi}_1 \end{pmatrix} \quad (\text{I-26})$$

et que

$$\begin{pmatrix} \tilde{\theta}_1 \\ \tilde{\phi}_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{ch } \gamma_2 & Z_{C2} \text{ sh } \gamma_2 \\ \frac{1}{Z_{C2}} \text{ sh } \gamma_2 & \text{ch } \gamma_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\theta}_2 \\ \tilde{\phi}_2 \end{pmatrix} \quad (\text{I-27})$$

Le passage de l'état  $(\tilde{\theta}_0, \tilde{\phi}_0)$  à l'état  $(\tilde{\theta}_2, \tilde{\phi}_2)$  s'effectue par un produit matriciel. Il est évident, puisque le produit matriciel n'est pas commutatif que les relations entre les grandeurs mesurables sur l'état du système seront dépendantes de l'ordre dans lequel sont disposés les milieux. La configuration représentée figure I-6 n'a pas les mêmes propriétés que celle obtenue en inversant la superposition des couches. Pour une configuration donnée, les relations entre grandeurs physiques représentatives de l'état du système sont également fonction de la pulsation de l'oscillation de température imposée au système.

Pour analyser les caractères de la solution, nous supposons comme précédemment que le plan de sortie est maintenu à température constante, c'est-à-dire  $\tilde{\theta}_2 = 0$  quelle que soit la pulsation.

Dans ces conditions, le milieu noté B ramène l'impédance  $Z_{\lambda 1} = Z_{C2} \text{ th } \gamma_2$  dans le plan de séparation des matériaux constituant le bicouche. En reprenant la formule de l'impédance ramenée avec  $Z_{\lambda 1} = Z_{C2} \text{ th } \gamma_2$ , il vient :

$$Z_{\lambda=0} = Z_{C1} \frac{Z_{C2} \text{ th } \gamma_2 \text{ ch } \gamma_1 + Z_{C1} \text{ sh } \gamma_1}{Z_{C1} \text{ ch } \gamma_1 + Z_{C2} \text{ th } \gamma_2 \text{ sh } \gamma_1}$$

Soit :

$$Z_{\lambda=0} = Z_{C1} \frac{Z_{C2} \text{ th } \gamma_2 + Z_{C1} \text{ th } \gamma_1}{Z_{C1} + Z_{C2} \text{ th } \gamma_1 \text{ th } \gamma_2} \quad (\text{I-28})$$

La relation précédente a l'avantage d'être générale, mais ne permet pas de mettre simplement en évidence les caractéristiques de la solution, aussi nous avons réalisé un programme de simulation qui permet de calculer le module et la phase de l'impédance d'entrée d'un bicouche quelconque placé sur un puits, en fonction de la fréquence de l'oscillation de température appliquée sur sa surface.

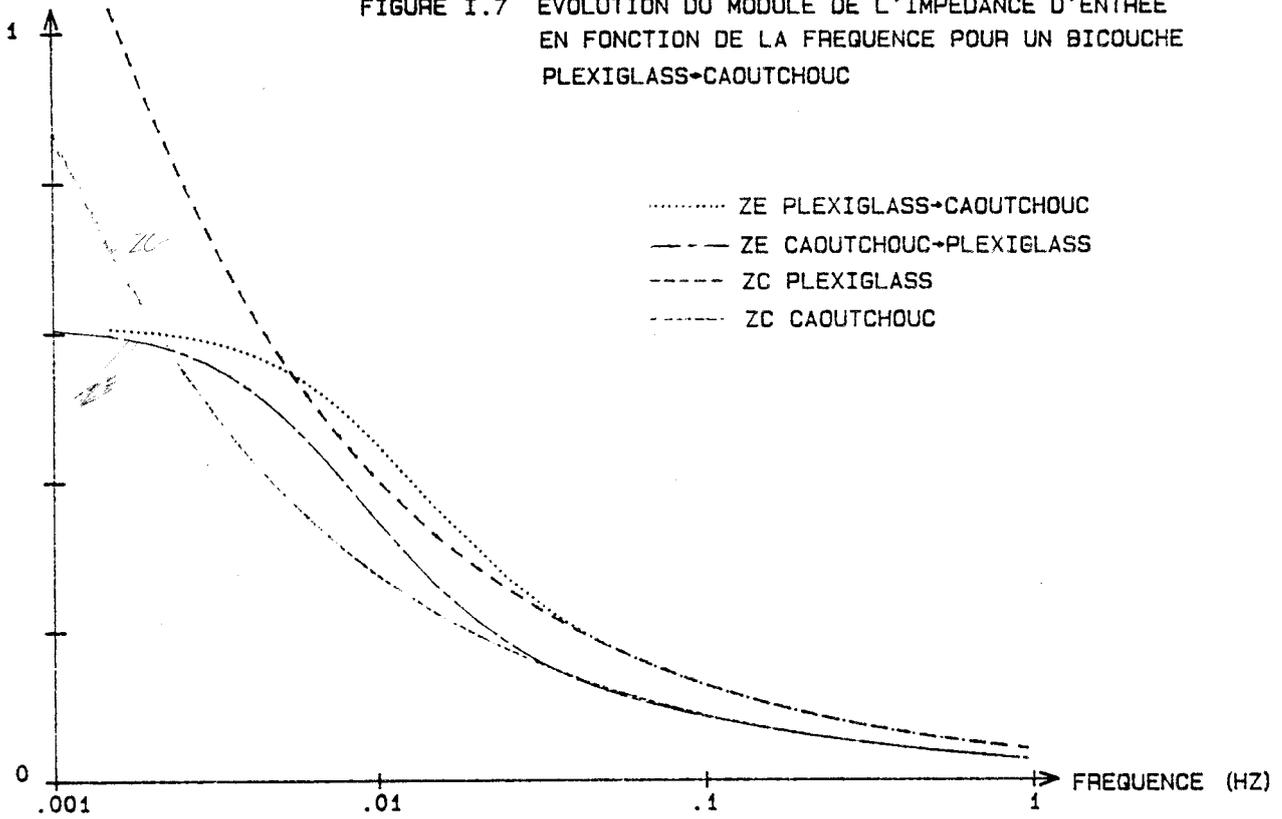
Les courbes des figures I-7 et I-8 représentent les variations en fréquence de  $|Z_e|$  et  $\underline{Z_e}$  pour un bicouche obtenu en superposant deux échantillons de plexiglass et de caoutchouc d'épaisseurs respectives 1,4 mm et 1,1 mm et 1,75 dm<sup>2</sup> de surface. Les variations de  $Z_e$  sont significatives dans la gamme 0,001-1 Hz. Dans le domaine des basses fréquences ( $f < 0,001$  Hz) le module de l'impédance d'entrée tend vers la somme des résistances thermiques quel que soit l'ordre dans lequel sont superposées les couches. L'analyse du comportement très basses fréquences permet donc de calculer la somme des résistances thermiques avec précision. Par contre, dans le domaine des hautes fréquences le module de l'impédance d'entrée se confond avec l'impédance caractéristique du milieu qui voit arriver l'énergie. Aussi l'impédance d'entrée du bicouche caoutchouc  $\longleftrightarrow$  plexiglass tend asymptotiquement vers zéro comme l'impédance caractéristique du caoutchouc et inversement. Il est donc possible de mesurer l'impédance caractéristique, donc l'effusivité ( $Z_c = 1/b \sqrt{\omega}$ ) de chacun des matériaux en opérant à fréquence suffisamment élevée de part et d'autre du bicouche.

Ce résultat peut être interprété en considérant qu'à fréquence élevée, seule la première couche est concernée par l'oscillation de température. L'effet d'hétérogénéité se manifeste dans la gamme 0,005 Hz - 0,05 Hz. L'impédance ramenée du bicouche plexiglass  $\rightarrow$  caoutchouc est toujours supérieure à celle du bicouche caoutchouc  $\rightarrow$  plexiglass. De la même façon, le premier bicouche introduit entre flux et température d'entrée un déphasage plus faible. Cette différence de comportements est due à la discontinuité d'impédance caractéristique localisée au niveau de l'interface.

Ces résultats sont généraux ; ils caractérisent le transfert de chaleur dans les matériaux stratifiés en régime sinusoïdal. Les effets caractéristiques des bicouches apparaissent à fréquence d'autant plus élevée que les matériaux sont de faible épaisseur. Les figures I-9 et I-10 représentent les propriétés du bicouche kapton (50  $\mu$ m) constantan (25  $\mu$ m) utilisé dans la construction des fluxmètres. Les effets d'interface apparaissent dans la gamme 5 Hz - 50 Hz.

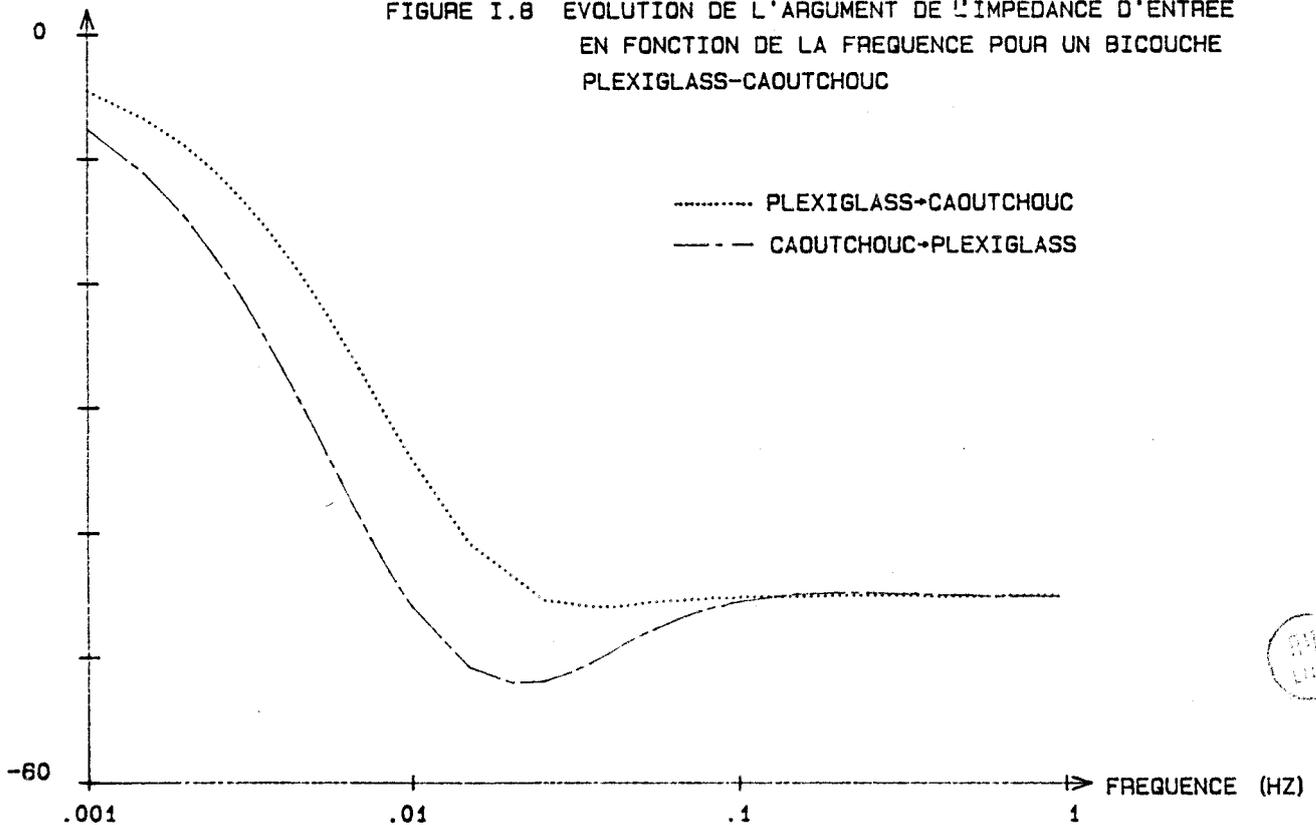
$|Z_E|$  (K/W)

FIGURE I.7 EVOLUTION DU MODULE DE L'IMPEDANCE D'ENTREE EN FONCTION DE LA FREQUENCE POUR UN BICOUCHE PLEXIGLASS-CAOUTCHOUC



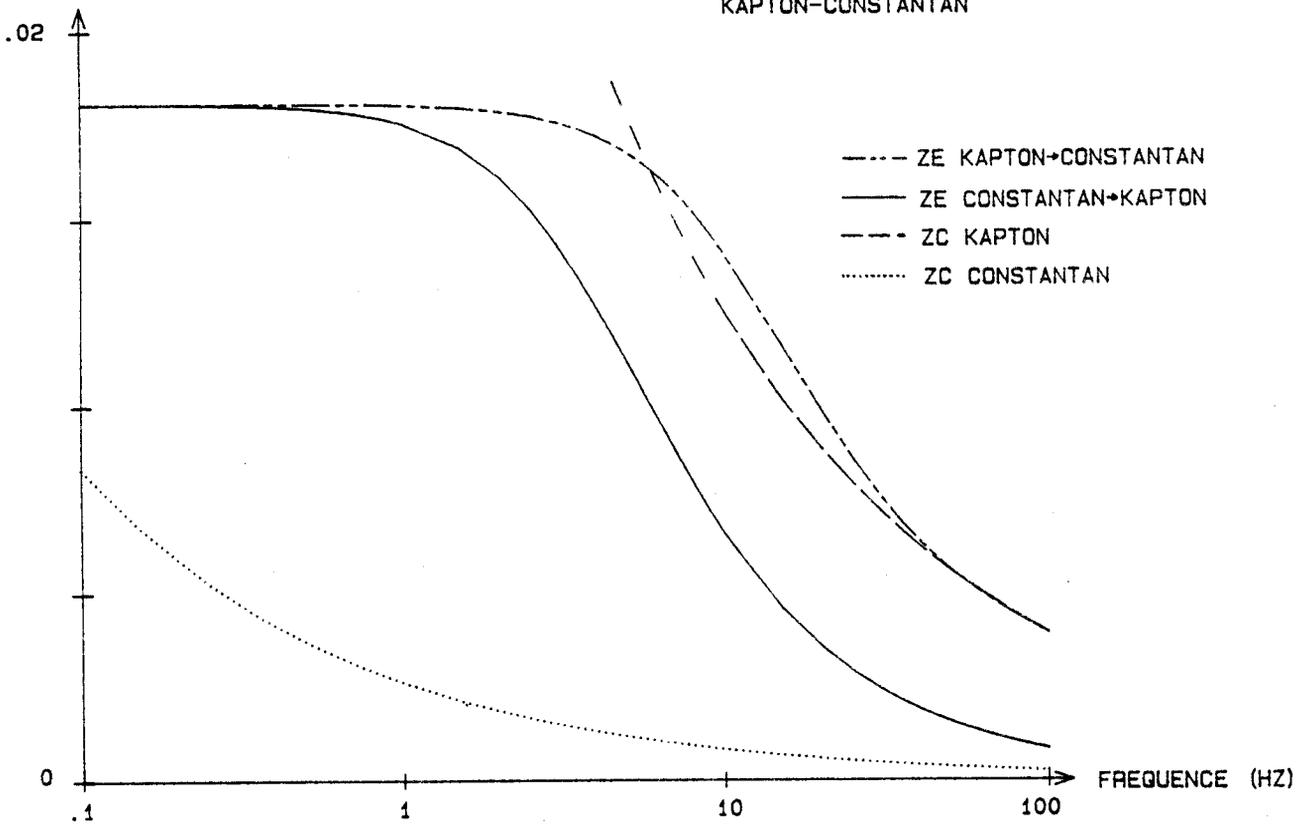
PHASE (DEGRES)

FIGURE I.8 EVOLUTION DE L'ARGUMENT DE L'IMPEDANCE D'ENTREE EN FONCTION DE LA FREQUENCE POUR UN BICOUCHE PLEXIGLASS-CAOUTCHOUC



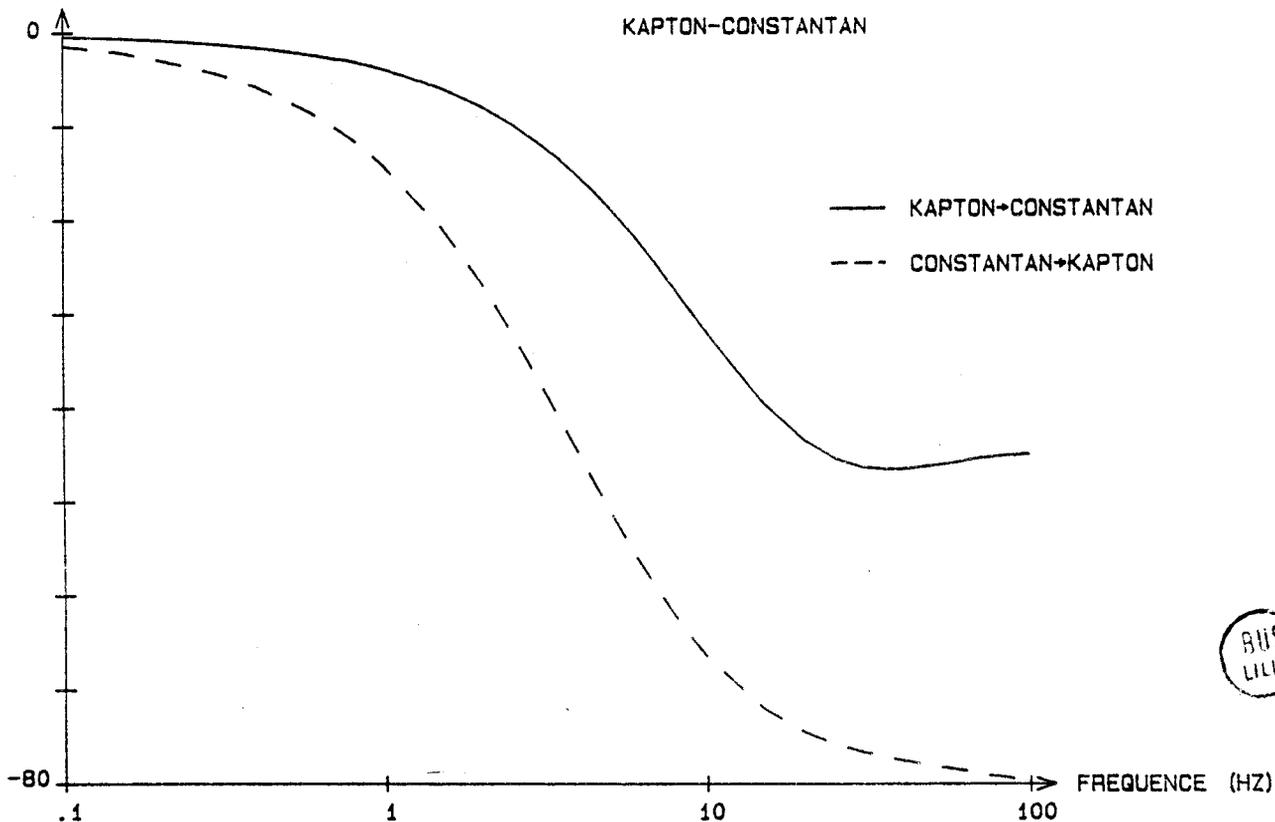
$|Z_E|$  (K/W)

FIGURE I.9 EVOLUTION DU MODULE DE L'IMPEDANCE D'ENTREE EN FONCTION DE LA FREQUENCE POUR UN BICOUCHE KAPTON-CONSTANTAN



PHASE (DEGRES)

FIGURE I.10 EVOLUTION DE LA PHASE DE L'IMPEDANCE D'ENTREE EN FONCTION DE LA FREQUENCE POUR UN BICOUCHE KAPTON-CONSTANTAN



Le bicouche étant très constaté, l'impédance d'entrée dans le sens constantan-kapton est beaucoup plus faible que dans le sens kapton-constantan, le constantan jouant le rôle de "matériau capacitif" placé à l'entrée. Le déphasage entre flux et température d'entrée prend des valeurs inférieures à  $-80^\circ$  pour le bicouche constantan-kapton alors qu'il ne dépasse pas  $-45,5^\circ$  pour le bicouche kapton-constantan qui a un comportement assimilable à un kapton seul placé sur un puits, l'impédance d'entrée d'une feuille de 25  $\mu\text{m}$  de constantan placéesur un puits étant très proche de 0.

#### VI - PERTURBATION INTRODUITE PAR UN CAPTEUR DISPOSE SUR LA SURFACE D'UN MILIEU DE DIMENSIONS FINIES

Les résultats de simulation nous amènent à représenter la perturbation due à la présence d'un capteur disposé sur la surface d'un milieu de dimensions finies placé sur un puits. Le capteur est assimilé à un matériau homogène. La superposition du capteur et de l'échantillon constitue un bicouche dont les variations en fréquence de l'impédance d'entrée peuvent être analysées par la méthode précédente.

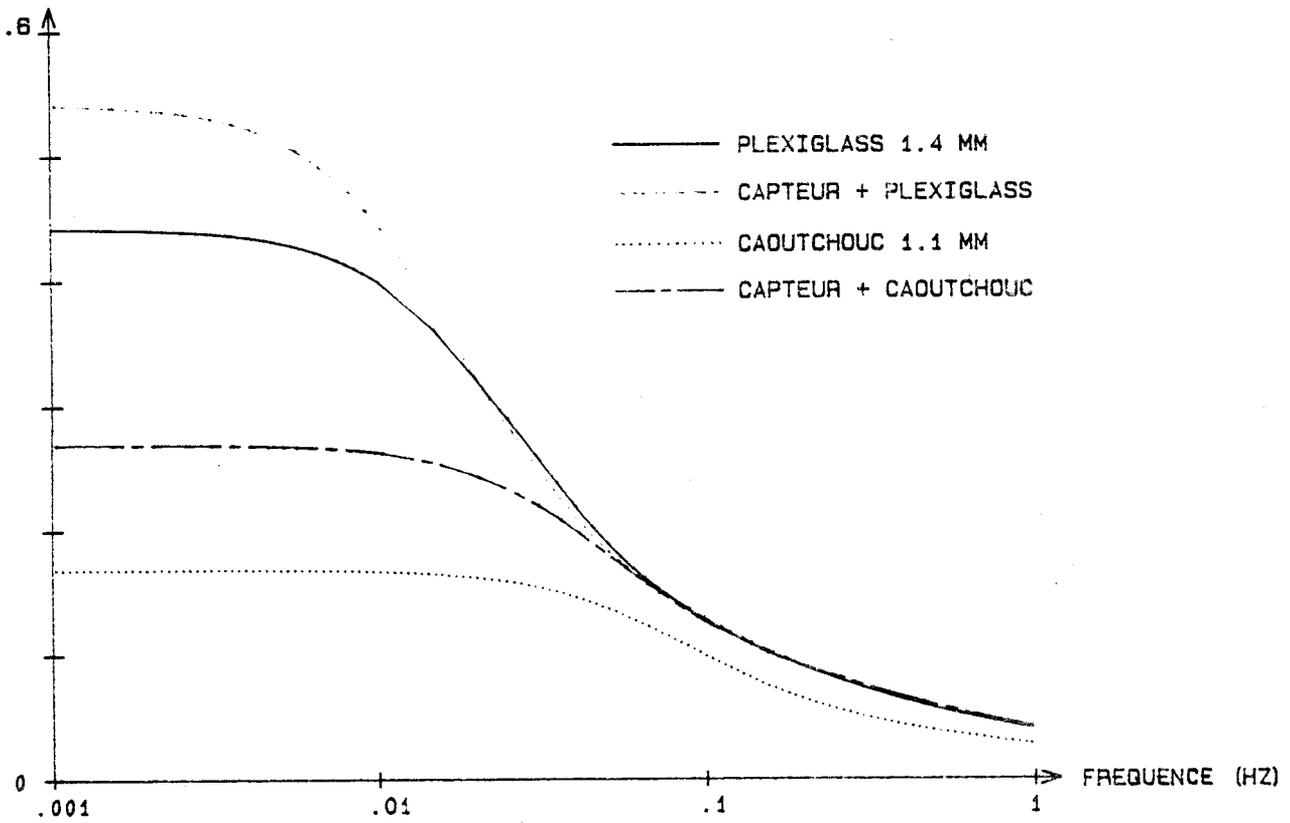
Les figures I-11 et I-12 représentent les variations du module et de la phase de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence de l'oscillation pour un matériau homogène, puis pour ce même matériau recouvert d'un capteur de résistance thermique 0,1 K/W et de capacité 10 J/K. Les échantillons étudiés à l'aide de ces courbes de simulation sont successivement un plexiglass de 1,4 mm puis un caoutchouc de 1,1 mm d'épaisseur et de surface 13x13,5  $\text{cm}^2$ .

Aux basses fréquences, l'impédance d'entrée de l'ensemble capteur-matériau est voisine de la somme de leurs résistances thermiques. Il n'est plus possible de négliger la résistance thermique du capteur pour des échantillons de résistance thermique du même ordre de grandeur.

L'analyse de ces courbes nous montre également que le module de l'impédance d'entrée décroît plus rapidement avec la fréquence lorsque le capteur est disposé sur l'échantillon. D'autre part, dans la gamme 0,001 - 0,05 Hz, le capteur introduit un retard de phase supplémentaire (voisin de  $5^\circ$ ) par rapport aux matériaux homogènes considérés.

$|Z_E|$  (K/W)

FIGURE I.11 PERTURBATION INTRODUITE PAR UN CAPTEUR SUR L'EVOLUTION DU MODULE DE L'IMPEDANCE D'ENTREE



$\angle Z_E$   
(DEGRES)

FIGURE I.12 PERTURBATION INTRODUITE PAR UN CAPTEUR SUR L'EVOLUTION DE LA PHASE DE L'IMPEDANCE D'ENTREE

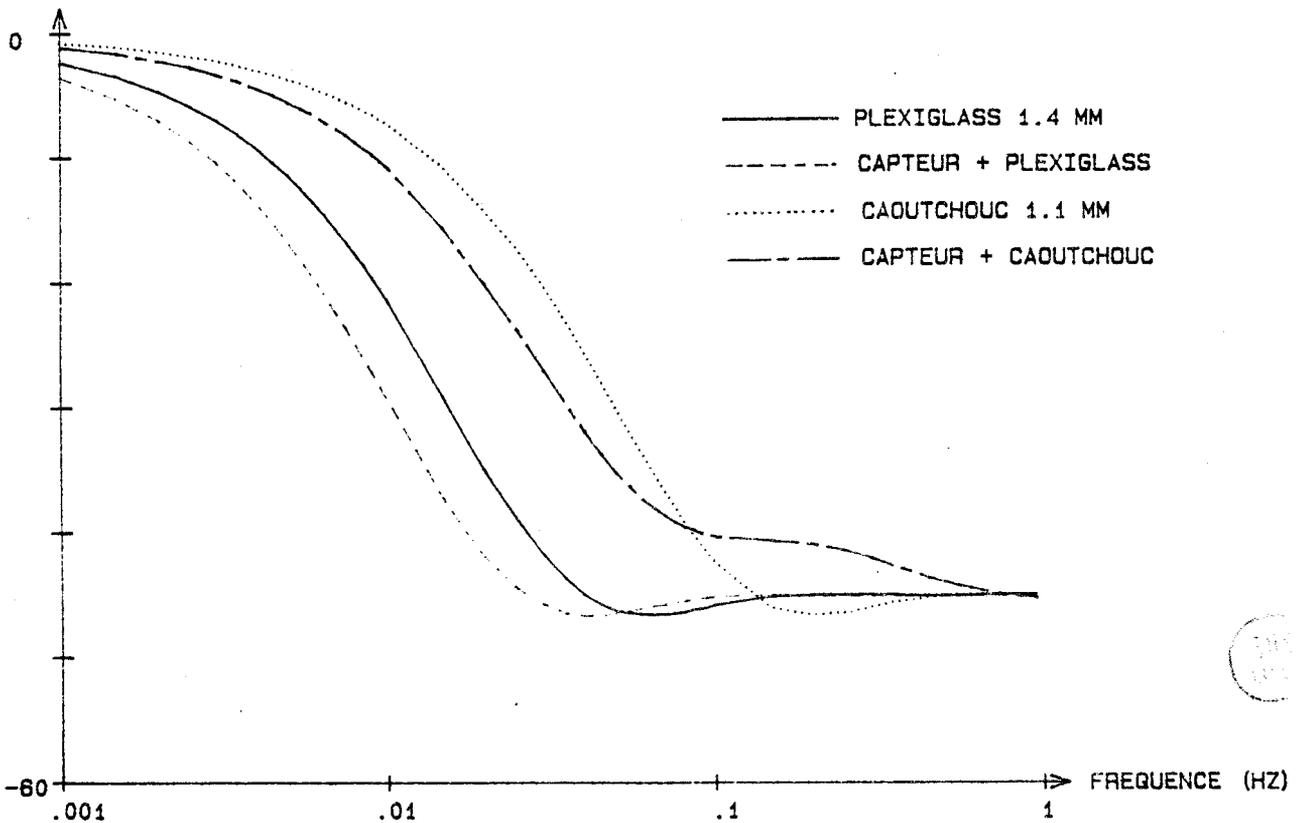


FIGURE I.13 PERTURBATION INTRODUITE PAR UN CAPTEUR SUR L'EVOLUTION DU MODULE DE L'IMPEDANCE D'ENTREE

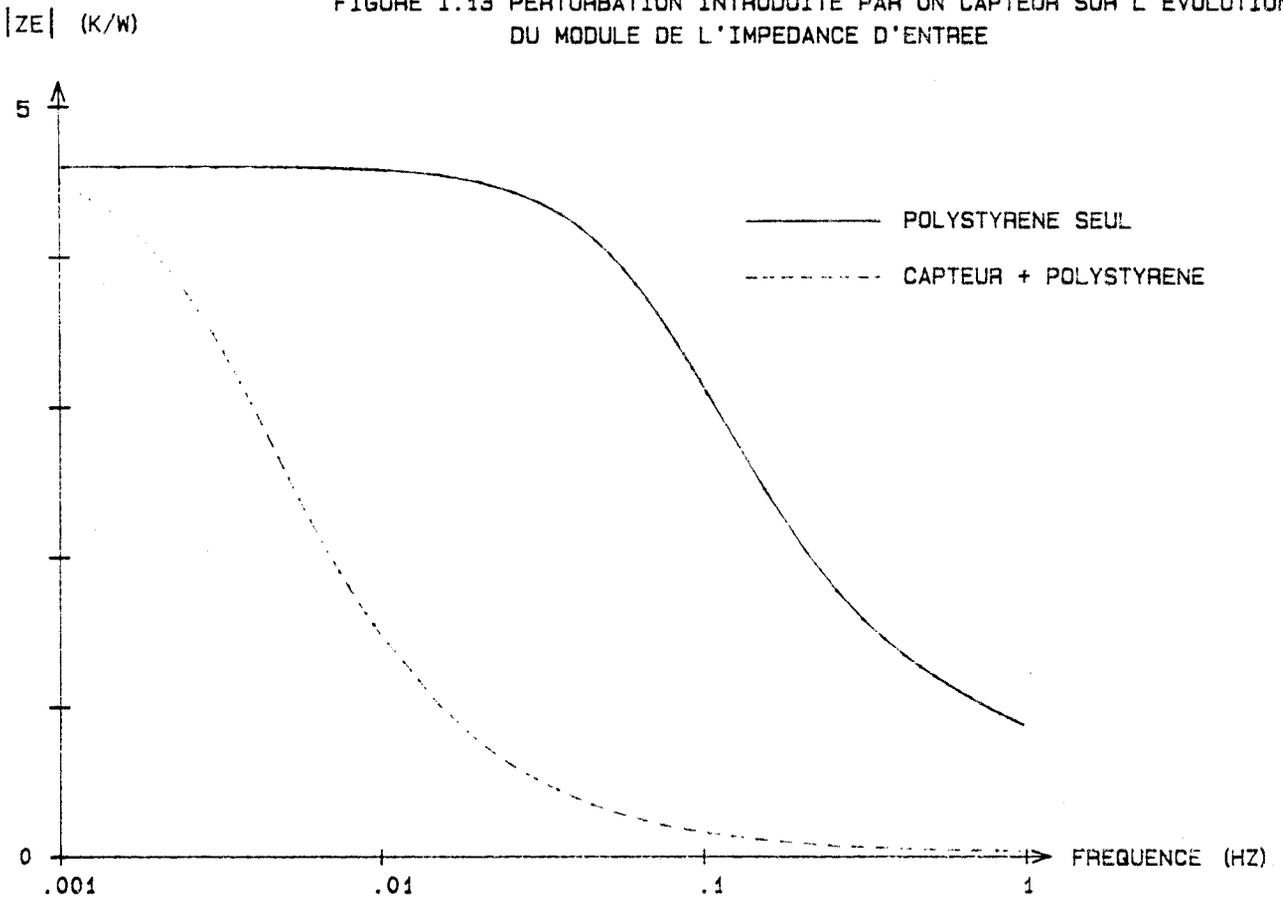
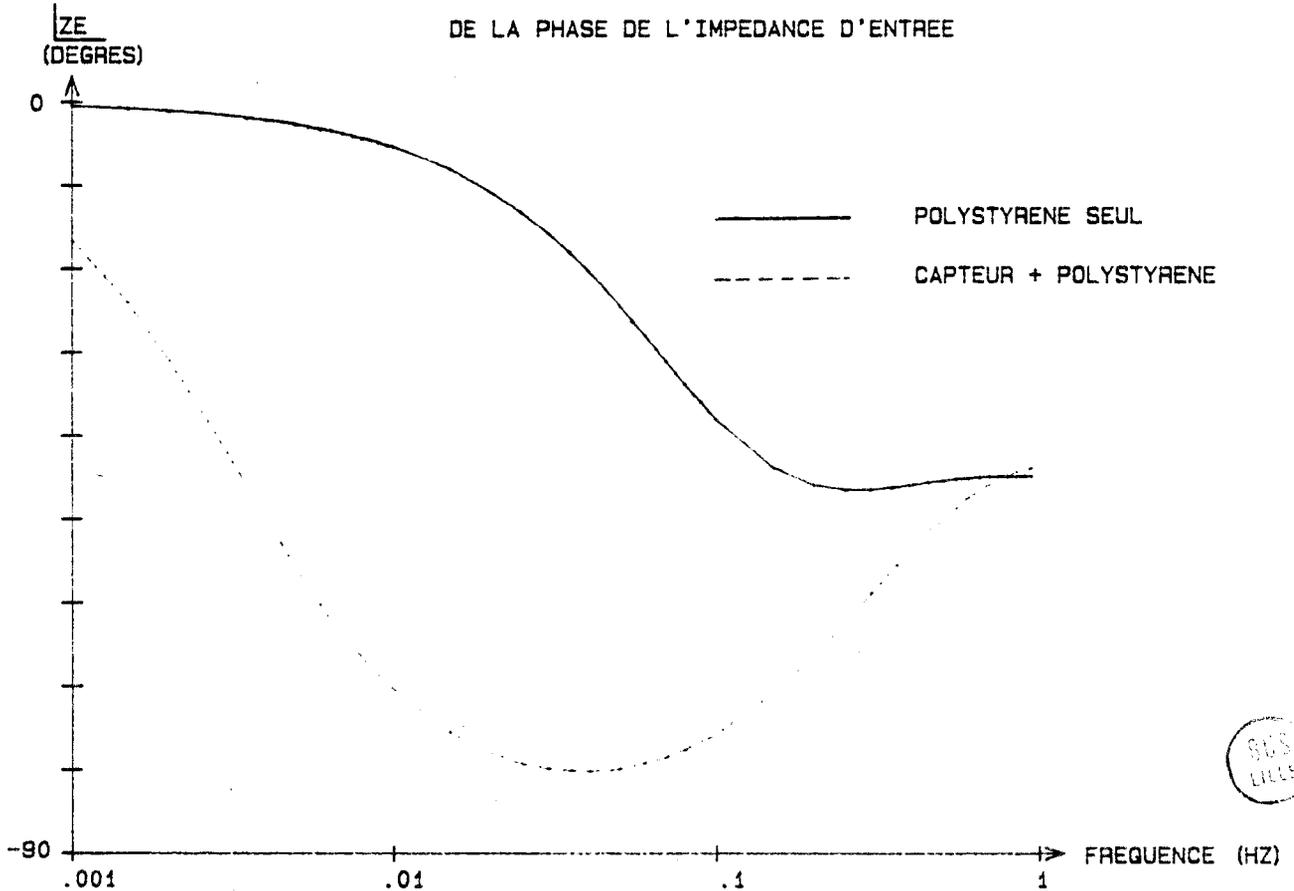


FIGURE I.14 PERTURBATION INTRODUITE PAR UN CAPTEUR SUR L'EVOLUTION DE LA PHASE DE L'IMPEDANCE D'ENTREE



Les figures I.13 et I.14 représentent également les variations fréquentielles de l'impédance d'entrée (module et phase) d'un ensemble capteur + polystyrène extrudé et d'un polystyrène seul (épaisseur 2,5 mm, surface 13x13,5cm<sup>2</sup>).

En basses fréquences, la résistance thermique du capteur est faible vis-à-vis de l'impédance d'entrée du polystyrène et peut donc être négligée. Le module de l'impédance d'entrée du polystyrène seul est égal à sa résistance thermique dans une large bande de fréquences (0 à 0,01 Hz), la phase reste voisine de zéro dans cette bande.

Par contre, la présence du capteur introduit une diminution importante du module de l'impédance d'entrée ainsi qu'un retard de phase considérable à partir de 0,001 Hz. Cet effet est essentiellement lié à la forte effusivité du capteur (570) vis-à-vis de celle du polystyrène extrudé (20).

## VII - ANALYSE DU TRANSFERT DE FLUX THERMIQUE A TRAVERS UN ECHANTILLON HOMOGENE

Partant de la matrice de transfert définissant les flux et température sur les surfaces externes d'une paroi homogène, il est possible d'établir l'expression du flux thermique  $\tilde{\phi}_1/\tilde{\phi}_0$  définie de façon unique lorsque l'on a précisé les conditions limites. En introduisant la condition limite  $\theta_1 = 0$  dans la relation matricielle I-19, nous obtenons pour la fonction de transfert :

$$\frac{\tilde{\phi}_1}{\tilde{\phi}_0} = \frac{1}{\text{ch } \gamma} = \frac{1}{\text{ch} \frac{(1+j)\ell \sqrt{\omega}}{\sqrt{2a}}} \quad (\text{I-29})$$

Comme l'impédance d'entrée, la fonction de transfert peut être représentée en fonction du paramètre fréquence. Dans le domaine des basses fréquences ( $\omega \rightarrow 0$ ), le flux entrant est transmis intégralement. En effet :

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{\phi}_1}{\tilde{\phi}_0} &\rightarrow 1 \\ \omega &\rightarrow 0 \end{aligned}$$

Par contre, dans le domaine des fréquences élevées, il n'y a plus transfert de l'oscillation puisque :

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{\phi}_1}{\tilde{\phi}_0} &\rightarrow 0 \\ \omega &\rightarrow \infty \end{aligned}$$

Les variations en module et phase de la fonction de transfert suivant le paramètre  $|\gamma|$ , sont définies par la relation universelle  $1/\text{ch } \gamma$  (représentée figures I-15 et I-16).

Connaissant le module ou la phase de la fonction de transfert  $\phi_1/\phi_0$  à une pulsation donnée, il est donc possible de déterminer la valeur du module de  $\gamma$  et d'en déduire le temps propre du matériau ( $RC = \gamma^2 / \omega$ ).

Par contre, lorsque les variations de  $\phi_1/\phi_0$  sont représentées en fonction de la fréquence, il est possible de calculer la diffusivité ou le produit RC de l'échantillon soit par un calcul à partir de valeurs remarquables du module et de la phase, soit par identification à une famille de courbes  $\phi_1/\phi_0 = f(F)$  avec RC comme paramètre.

Les résultats de simulation pour des échantillons de caoutchouc et de plexiglass de 2,5 mm d'épaisseur et  $13 \times 13,5 \text{ cm}^2$  de surface sont représentés figures I-17 et I-18. Le rapport des amplitudes du flux tend d'autant plus vite vers zéro que la constante de temps RC de l'échantillon est élevée. De la même façon, le déphasage décroît d'autant plus vite que la constante de temps de l'échantillon est importante. La fréquence " $f_{osc}$ " correspondant à un déphasage égal à  $\pi$  prend une valeur remarquable égale à  $\pi/RC$  (figure I-16). Il est donc possible de calculer le produit RC d'une paroi homogène lorsque l'on connaît la fréquence pour laquelle le déphasage entre flux incident et transmis est égal à  $\pi$ .

Pour cette valeur particulière de la fréquence, le flux transmis a une valeur très faible puisque  $\phi_1/\phi_0 \rightarrow 0$ . L'oscillation de flux est fortement atténuée et ne sort pratiquement pas de l'échantillon. En conséquence, les résultats expérimentaux seront relativement indépendants de la présence du capteur (si celui-ci est très fin) ou de la nature du matériau placé derrière l'échantillon.

L'exploitation des variations d'amplitude et de phase de  $\phi_1/\phi_0$  avec la fréquence permettent de calculer assez facilement le produit RC. Pour connaître séparément les valeurs de R et C, il faut effectuer une seconde mesure, en l'occurrence, les variations de température de surface de la face d'entrée ( $\theta_0$ ) ou le rapport  $\theta_0/\phi_1 = Z_c \text{ sh } \gamma$  qui ne nécessite que l'introduction d'un capteur de température sur la face d'entrée de l'échantillon.

FIGURE I.15 EVOLUTION DU MODULE DE LA FONCTION DE TRANSFERT  $\phi_1/\phi_0$  SUIVANT LE MODULE DE GAMMA

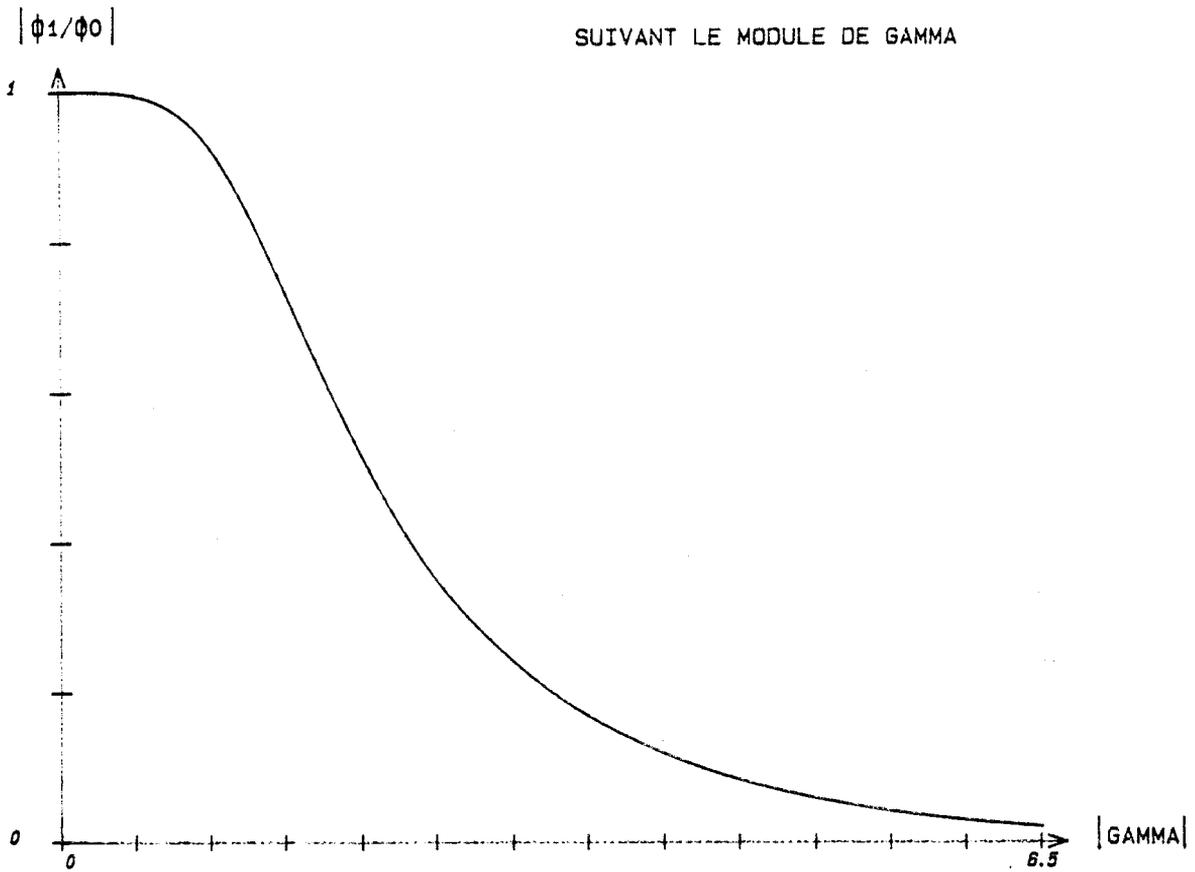


FIGURE I.16 EVOLUTION DE L'ARGUMENT DE LA FONCTION DE TRANSFERT  $\phi_1/\phi_0$  SUIVANT LE MODULE DE GAMMA

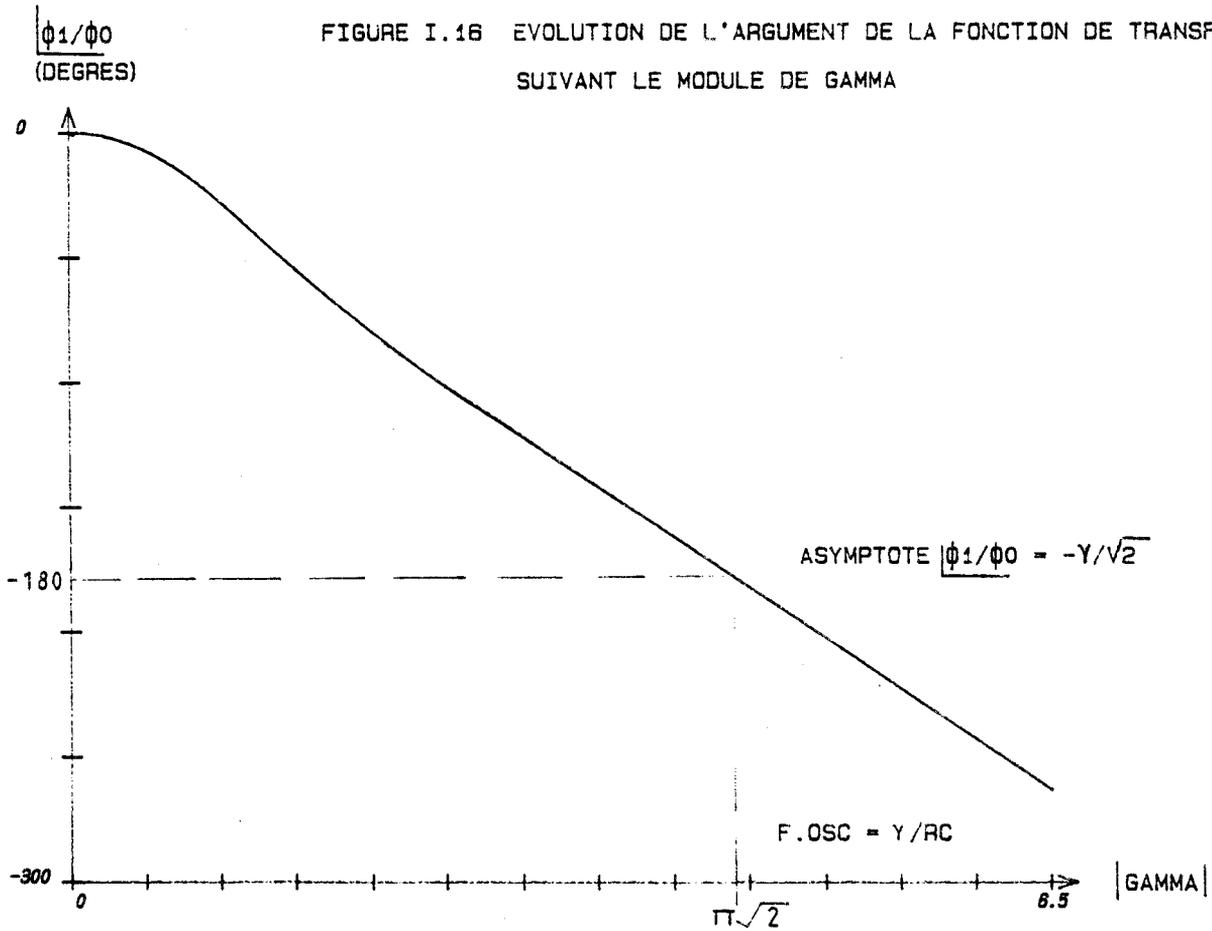
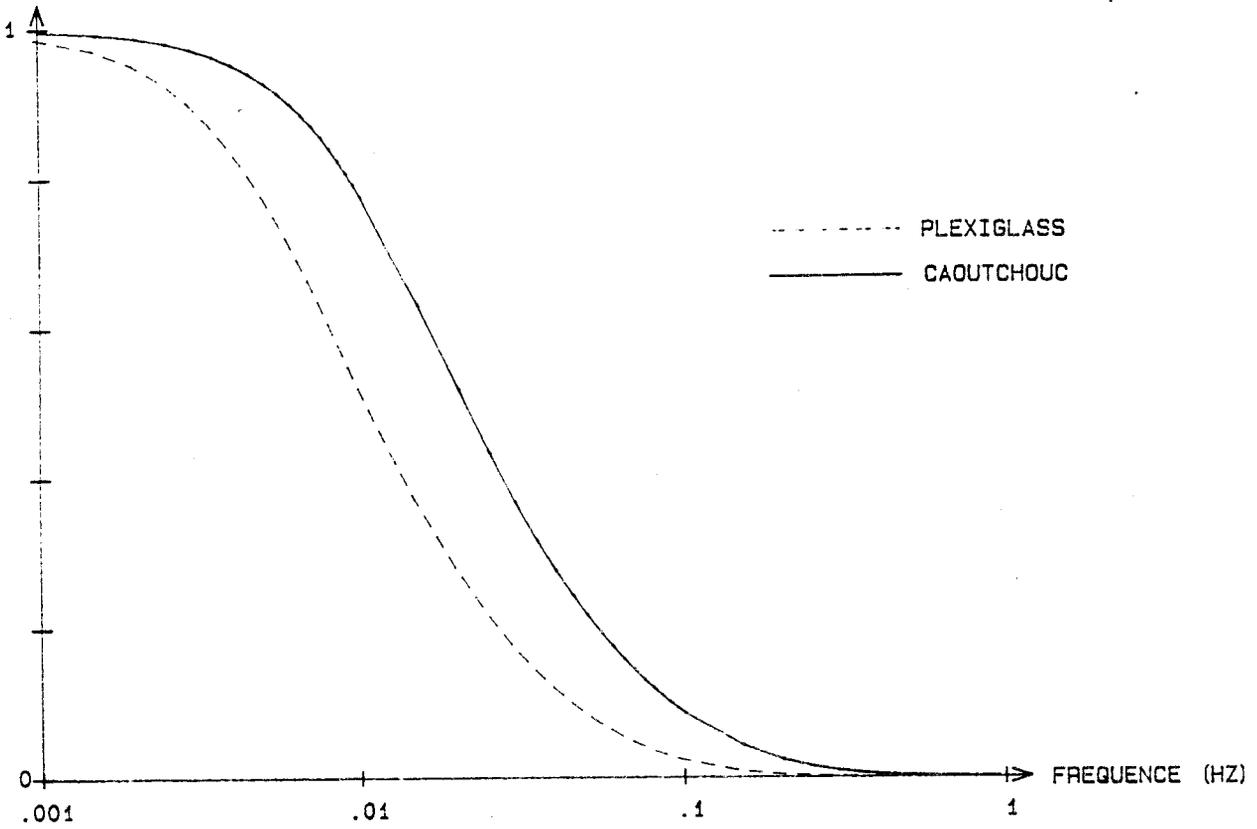


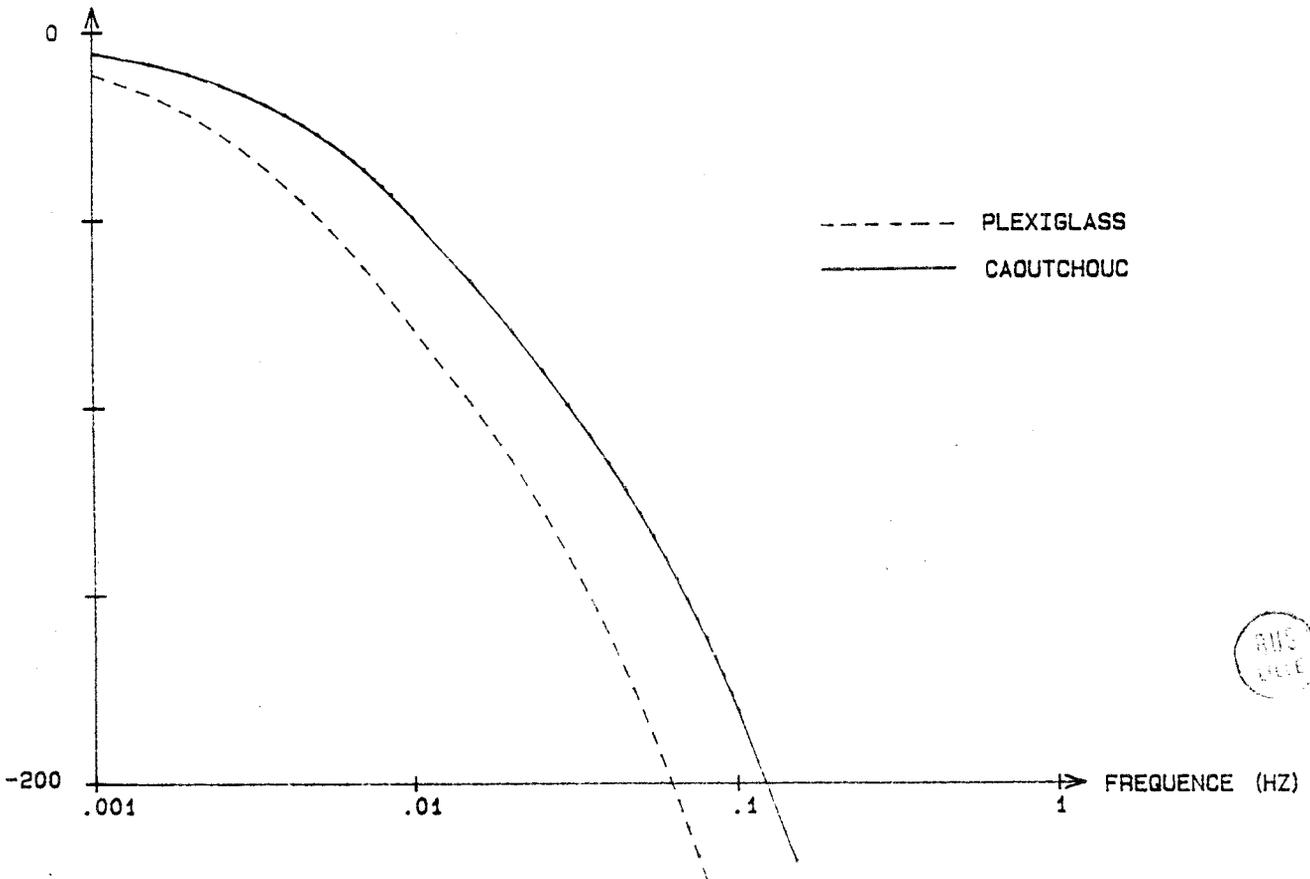
FIGURE I.17 MODULE DE LA FONCTION DE TRANSFERT EN FLUX DE MATERIAUX HOMOGENES

$|\phi_1/\phi_0|$



PHASE  $\phi_1/\phi_0$   
(DEGRES)

FIGURE I.18 ARGUMENT DE LA FONCTION DE TRANSFERT EN FLUX DE MATERIAUX HOMOGENES



VIII - TRANSFERT DE CHALEUR DANS UN MATERIAU BICOUCHE

Comme dans la partie précédente, nous sommes amenés à étendre l'étude théorique à l'analyse des transferts de chaleur à travers un matériau "bicouche" en fonction de la fréquence.

Pour exprimer la fonction de transfert  $\phi_2/\phi_0$ , il suffit de calculer le produit des matrices de transfert.

$$\begin{pmatrix} \sim \\ \theta_2 \\ \sim \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{ch } \gamma_1 \text{ ch } \gamma_2 + \frac{Z_{c2}}{Z_{c1}} \text{sh } \gamma_1 \text{ sh } \gamma_2 & , & -Z_{c1} \text{sh } \gamma_1 \text{ ch } \gamma_2 - Z_{c2} \text{sh } \gamma_2 \text{ ch } \gamma_1 \\ -\frac{\text{sh } \gamma_2 \text{ ch } \gamma_1}{Z_{c2}} - \frac{\text{sh } \gamma_1 \text{ ch } \gamma_2}{Z_{c1}} & , & \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} \text{sh } \gamma_1 \text{ sh } \gamma_2 + \text{ch } \gamma_1 \text{ ch } \gamma_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sim \\ \theta_0 \\ \sim \\ \phi_0 \end{pmatrix}$$

La matrice inverse s'obtient aisément en inversant les signes des termes non diagonaux.

En supposant comme précédemment la température constante dans le plan de sortie, il vient :

$$\begin{aligned} \frac{\phi_2}{\phi_0} &= 1 / \left( \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} \text{sh } \gamma_1 \text{ sh } \gamma_2 + \text{ch } \gamma_1 \text{ ch } \gamma_2 \right) & (I-30) \\ &= 1 / \left( \frac{b_2}{b_1} \text{sh } \gamma_1 \text{ sh } \gamma_2 + \text{ch } \gamma_1 \text{ ch } \gamma_2 \right) \end{aligned}$$

La fonction de transfert s'exprime en fonction des caractéristiques des matériaux constituant le bicouche ; elle dépend de l'ordre dans lequel sont disposées les couches puisque la fonction de transfert devient :

$$\begin{aligned} \frac{\phi_2}{\phi_0} &= 1 / \left( \frac{Z_{c2}}{Z_{c1}} \text{sh } \gamma_1 \text{ sh } \gamma_2 + \text{ch } \gamma_1 \text{ ch } \gamma_2 \right) & (I-31) \\ &= 1 / \left( \frac{b_1}{b_2} \text{sh } \gamma_1 \text{ sh } \gamma_2 + \text{ch } \gamma_1 \text{ ch } \gamma_2 \right) \end{aligned}$$

en inversant les couches. Il est remarquable que l'ordre des couches est pris en compte par le rapport d'effusivités.

Les variations en fréquence de l'amplitude et du déphasage entre flux incident et transmis pour un bicouche plexiglass-caoutchouc sont présentés figures I-19 et I-20.

Quel que soit l'ordre dans lequel sont rangées les couches, le flux transmis est égal au flux incident dans le domaine des basses fréquences. Par contre, dans le domaine des moyennes fréquences, le transfert de chaleur est plus aisé dans le sens plexiglass → caoutchouc que dans le sens inverse. Des remarques analogues peuvent être faites par l'analyse des courbes de déphasage.

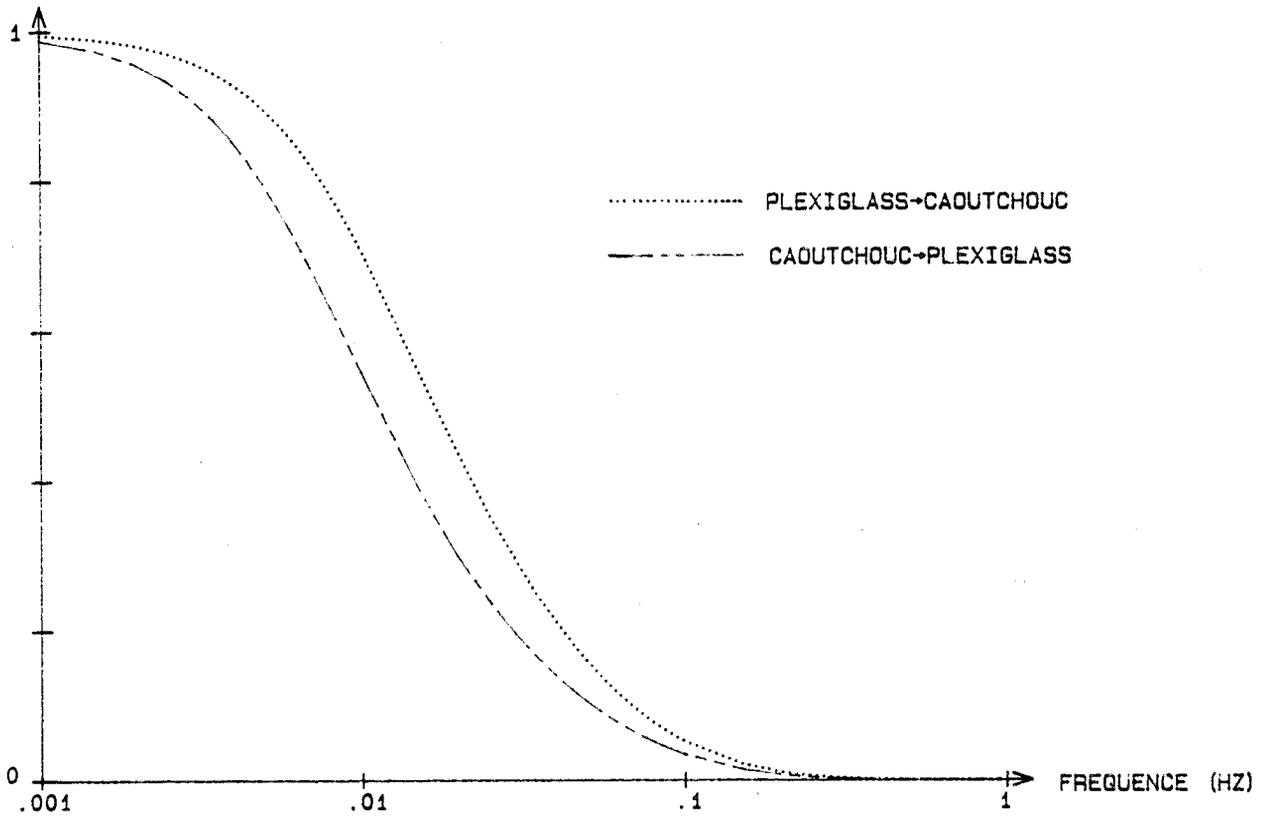
#### IX - PERTURBATIONS INTRODUITES PAR LES CAPTEURS DE FLUX DISPOSES DE PART ET D'AUTRE DE L'ECHANTILLON

Comme précédemment, les résultats concernant le transfert de chaleur à travers un bicouche peuvent être utilisés pour évaluer la perturbation introduite par un capteur placé sur l'une des faces supérieure ou inférieure d'un échantillon homogène. Les capteurs de flux utilisés dans la partie expérimentale ont une résistance thermique voisine de 0,1 K/W et une capacité de l'ordre de 10 J/K. Sur les figures I-21 et I-22, nous avons représenté le transfert de flux à travers un échantillon de polystyrène extrudé de 3 mm, puis à travers les bicouches polystyrène extrudé → capteur et capteur → polystyrène extrudé.

Il est intéressant de remarquer que la présence du capteur sous le polystyrène n'introduit pratiquement pas de perturbation. Par contre, de la même façon que pour la mesure de l'impédance d'entrée, le capteur placé sur l'échantillon perturbe considérablement le transfert de flux. Il n'est alors plus possible de négliger son influence. Nous avons choisi le polystyrène extrudé afin d'amplifier ces perturbations. Ces perturbations sont des causes importantes d'erreur dans les mesures sur des parois de polystyrène utilisées dans le bâtiment, même en régime lentement variable.

$|\phi_1/\phi_0|$

FIGURE I.19 MODULE DE LA FONCTION DE TRANSFERT EN FLUX D'UN BICOUCHE PLEXIGLASS-CAOUTCHOUC



$\phi_1/\phi_0$   
(DEGRES)

FIGURE I.20 ARGUMENT DE LA FONCTION DE TRANSFERT EN FLUX D'UN BICOUCHE PLEXIGLASS-CAOUTCHOUC

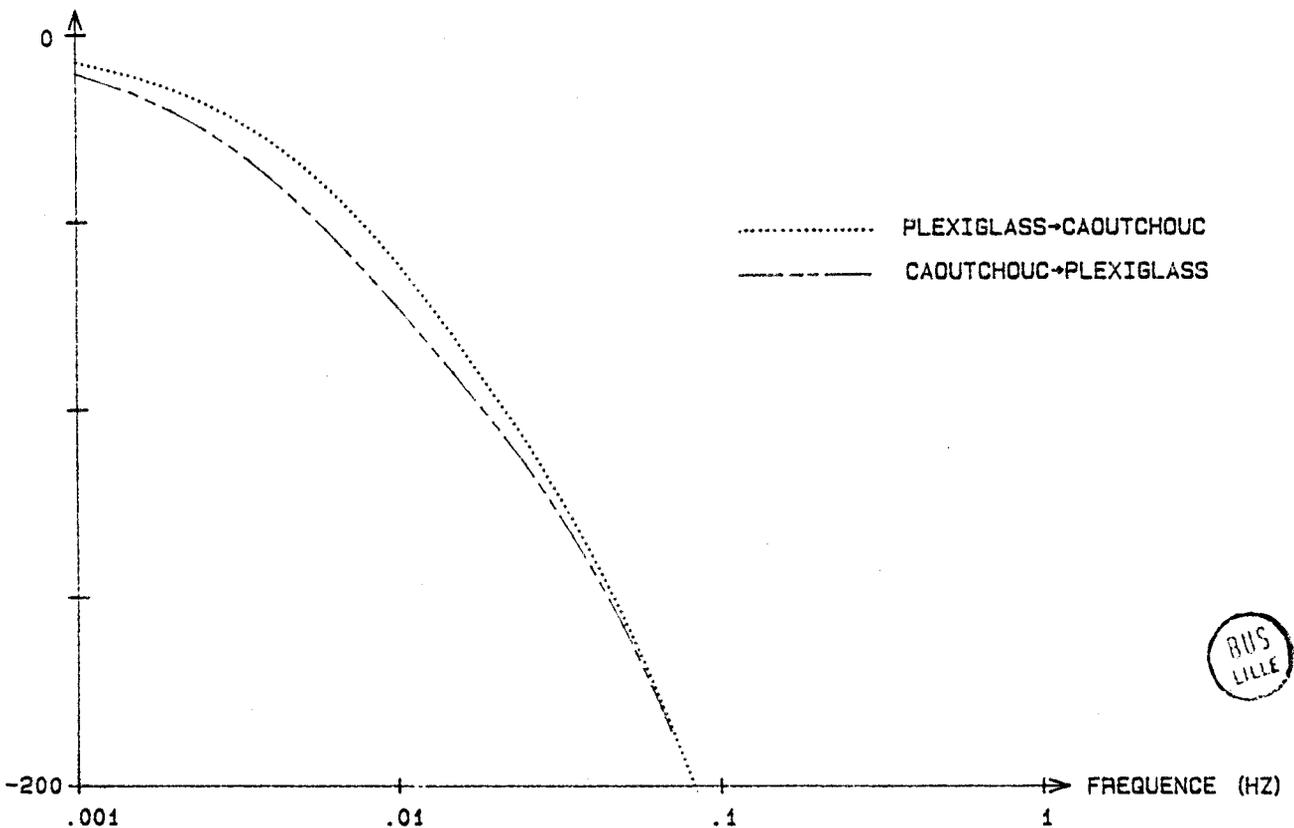


FIGURE I.21 PERTURBATION INTRODUITE PAR LES CAPTEURS DE FLUX SUR LE MODULE DE LA FONCTION DE TRANSFERT

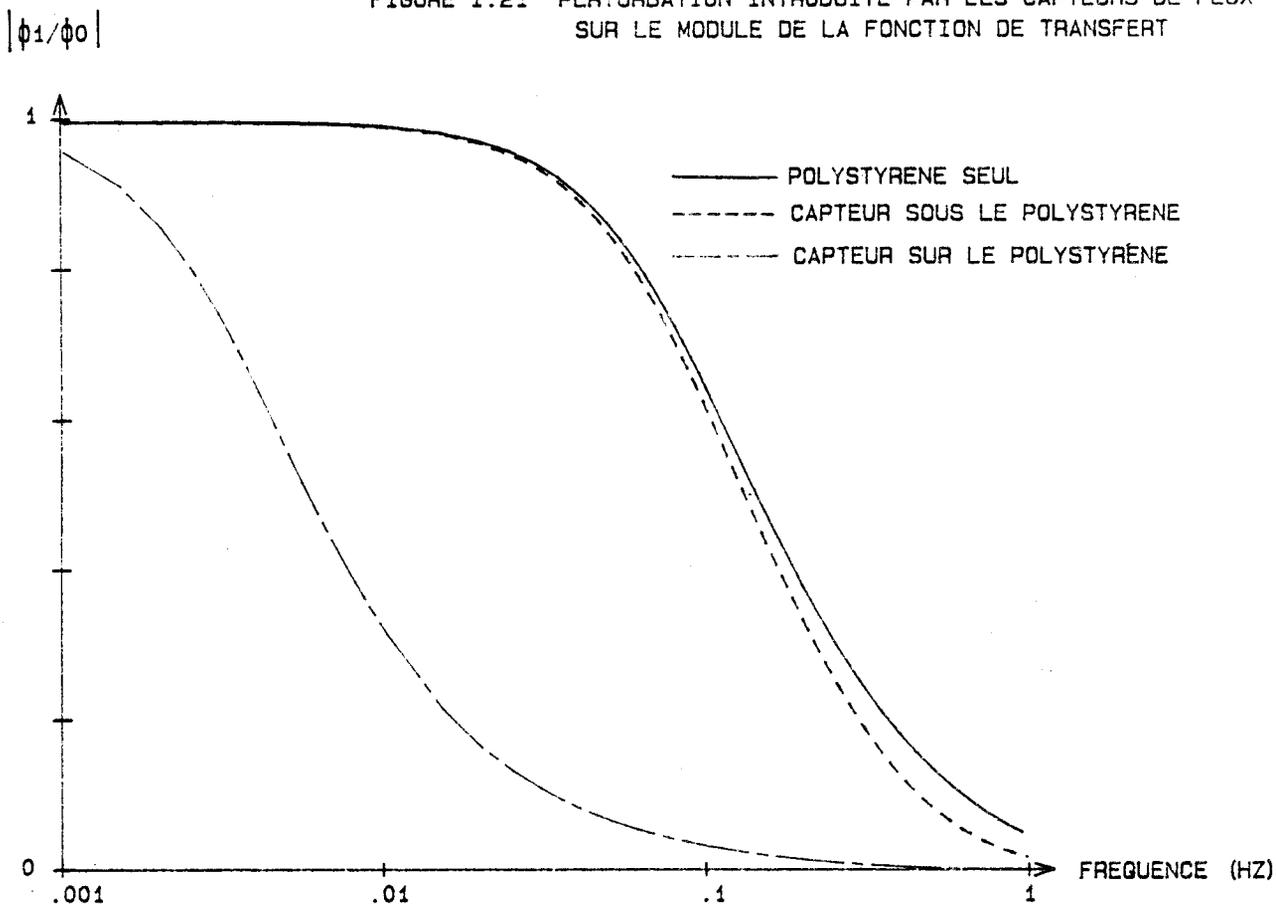
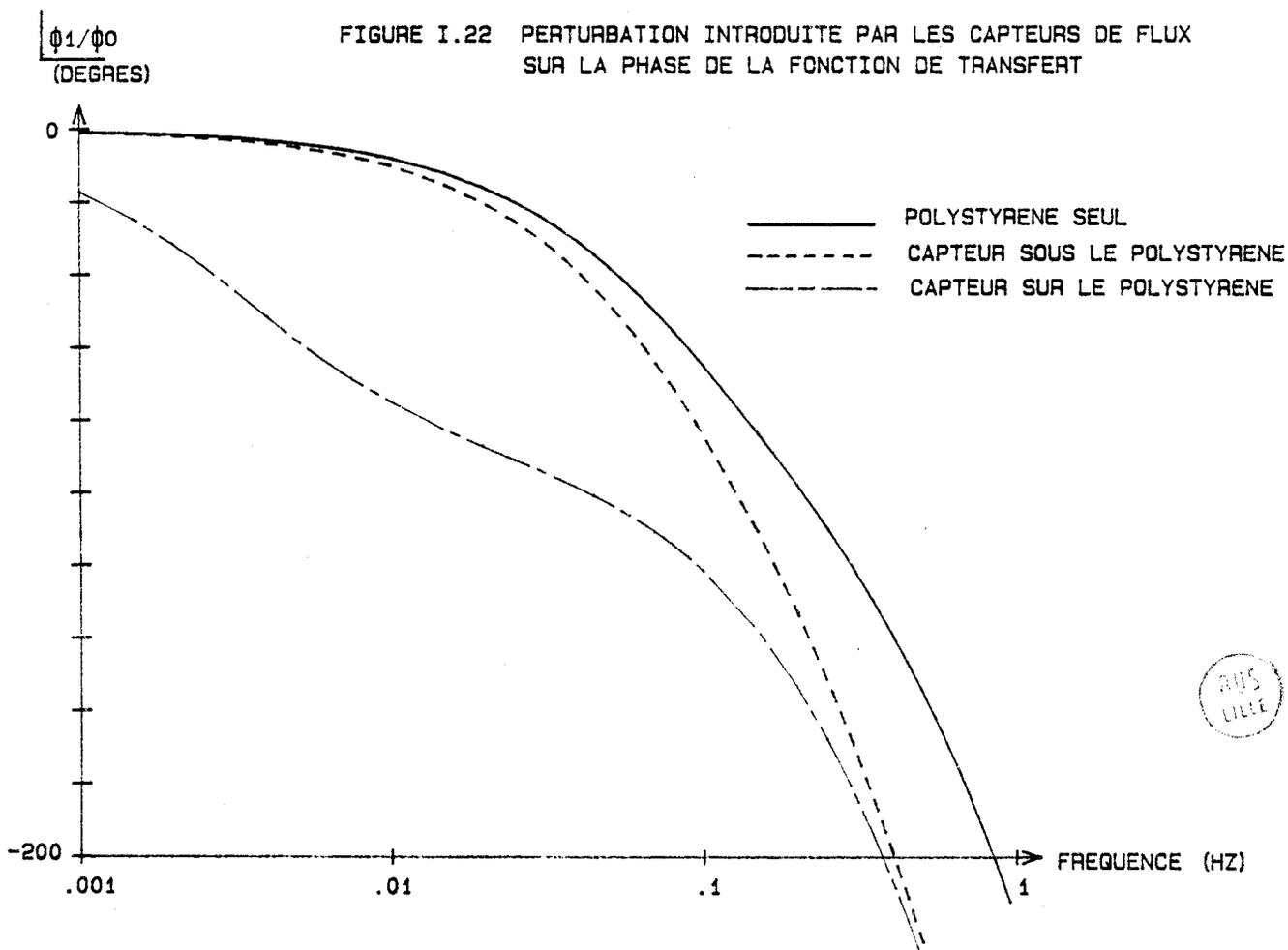


FIGURE I.22 PERTURBATION INTRODUITE PAR LES CAPTEURS DE FLUX SUR LA PHASE DE LA FONCTION DE TRANSFERT



CHAPITRE II

---

GÉNÉRATEURS DE FLUX ET DE TEMPÉRATURE.

## I - PRINCIPE

Tout changement de l'état énergétique d'un milieu monodimensionnel étant défini en chaque point par les valeurs du flux thermique et de la température (  $\phi(x,t)$  et  $\theta(x,t)$  ), les sources énergétiques à mettre en oeuvre pour générer et contrôler des échanges thermiques sont :

- Des sources à température imposée  $\theta(x_0,t) = f(t)$
- Des sources à flux imposé  $\phi(x_0,t) = g(t)$
- Des sources de natures plus complexes maintenant une relation entre flux et température.

Les sources énergétiques réalisées ont la structure de "systèmes asservis". La grandeur à asservir (flux ou température) étant mesurée à chaque instant par un capteur de flux thermique ou de température, disposé dans un plan de section droite  $x = x_0$ . Une résistance chauffante plane (imprimée) disposée à proximité est alimentée de façon à maintenir la grandeur mesurée égale à une valeur de consigne.

La technologie de l'asservissement doit mettre en oeuvre :

- Un puits thermique à température constante permettant de refroidir le capteur de température, ou d'évacuer le flux de chaleur à réguler.
- Un système de chauffage à faible inertie pouvant être constitué d'une résistance chauffante imprimée ou d'une batterie de lampes à incandescence, associée à un film noir placé sur le capteur, fournissant l'apport énergétique nécessaire au maintien de la température à la valeur de consigne, ou le flux à la valeur souhaitée.
- Un asservissement électronique permettant d'ajuster les apports d'énergie de façon à maintenir la température ou le flux à leurs valeurs de consigne. (Les asservissements utilisés sont du type proportionnel intégral dérivé, P.I.D, dont le schéma de principe figure en annexe I)

Schématiquement, le système asservi peut être représenté de la façon suivante (figure II-1).

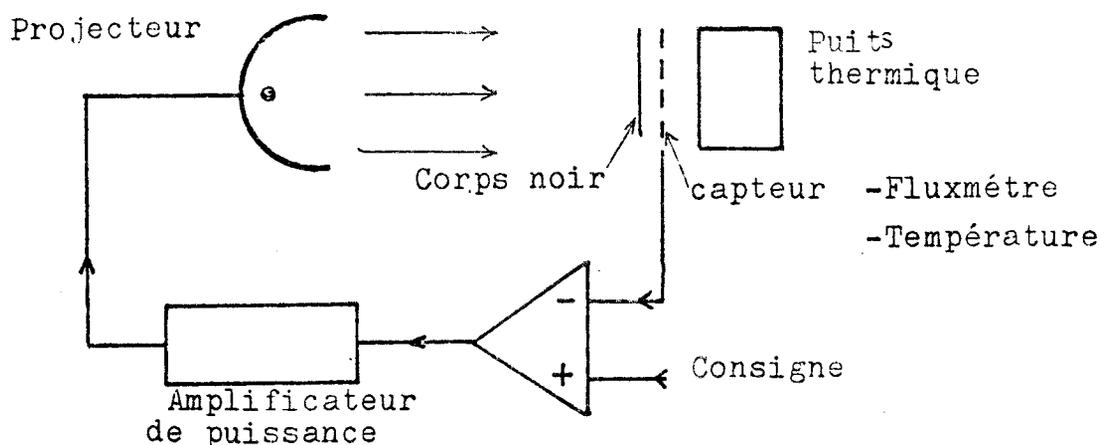


FIGURE II.1

## II - DESCRIPTION DES ELEMENTS DU SYSTEME ASSERVI

### A - Les capteurs de température et l'interface électronique

Parmi tous les éléments sensibles à la température, nous avons choisi les résistances de cuivre (disponibles sous forme de circuits imprimés) et dont la résistivité varie avec la température suivant la loi bien connue :

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t)$$

$\rho_0$  résistivité à 0°C,  $t$  température à °C,  $\alpha$  coefficient de température : 0,004 pour le cuivre.

Pour mesurer la température moyenne dans le plan de section droite, nous avons utilisé une résistance imprimée. Partant d'une feuille de cuivre de 35  $\mu\text{m}$  d'épaisseur collée sur un support mylar de 25  $\mu\text{m}$  d'épaisseur également, la résistance a été gravée au perchlorure de fer (figure II-2).

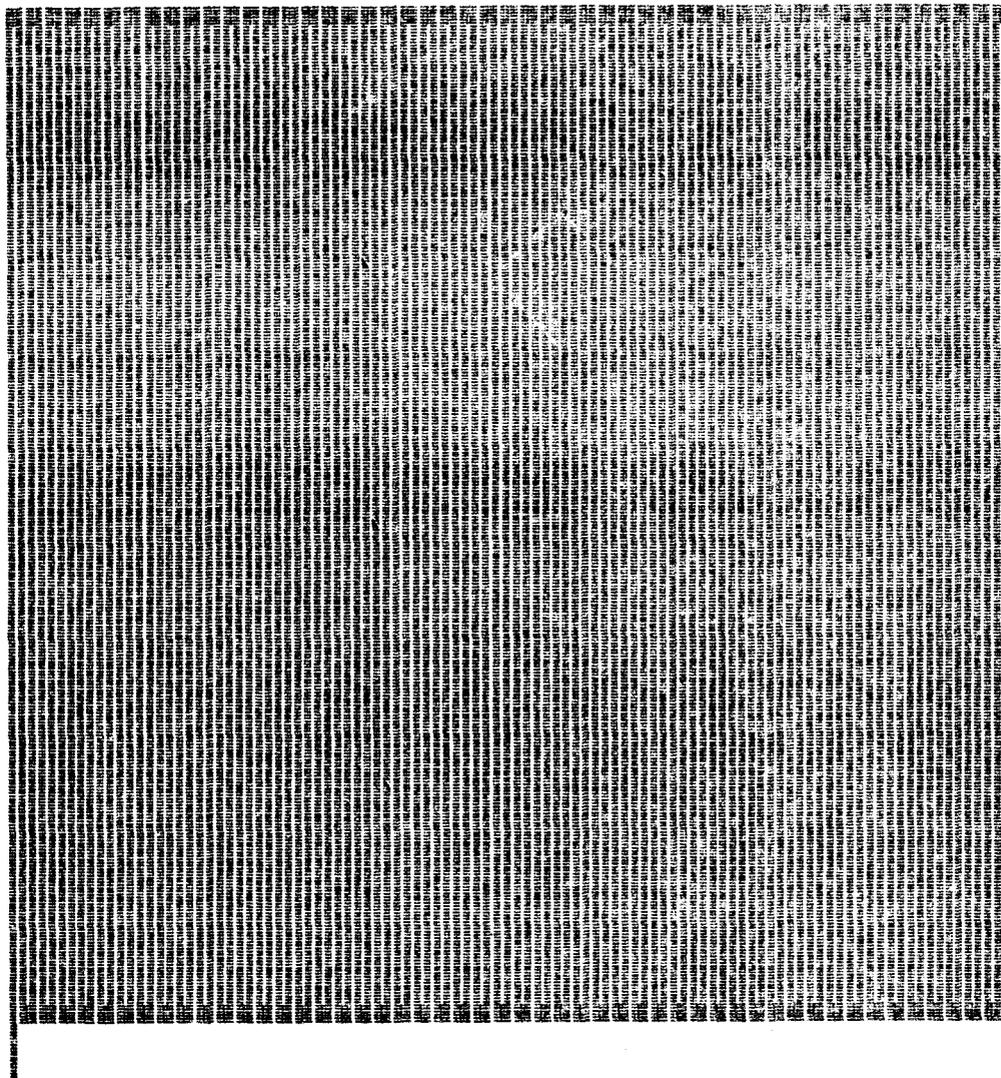


Figure II.2 : RESISTANCE IMPRIMEE (Cuivre)

Avec une largeur des pistes de 0,8 mm, séparées par des interlignes de 0,4 mm, nous avons obtenu pour une surface de 13 x 13,5 cm<sup>2</sup>, une résistance électrique voisine de 10  $\Omega$  . Compte tenu du coefficient de température du cuivre, une variation de température de 1 K, produit une variation de résistance de 0,04  $\Omega$  . Les variations de température à mesurer étant de l'ordre du degré, nous avons réalisé une instrumentation permettant de mesurer la température avec précision.

Malgré sa faible épaisseur, le capteur introduit une modification du champ de température dans lequel il est placé. Pour minimiser cette perturbation, les deux faces du capteur de température ont été couvertes de graisse au silicone.

Il en résulte une perturbation caractérisée par une résistance thermique ( $R = 0,1 \text{ K/W}$  compte tenu des contacts) et une capacité thermique ( $C = 10 \text{ J/K}$ ), la méthode permettant de déterminer ces valeurs est exposée dans le chapitre III.

### Le pont à équilibrage automatique

Pour mesurer les variations de résistance, nous utilisons un pont à équilibrage automatique. La réalisation de ce pont a fait l'objet de notre travail de D.E.A. (\*), aussi nous nous limiterons à en rappeler le principe et les performances. Les seules modifications apportées ont consisté à minimiser le temps d'équilibrage de façon à pouvoir mesurer les variations rapides de température de surface.

Le capteur associé à trois résistances de précision constitue un pont de Wheastone alimenté par un générateur sinusoïdal de fréquence 3 KHZ. Une capacité placée en parallèle sur le capteur permet d'obtenir un signal d'équilibre non nul et de ramener la détection de l'équilibrage à la mesure du déphasage entre le signal d'erreur et le signal d'alimentation.

Un ensemble logique fournit une information numérique représentative du déséquilibre, et génère une tension analogique sinusoïdale permettant de rééquilibrer le pont (figure II-3).

La précision relative du capteur s'exprime en pourcentage de la gamme de mesure. En provoquant des variations de résistance dans la branche du pont réservée au capteur, nous avons pu montrer que la linéarité était meilleure que 1% sur toute l'étendue de mesure.

De la même façon, en provoquant une variation brusque (assimilable à un échelon) de résistance, nous avons pu montrer que le circuit d'équilibrage se comporte comme un système du 1er ordre, ayant une constante de 5 mS (figure II-4). Il en résulte la possibilité de mesurer des variations rapides de température ( $F_c = 31 \text{ HZ}$ , sans tenir compte de l'inertie du capteur).

(\*) Etude et réalisation d'un pont à équilibrage automatique.

Application à la mesure simultanée de flux et de température.

FIGURE II.3

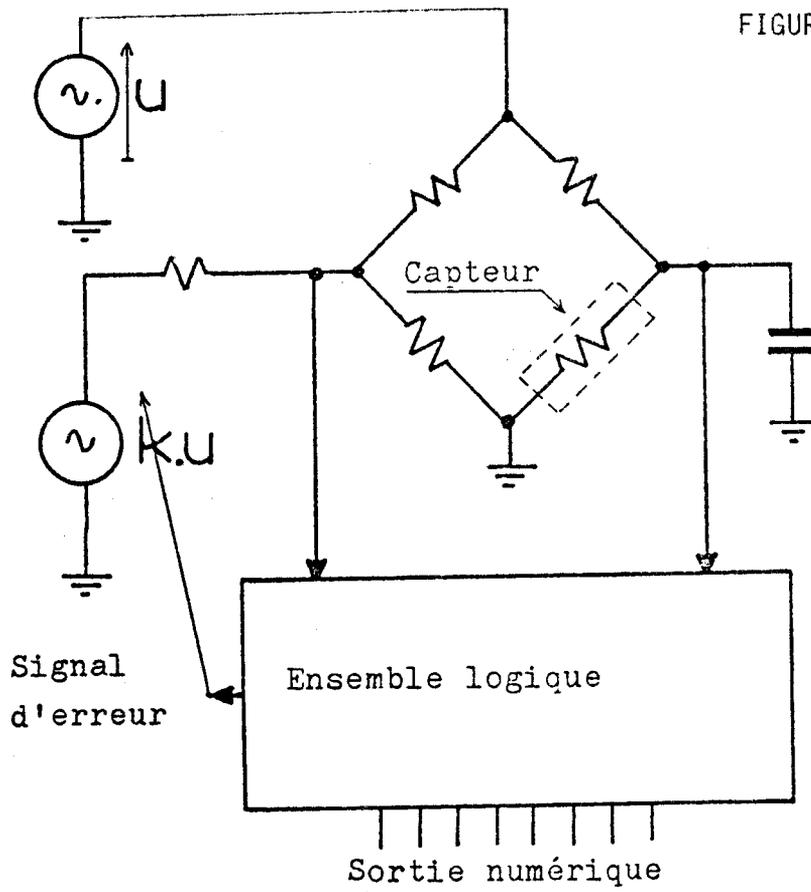
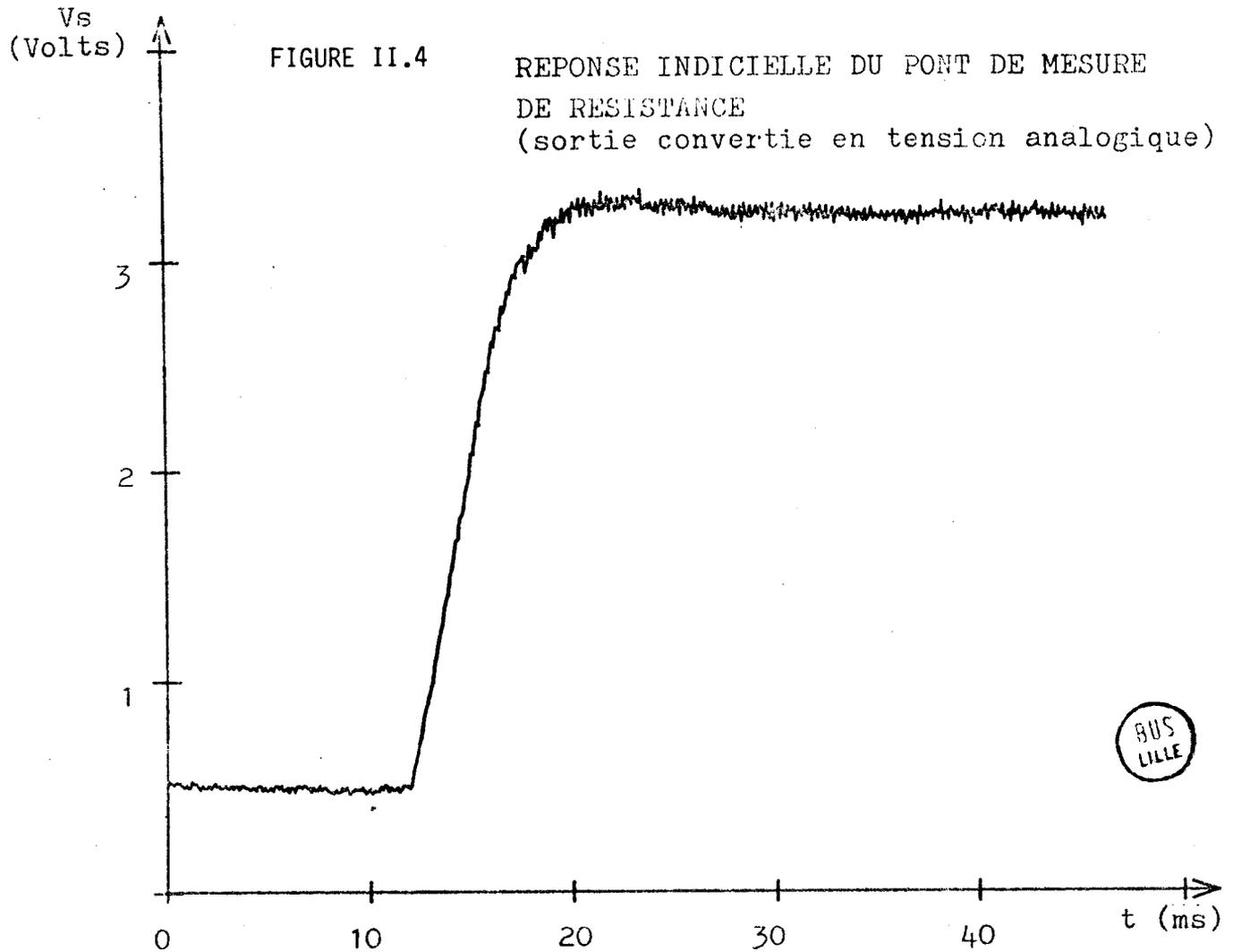


FIGURE II.4

REPONSE INDICIELLE DU PONT DE MESURE  
DE RESISTANCE  
(sortie convertie en tension analogique)



## B - Les capteurs de flux thermique

Du point de vue fonctionnel, un fluxmètre thermique n'est utilisable que si les caractéristiques suivantes ont des valeurs optimales :

- La sensibilité doit être suffisante pour pouvoir amplifier et traiter le signal issu du capteur avec des composants d'usage courant en électronique.

- Le temps de réponse doit être assez faible pour permettre une utilisation en régime variable.

- La résistance thermique doit être la plus faible possible pour ne pas perturber de façon sensible le champ de température à mesurer.

Les caractéristiques des fluxmètres thermiques réalisés dans notre laboratoire (cresmat), permettent l'utilisation de ces capteurs pour réaliser des sources idéales de flux thermique.

Les circuits thermoélectriques sont réalisés à partir de feuilles de constantan de 25 microns d'épaisseur collées sur un support kapton de 50 microns d'épaisseur. Le constantan étant attaqué par le perchlorure de fer ces laminés souples peuvent être traités suivant les techniques classiques de gravure utilisées dans la réalisation des circuits imprimés.

La figure II-5 représente le circuit constantan de 7,2 mètres de longueur replié sur une surface de  $13 \times 13,5 \text{ cm}^2$ . Sur ce circuit sont disposées des couches de cuivre électrolytique de 2,5 mm de longueur, régulièrement espacées. Aux endroits à protéger du cuivrage, le constantan a préalablement été recouvert d'une résine photosensible thermodurcissable (figure II-6).

Le circuit de la figure II-6 est à thermoéléments monodimensionnels puisque les régions cuivrées sont limitées par des frontières perpendiculaires à la direction principale du ruban de constantan.

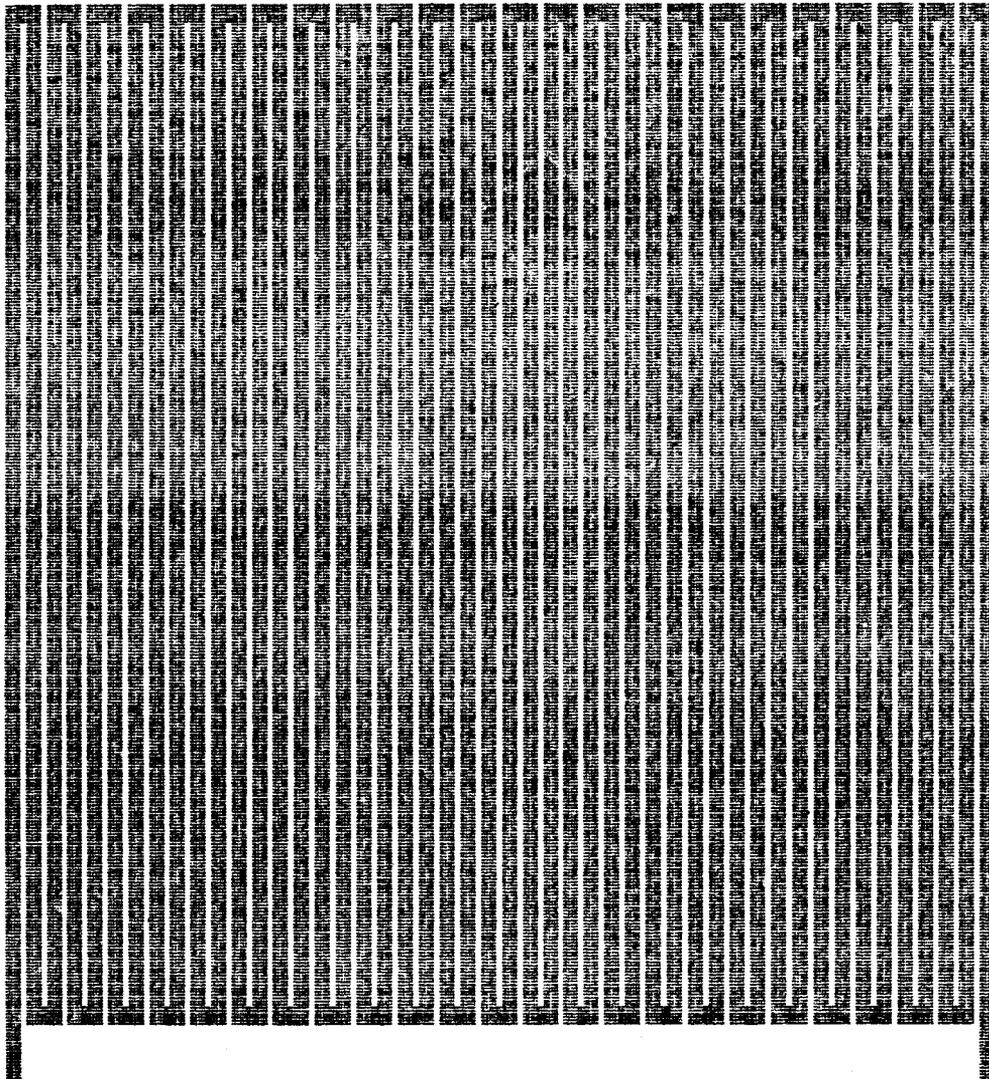


Figure II-5 : CIRCUIT THERMOELECTRIQUE DE BASE  
(constantan)

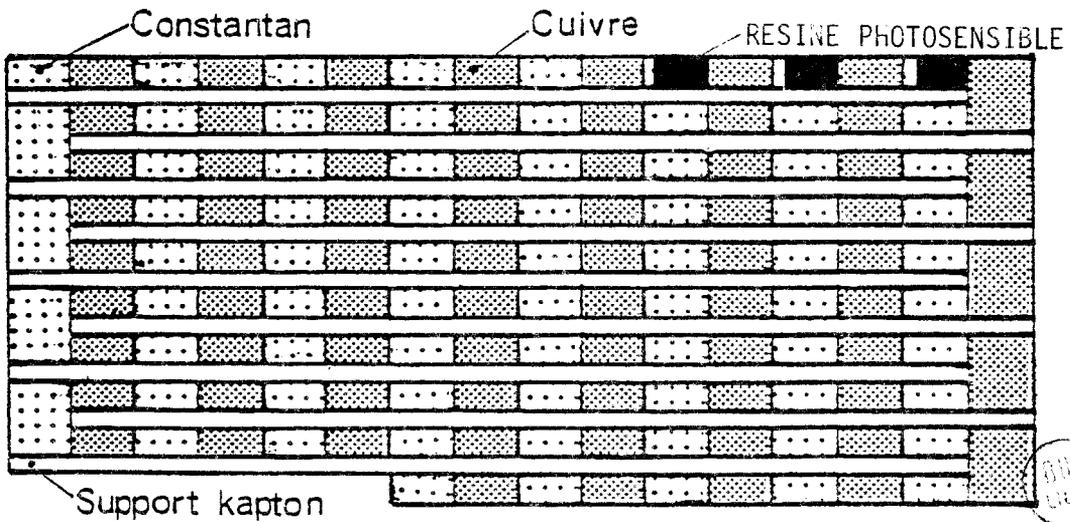


Figure II.6 : Circuit thermoélectrique avec dépôts électrolytiques  
de cuivre

Nous avons montré que la tension générée par un tel circuit était proportionnelle à la différence de température entre les frontières de chaque thermoélément. Pour un cuivrage d'épaisseur suffisante (5 à 6 microns), la sensibilité de chaque thermoélément est voisine de  $40 \mu\text{V}/\text{C}$ .

La tension détectée est donc proportionnelle à la somme des différences de température présentes entre les frontières de chaque thermoélément supposé isotherme. La valeur de la tension induite n'a d'expression simple que dans le cas particulier où les frontières sont des lignes isothermes.

Dans le cas général, il y a interactions thermoélectriques complexes au niveau des frontières de chaque thermoélément. L'analyse de ces interactions fait l'objet de recherches actuelles. La connaissance du détail des interactions est essentielle, mais n'est pas indispensable pour la présentation des principes de fonctionnement des diverses générations de fluxmètres réalisés. Nous nous limiterons à une description phénoménologique des capteurs en montrant que des considérations de symétrie sont suffisantes pour expliquer le mode de fonctionnement des fluxmètres. Le circuit thermoélectrique à thermoéléments monodimensionnels de la figure II-6 peut être utilisé comme un circuit de base pour la fabrication de fluxmètres thermiques. Il suffit de réaliser des dissymétries sur la surface de chaque thermoélément de façon à générer un déséquilibre électrique dans le circuit thermoélectrique.

Pour expliquer qualitativement le mode de fonctionnement, il est nécessaire d'analyser le passage d'un flux de chaleur à travers la section droite du circuit thermoélectrique. Le passage d'un flux thermique à travers le circuit représenté figures II-5 et II-6 génère des différences de température entre les "interlignes" et les "rubans" de constantan.

Le champ de température apparaissant sur la surface du circuit thermoélectrique a même degré de symétrie que la structure qui lui a donné naissance. Dans le cas particulier où le flux thermique traverse le circuit de la figure II-6, les champs de température et de tensions électriques induites dans le circuit de constantan sont périodiques et admettent les centres de chaque thermoélément comme centres de symétrie.

Compte tenu de la symétrie du problème, la tension électrique dans le circuit de constantan est identiquement nulle. Pour générer une tension, il faut dissymétriser le circuit thermoélectrique.

Une façon de créer des dissymétries thermiques et thermoélectriques consiste à rendre dissymétrique la forme du thermoélément ou à recouvrir l'une de ses frontières de résine photosensible. Dans le circuit de la figure II-6, chaque thermoélément a une seule frontière recouverte de résine. La largeur de la zone non recouverte est sensiblement égale à la largeur de l'interligne séparant deux rubans consécutifs de constantan. Dans ces conditions, les frontières de chaque thermoélément sont soumises à des gradients tangentiels transversaux de valeurs différentes. Les valeurs des gradients thermiques étant proportionnelles à la valeur du flux traversant la surface de mesure, le déséquilibre induit dans chaque cellule thermoélectrique est proportionnel au flux thermique à mesurer. Les dépôts de résine disposés sur la surface de chaque thermoélément peuvent être considérés comme des obstacles dissymétrisant le champ de température et générant par effet thermoélectrique une tension dans chaque thermoélément.

Ce type de dissymétrie conduit à des résultats performants puisque pour une densité d'intégration de 1250 éléments/dm<sup>2</sup>, la sensibilité est comprise dans une gamme de 0,3 à 1mV/W. dm<sup>2</sup>. Ces valeurs sont acceptables et le mode de fabrication des capteurs sont suffisamment simples pour envisager une fabrication industrielle.

Le passage d'un flux de chaleur dans ces circuits génère une tension électrique d'amplitude proportionnelle. L'amplitude de cette tension dépend de l'environnement thermique du circuit. Lorsque le circuit est placé entre deux feuilles de cuivre isolées, de faible épaisseur, la sensibilité des fluxmètres thermiques ainsi réalisés est comprise entre 0,3 et 0,9 mV/W. dm<sup>2</sup>. La résistance thermique est de l'ordre de 0,1 K/W, le temps de réponse est voisin de 1 seconde.

Les caractéristiques précédentes ont été mesurées en serrant le thermofluxmètre entre deux échangeurs thermiques. Dans ces conditions, le contact entre le circuit thermoélectrique et l'enveloppe de mylar cuivré est invariable dans le temps puisque chaque essai est réalisé à la même pression.

Dans nos expériences, le fluxmètre est parfois disposé sur l'interface entre un milieu solide et le milieu fluide environnant. Il ne peut donc être soumis à une pression constante. Pour obtenir des résultats reproductibles, nous avons enduit les interfaces circuit thermoélectrique - enveloppe de mylar cuivré de graisse aux silicones. Il en résulte une augmentation importante de la masse du capteur et donc de sa capacité thermique, en contrepartie, les capteurs ont le grand avantage de fournir des résultats reproductibles.

Nous avons pu vérifier la fiabilité des caractéristiques sur toute la durée de notre travail de thèse. Les sensibilités des capteurs utilisés étaient voisines de  $400 \mu\text{V/W}$ , la capacité de  $10 \text{ J/K}$ , la résistance thermique  $0,1 \text{ K/W}$ , compte tenu des résistances de contact.

Le dispositif expérimental conduisant à la détermination de ces valeurs est décrit dans le chapitre III.

III - SOURCE DE TEMPERATURE IMPOSEE . ETUDE ET REALISATION.

L'exploitation d'un régime sinusoïdal n'est possible en pratique que si l'on peut imposer une relation entre flux et température sur la face arrière de l'échantillon étudié. Dans le cas où l'on veut maintenir la température constante, il faut disposer un puits thermique dans le plan de sortie. C'est un système permettant de réchauffer ou de refroidir suivant le sens des échanges dans le plan de sortie.

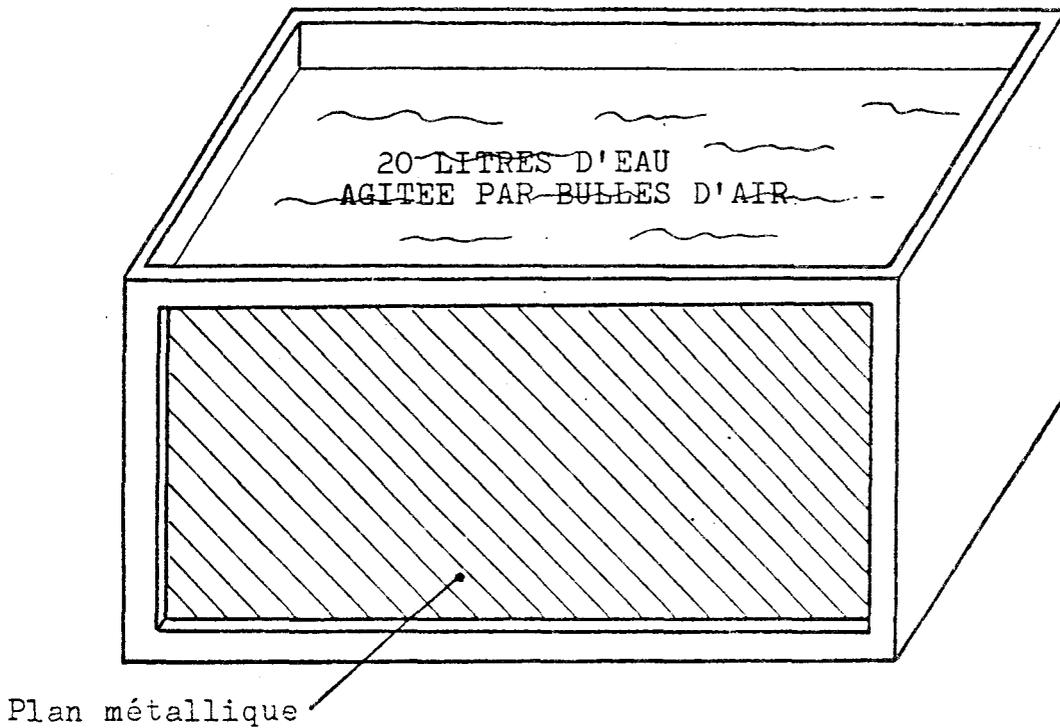


FIGURE II.7 : 1ER PUIITS THERMIQUE REALISE

Cette fonction peut être réalisée en faisant circuler un fluide thermorégulé derrière une plaque métallique de forte conductivité thermique. Nous avons réalisé un tel dispositif (figure II-7), et avons observé que la température du plan de sortie n'est jamais parfaitement constante.

Le système de régulation de la température du fluide possède une grande inertie compte tenu de la forte capacité thermique du puits (20 litres d'eau). Des effets d'inertie sont à l'origine des fluctuations de température du puits observées dans le domaine des basses fréquences.

La perturbation la plus importante semble être due à une épaisseur trop importante (0,8 mm) de la paroi de laiton utilisée pour uniformiser le champ de température sur la face arrière de l'échantillon et le coefficient d'échange trop faible entre la paroi métallique et le fluide.

Il en résulte que lorsqu'on place un capteur de température (résistance imprimée) sur le puits et que l'on soumet l'ensemble à un échelon de flux, on observe deux constantes de temps (figure II-8) lors de la montée en température.

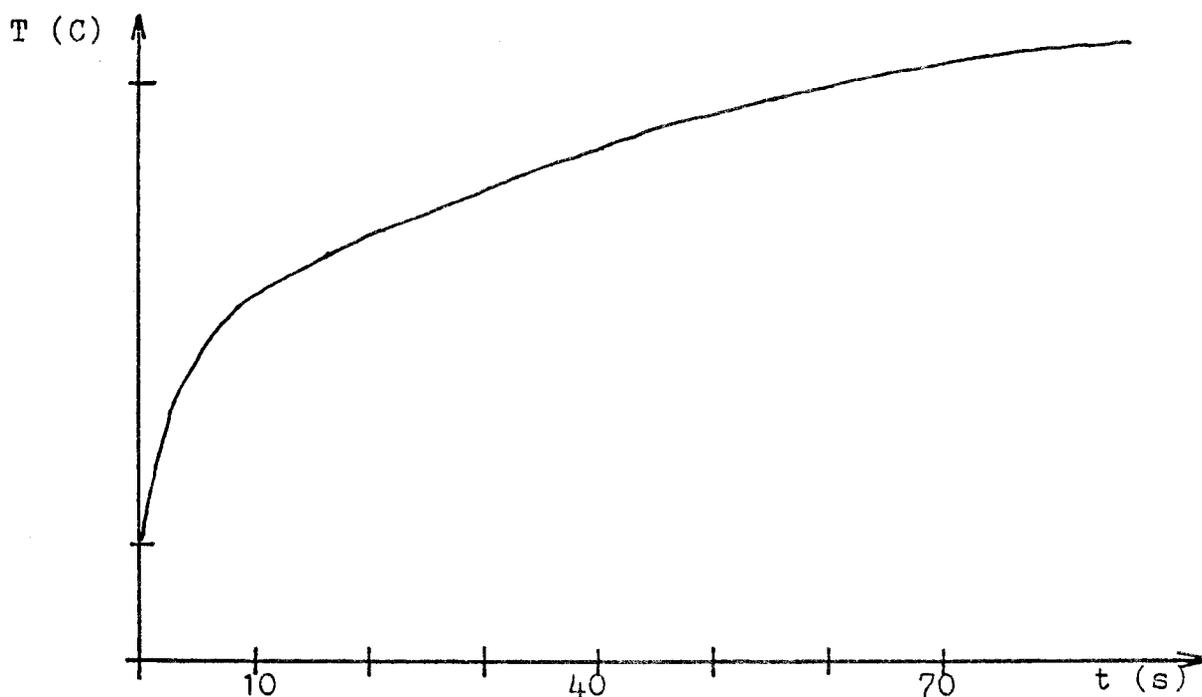
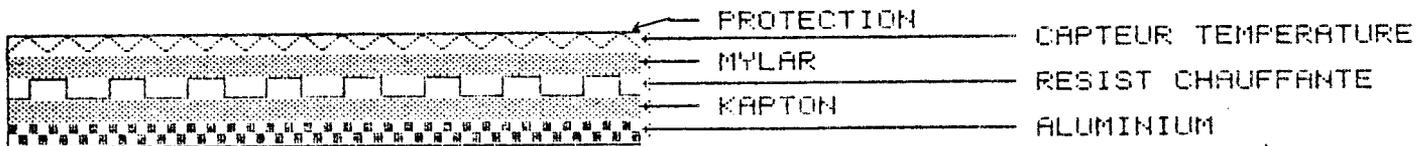


FIGURE II.8 : EVOLUTION TEMPORELLE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE DU PUIT, LORSQU'IL EST SOUMIS A UN ECHELON DE FLUX (COURBE QUALITATIVE)

La première constante de temps ( # 1 sec.) semble être due à la capacité thermique associée à la résistance de contact capteur-puits. La seconde constante de temps ( # 100 sec.) peut être attribuée au transfert de chaleur plaque métallique-fluide.

Une variation aussi complexe dans le plan de sortie rend difficile l'exploitation des mesures en régime sinusoïdal, aussi nous avons été amenés à étudier et à réaliser un générateur électronique de température.

Le schéma du montage est représenté fig II-9.



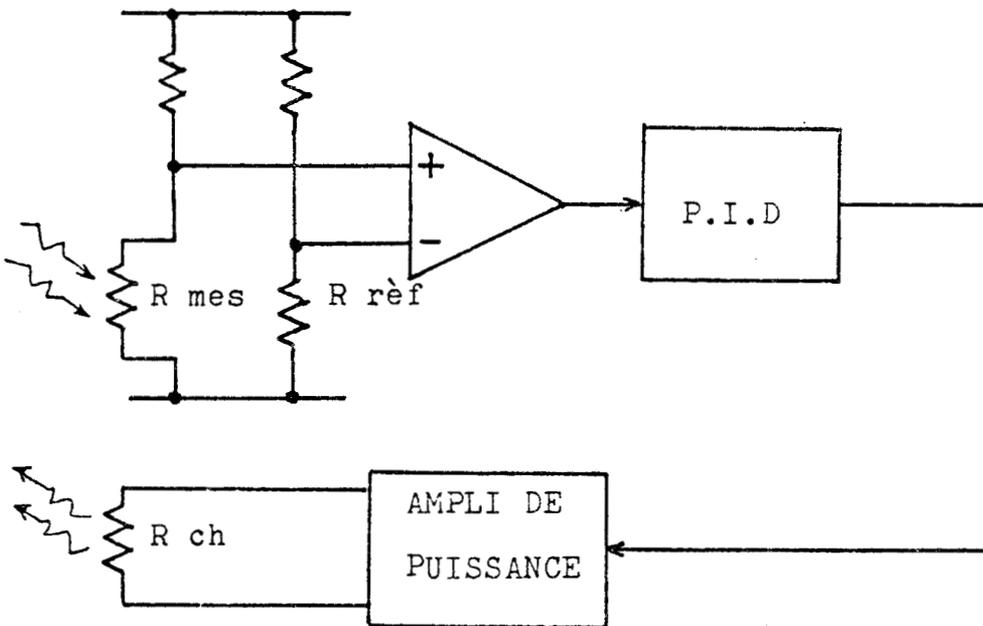
( Contacts thermiques enduits de graisse aux silicones )

FIGURE II.9 : PARTIE THERMIQUE DU GENERATEUR DE TEMPERATURE

Le puits thermique est constitué par une plaque d'aluminium (de forte capacité thermique). Sur la surface du puits est disposée une résistance imprimée, de constantan, sur support kapton. Le capteur de température (résistance de cuivre imprimée), est disposé sur la résistance chauffante. Le contact thermique entre la face mylar du capteur et la résistance chauffante est assuré par une couche de graisse aux silicones. La dissipation énergétique dans le circuit de constantan est réglée électriquement de façon à asservir la température du capteur à une valeur constante fixée. En fait, la plus grande partie de la chaleur fournie s'écoule dans la plaque d'aluminium et la relation entre les variations de puissance dissipées dans la résistance et la température du capteur sont pratiquement indépendants de la charge thermique disposée sur la surface du capteur de température. Un tel système n'est donc un puits thermique que pour les variations de température détectées sur la surface du capteur.

La résistance de chauffe débite une puissance variable de valeur moyenne non nulle, la température moyenne du dissipateur d'aluminium a une valeur constante proportionnelle à la puissance moyenne dissipée dans la résistance chauffante.

Lorsque, suite à une perturbation incidente, la température du capteur s'élève, la puissance de chauffe diminue ; inversement, elle augmente lorsque la température du capteur devient inférieure à la valeur de consigne. La température moyenne est fixée par la valeur d'une résistance de référence comparée à chaque instant à la résistance du capteur (figure II-10).



- LEGENDE
- $R_{mes}$  : Capteur de température
  - $R_{ref}$  : Résistance de référence de température
  - $R_{ch}$  : Résistance de chauffe

FIGURE II.10 : PARTIE ELECTRONIQUE DU GENERATEUR DE TEMPERATURE

La température d'équilibre résulte de l'échauffement propre de la résistance de cuivre, de la chaleur fournie par la résistance de chauffe, et des échanges thermiques avec le milieu extérieur. La résistance de cuivre étant parcourue par un courant de 75 mA, elle ne dissipe qu'une puissance constante de 0,1 W qui ne perturbe pas le fonctionnement puisqu'elle est prise en compte par la régulation.

Le signal amplifié  $V_s$  est représentatif de l'écart entre la température du capteur et la température de référence. Pour minimiser cet écart, nous avons utilisé une régulation proportionnelle - intégrale - dérivée (P.I.D) pour piloter la puissance dissipée dans la résistance de chauffe. Ce type de régulation apporte à la fois une grande précision et une excellente stabilité.

La figure II-11 représente l'évolution de la température du détecteur lorsqu'on applique un créneau de puissance sur la résistance de chauffe (en boucle ouverte). L'analyse de cette réponse montre que la fonction de transfert comporte deux constantes de temps. Pour caractériser la réponse à des perturbations extérieures, nous représentons figure II-12, les variations de la température du capteur soumis à un échelon de flux imposé sur sa surface.

La température s'élève d'abord rapidement, puis beaucoup plus lentement. Là, encore, nous pouvons mettre en évidence deux constantes de temps notablement différentes. La même perturbation a été appliquée sur la surface du capteur lorsque le circuit est bouclé par le P.I.D. La courbe représentée sur la même figure montre que la température du puits ne subit plus aucune variation dans le plan du capteur.

Pour bien expliciter le fonctionnement de l'asservissement soumis à une perturbation, nous avons représenté figure II-13, la variation de température et la puissance fournie à la résistance de chauffe lorsque la surface du capteur est soumise à un échelon de flux imposé égal à 1,25 Watt. Dès l'application du flux perturbateur, il y a diminution de la puissance en provenance de l'amplificateur alimentant la résistance chauffante. Cette diminution permet de ramener la température à sa valeur initiale.

L'examen de ces courbes montre que le temps de réponse du puits est voisin de 1 seconde.

FIGURE II.11 REPONSE DE LA TEMPERATURE DU CAPTEUR  
A UN CRENEAU DE PUISSANCE SUR LA  
RESISTANCE DE CHAUFFE

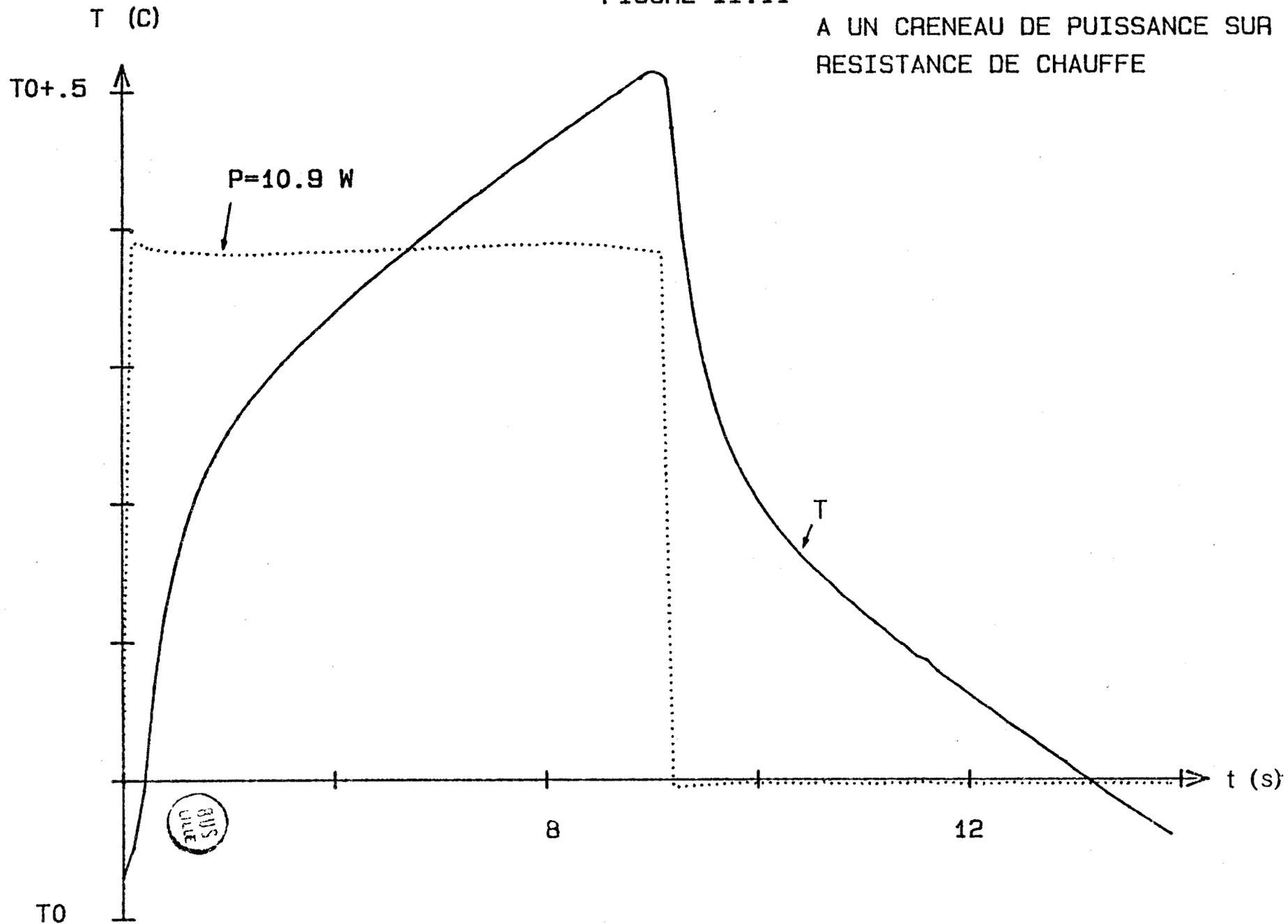


FIGURE II.12 REPOSE DE LA TEMPERATURE DU PUIT  
A UN ECHELON DE FLUX

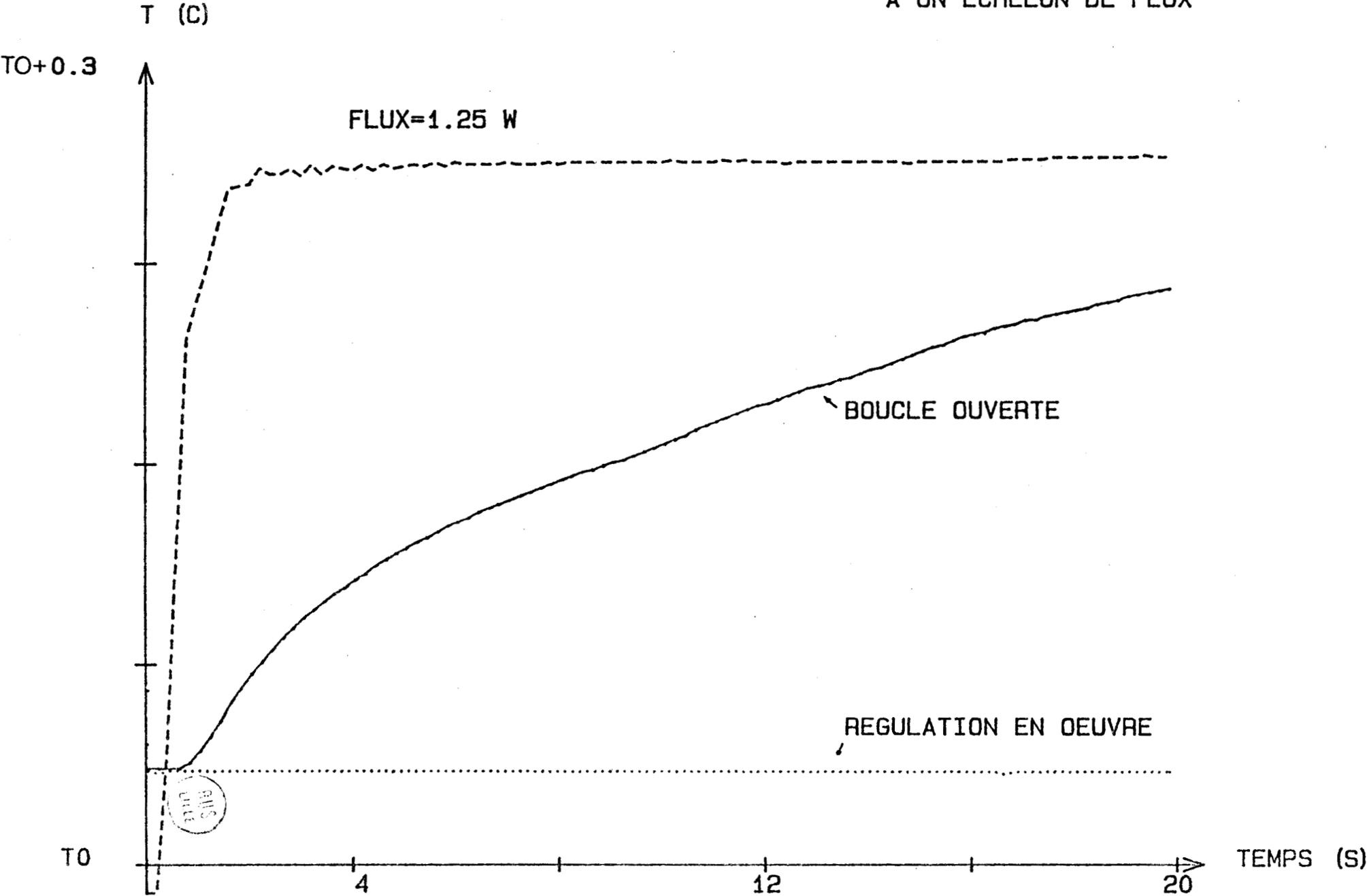
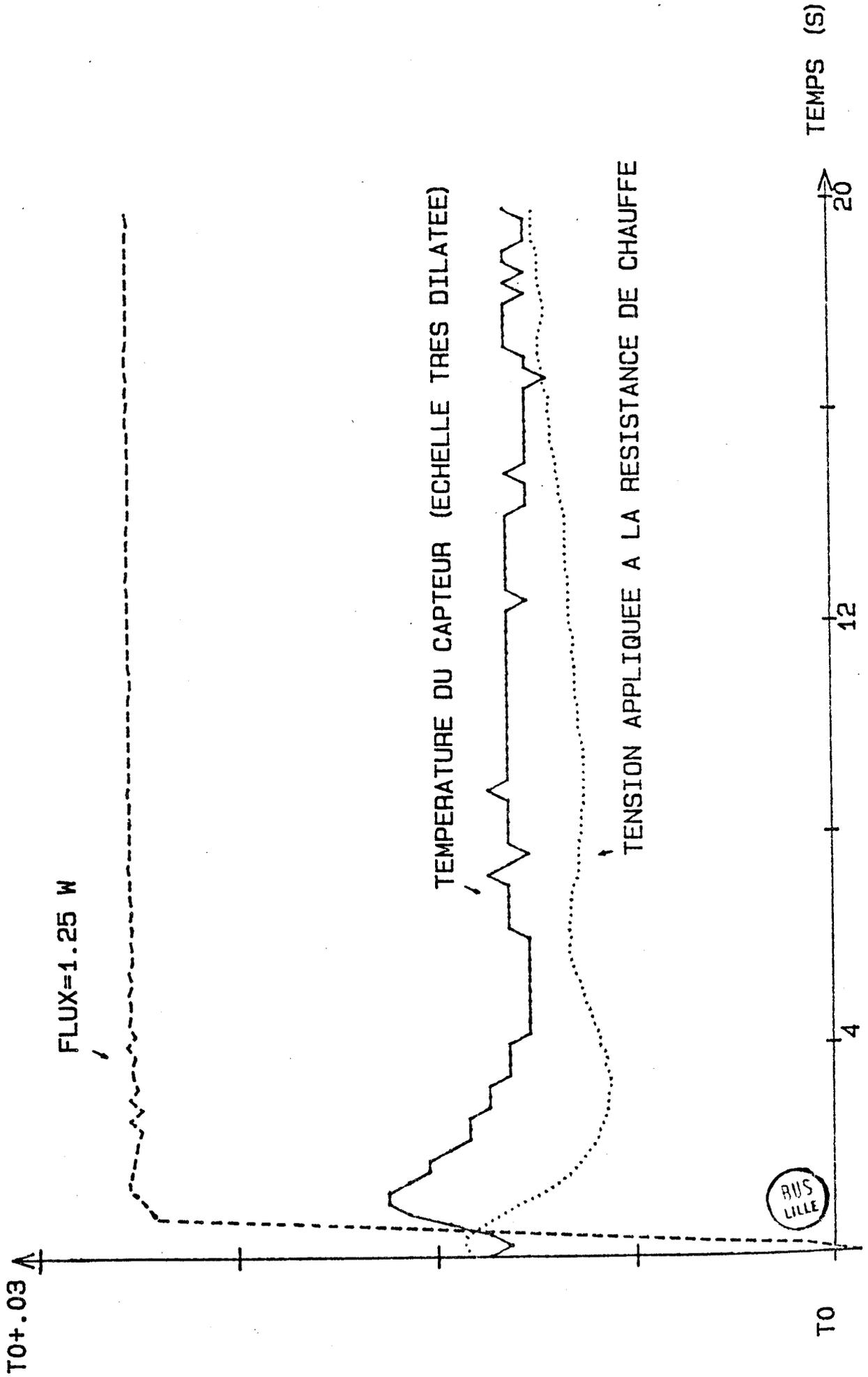


FIGURE II.13 REPONSE DE LA TEMPERATURE DU PUIIS ASSESVI  
A UN ECHELON DE FLUX



IV - SOURCE IDEALE DE FLUX THERMIQUE. ETUDE ET REALISATION

Disposant d'une source de température permettant de maintenir constante la température sur la face arrière de l'échantillon, nous devons maintenant réaliser une source idéale de flux permettant de créer le champ de température dans l'échantillon.

Pour réaliser la source de flux, nous utilisons :

- Le puits thermique décrit précédemment permettant d'évacuer le flux thermique à asservir.
- Un système de chauffage constitué ici par une batterie de lampes à incandescence, placées dans un réflecteur parabolique, capables de délivrer une puissance de 0 à 100 W.
- Un fluxmètre thermique (recouvert d'une feuille de carbone) disposé sur l'échantillon et mesurant le flux en provenance de la source énergétique. (figure II-14).

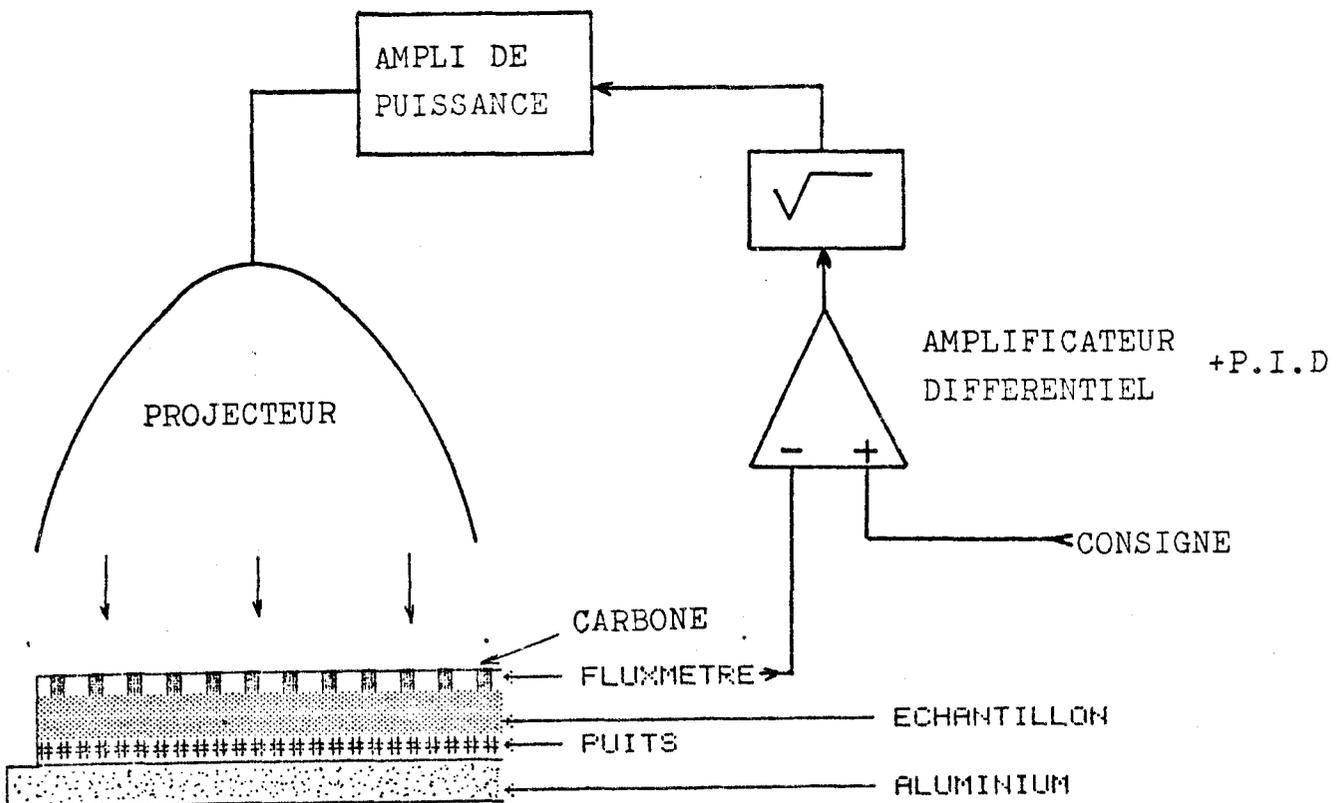


FIGURE II.14 : GENERATEUR DE FLUX

- Un asservissement électronique (P.I.D) impose à la tension délivrée par le fluxmètre d'être égale à une grandeur de consigne qui peut être constante ou variable dans le temps (sinusoides, créneaux...).

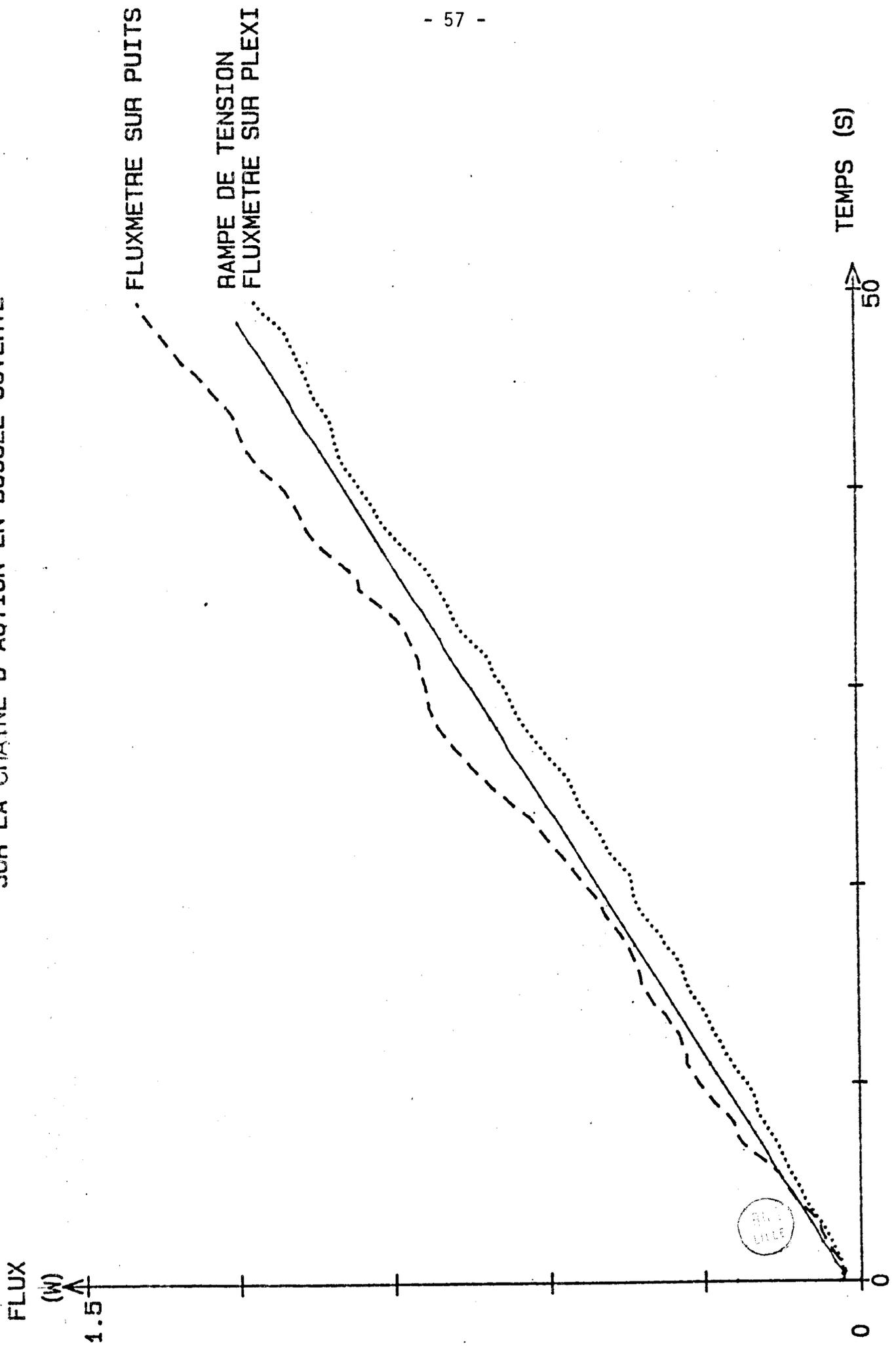
La puissance délivrée par les lampes à incandescence étant approximativement proportionnelle au carré de la tension appliquée sur celles-ci; la fonction de transfert de la chaîne d'action n'est pas linéaire. Dans ces conditions, le gain est variable avec le niveau de tension et le réglage d'un tel asservissement ne peut plus être optimisé, il dépend de l'amplitude des signaux de consigne. Pour réaliser une chaîne de gain constant, nous avons introduit une fonction de transfert en "racine carrée" dans la chaîne d'action. Cette fonction a été réalisée à partir d'un circuit intégré linéaire AD 534 (Analog Device).

#### Etude en boucle ouverte

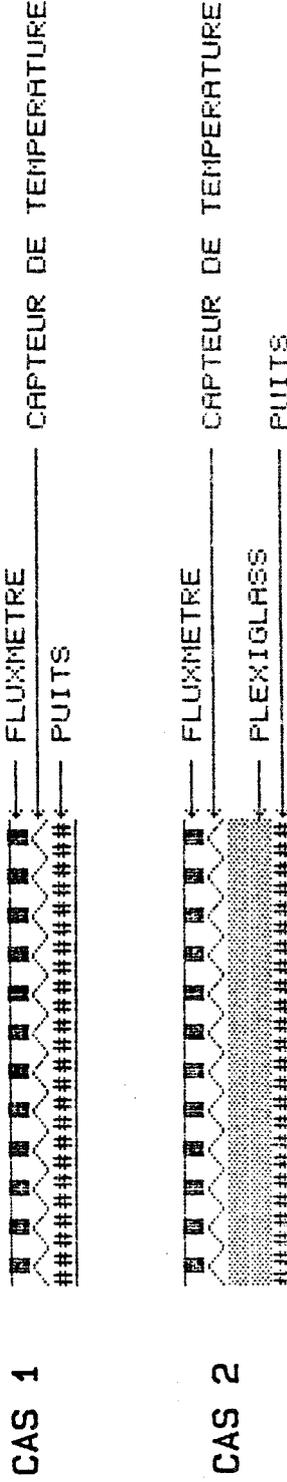
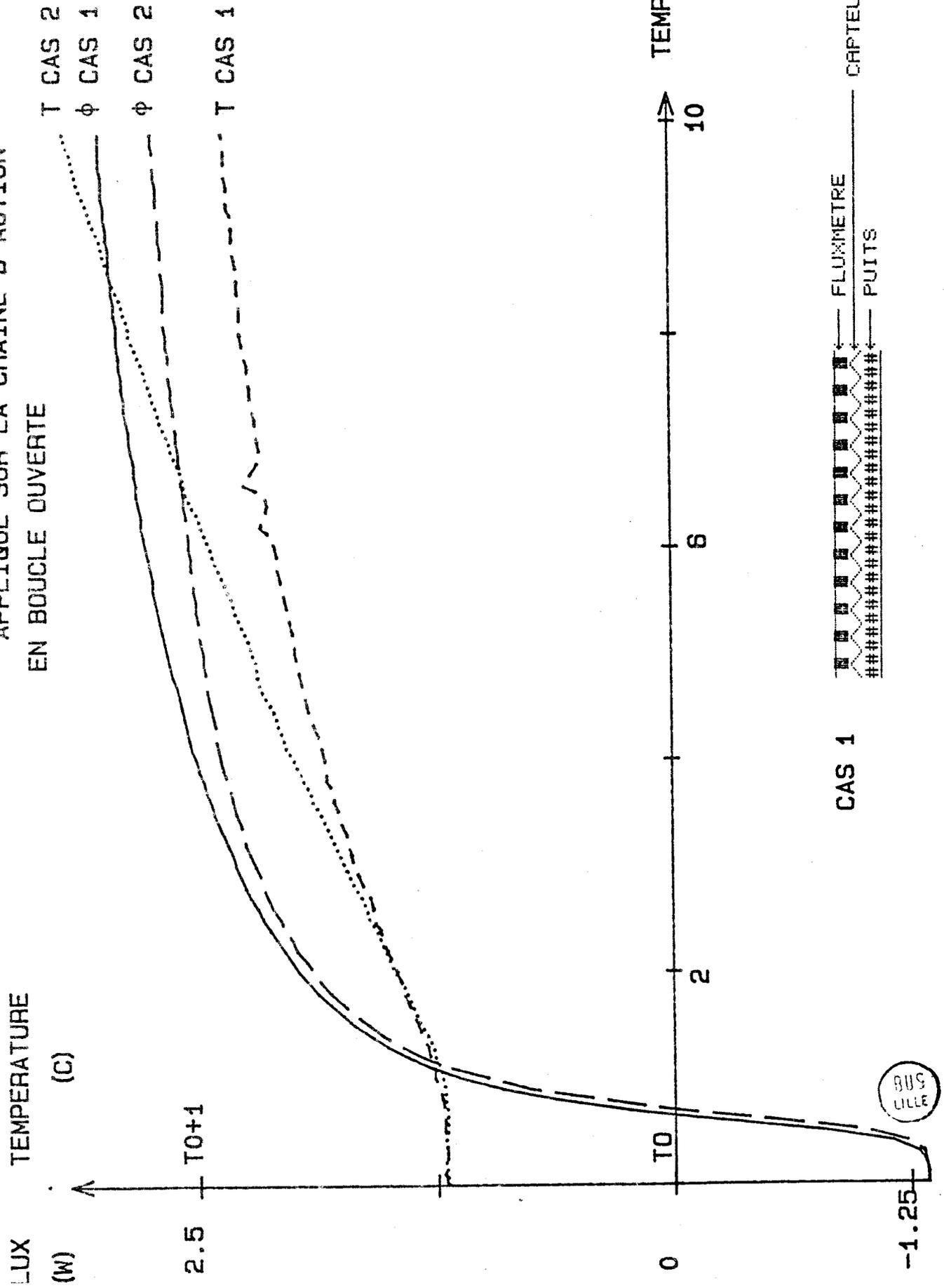
Le flux détecté par le fluxmètre représente la somme des échanges par convection et rayonnement entre l'échantillon disposé sur le puits et le fluide extérieur. Le projecteur contrôle les seuls échanges par rayonnement. Les échanges par convection dépendent de la différence de température entre la surface de l'échantillon et le milieu extérieur. Ils sont d'autant plus intenses que la température de surface s'élève au dessus de la température du puits. Nous avons observé cet effet en étudiant le système de la figure II-14 en boucle ouverte. Lorsqu'une variation lente de tension en forme de rampe, est appliquée à l'entrée de la chaîne d'action, les échanges par rayonnement augmentent linéairement et le flux mesuré dans le fluxmètre situé sur le puits a généralement une valeur supérieure à la valeur observée lorsqu'on intercale un plexiglass de 1,5 mm d'épaisseur entre le fluxmètre et le puits (figure II-15).

Des phénomènes analogues sont illustrés figure II-16, un échelon de tension étant appliqué à l'entrée de l'amplificateur de puissance, nous avons observé les valeurs du flux lorsque le capteur est d'abord placé directement sur le puits, ensuite sur un plexiglass de 1,5 mm d'épaisseur. La dispersion des flux observés est due à la différence des températures de surface.

FIGURE II.15 REPONSE EN FLUX A UNE RAMPE APPLIQUEE  
SUR LA CHAINE D'ACTION EN BOUCLE OUVERTE



APPLIQUE SUR LA CHAINE D'ACTION  
EN BOUCLE OUVERTE



Les variations de température représentées montrent que la température de surface du plexiglass est toujours supérieure à la température du puits (pour un flux rentrant dans le puits). Il en résulte des échanges par convection plus importants et une valeur plus faible du flux échangé avec l'extérieur.

#### Etude en boucle fermée

Dans ce cas, la tension appliquée à l'entrée de l'amplificateur de puissance n'est plus de forme simple, elle prend en compte les perturbations extérieures, il en résulte un flux identique à la grandeur de commande (appelée consigne). Sur la figure II-17, nous montrons que le flux mesuré varie suivant une rampe idéale lorsqu'on applique une rampe lentement variable à l'entrée de l'asservissement. De la même façon, (figure II-18), lorsqu'on applique un échelon, la variation de flux observée peut être identifiée à un échelon de même valeur, que le fluxmètre soit placé sur le puits ou sur le plexiglass, et bien que les températures de surface soient différentes.

La seule différence notable entre le signal de consigne et la variation de flux observée apparaît au début du régime transitoire au moment de l'application de l'échelon. Les résultats obtenus montrent que le temps de montée du flux vers sa valeur asymptotique est de l'ordre de 0,5 seconde. Il en résulte la possibilité d'imposer des variations sinusoidales de flux sur la surface d'un matériau dans une gamme de fréquence allant du continu à 0,3 HZ.

Sur la figure II-19, une sinusoïde de flux de période 10 secondes et d'amplitude 1,5 Watt est représentée.

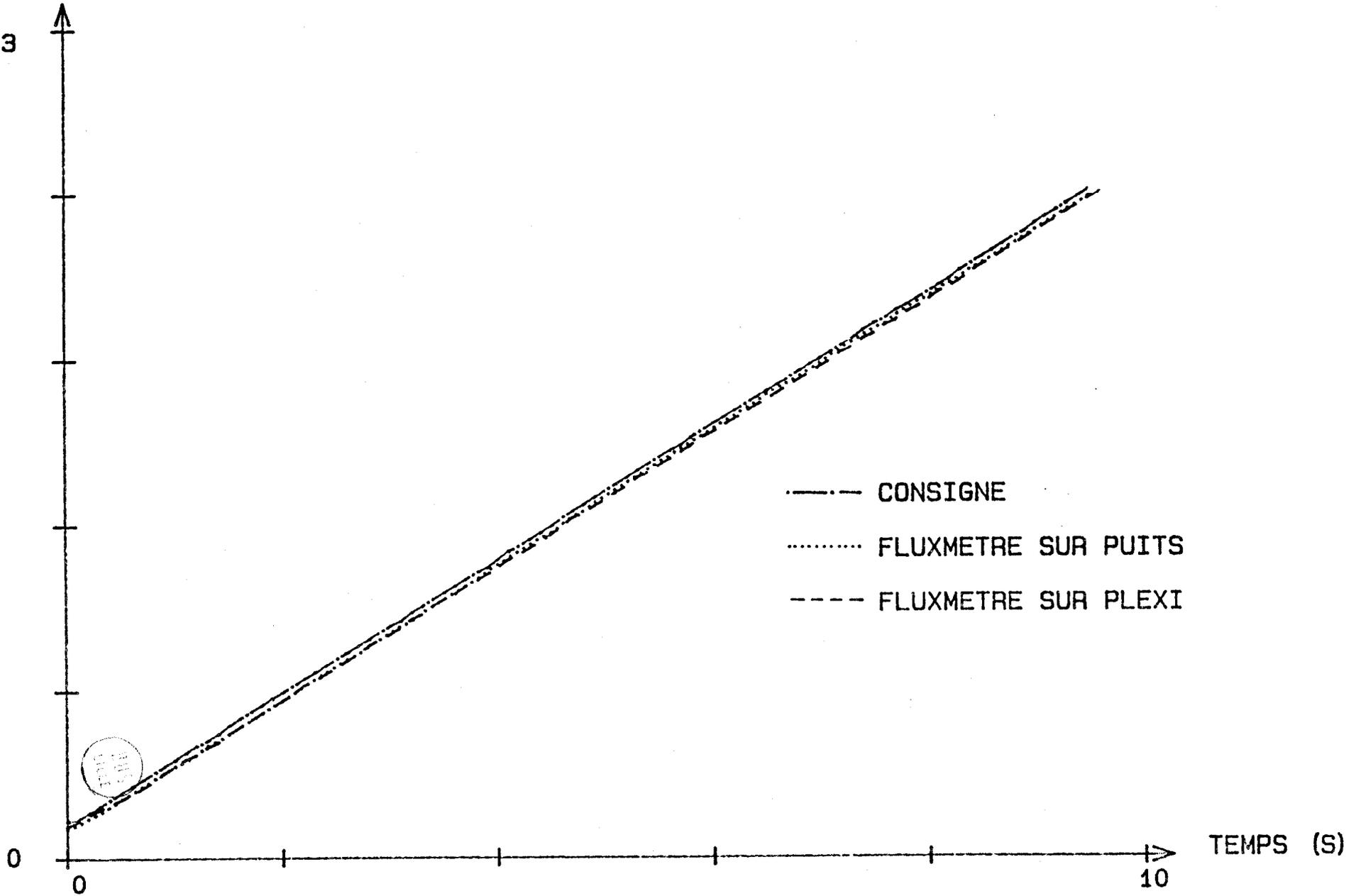
Nous avons également tracé la tension de commande du projecteur qui fluctue de façon aléatoire afin de compenser les perturbations en provenance du milieu extérieur.

Dans la bande passante, l'erreur statique théoriquement nulle (asservissement P.I.D) n'est pas mesurable en pratique. Il faut remarquer que la source réalisée peut être considérée comme un générateur idéal de flux puisque la valeur du flux entrant dans l'échantillon ne dépend pas de la température de surface.

FIGURE II.17 REPOSE DE L'ASSERVISSEMENT DE FLUX  
A UNE RAMPE DE CONSIGNE

FLUX  
(W)

3



..... CONSIGNE  
..... FLUXMETRE SUR PUIITS  
---- FLUXMETRE SUR PLEXI

TEMPS (S)

FIGURE II.18 HEPUNSE INDIJIGIELLE  
EVOLUTION DU FLUX ET DE LA TEMPERATURE

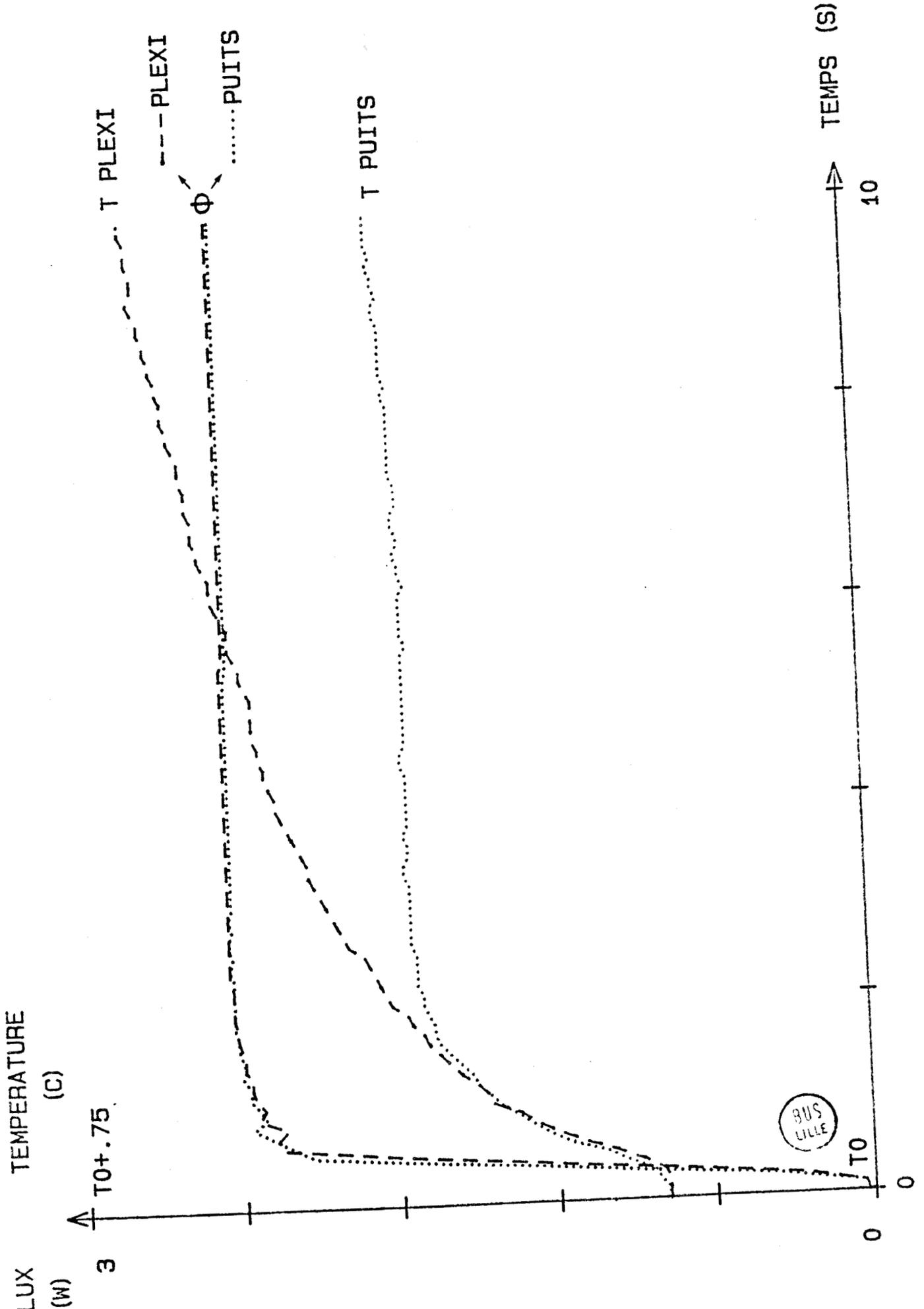
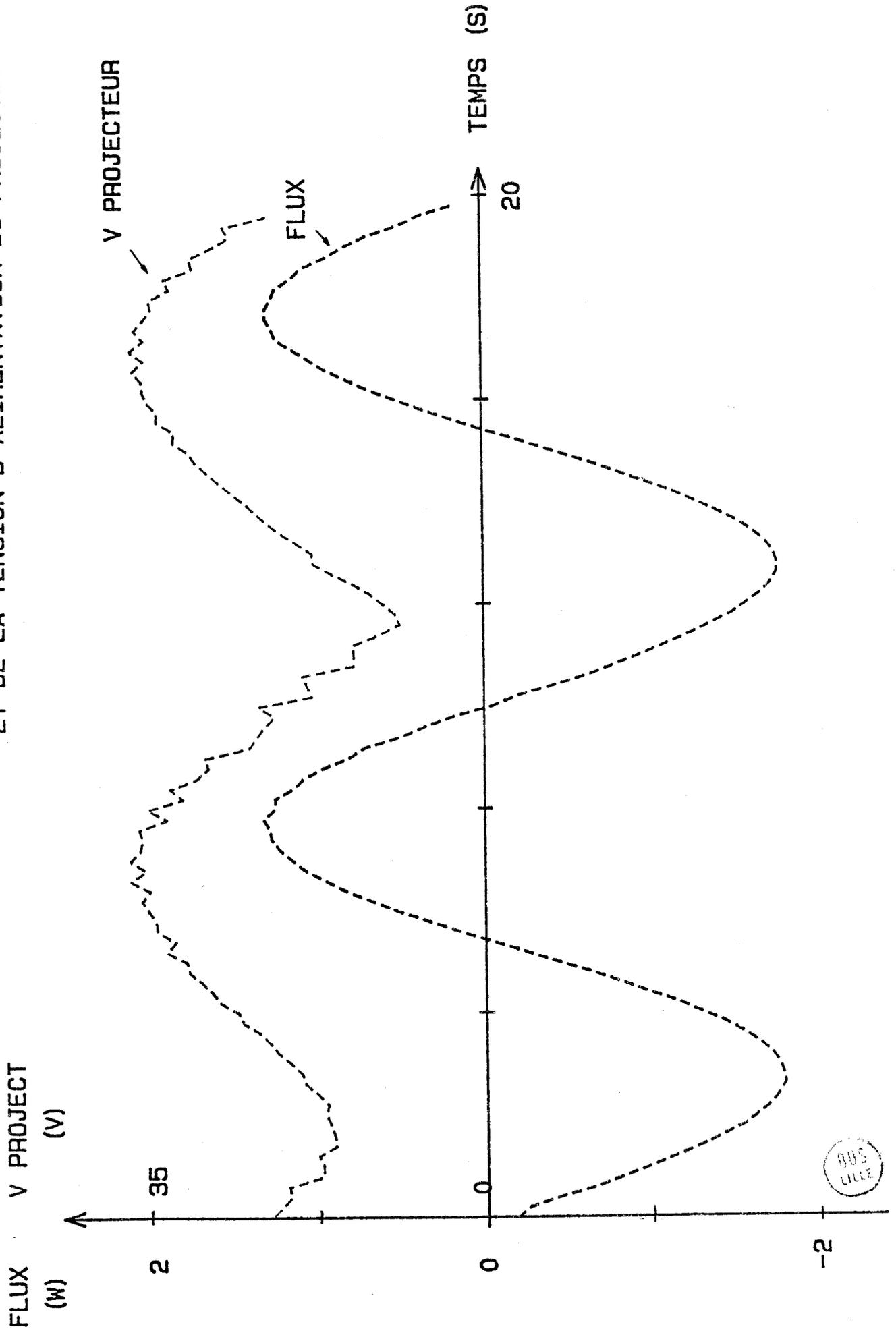


FIGURE II.19 REPRESENTATION TEMPORELLE DU FLUX SINUSOIDAL IMPULSE  
ET DE LA TENSION D'ALIMENTATION DU PROJECTEUR



V - ASSERVISSEMENT DE LA TEMPERATURE DE SURFACE

Le même dispositif peut être utilisé pour imposer des variations de température sur la surface d'un échantillon. Dans le montage de la figure II-20, le capteur de température est disposé sur la surface d'un échantillon de plexiglass placé sur le puits.

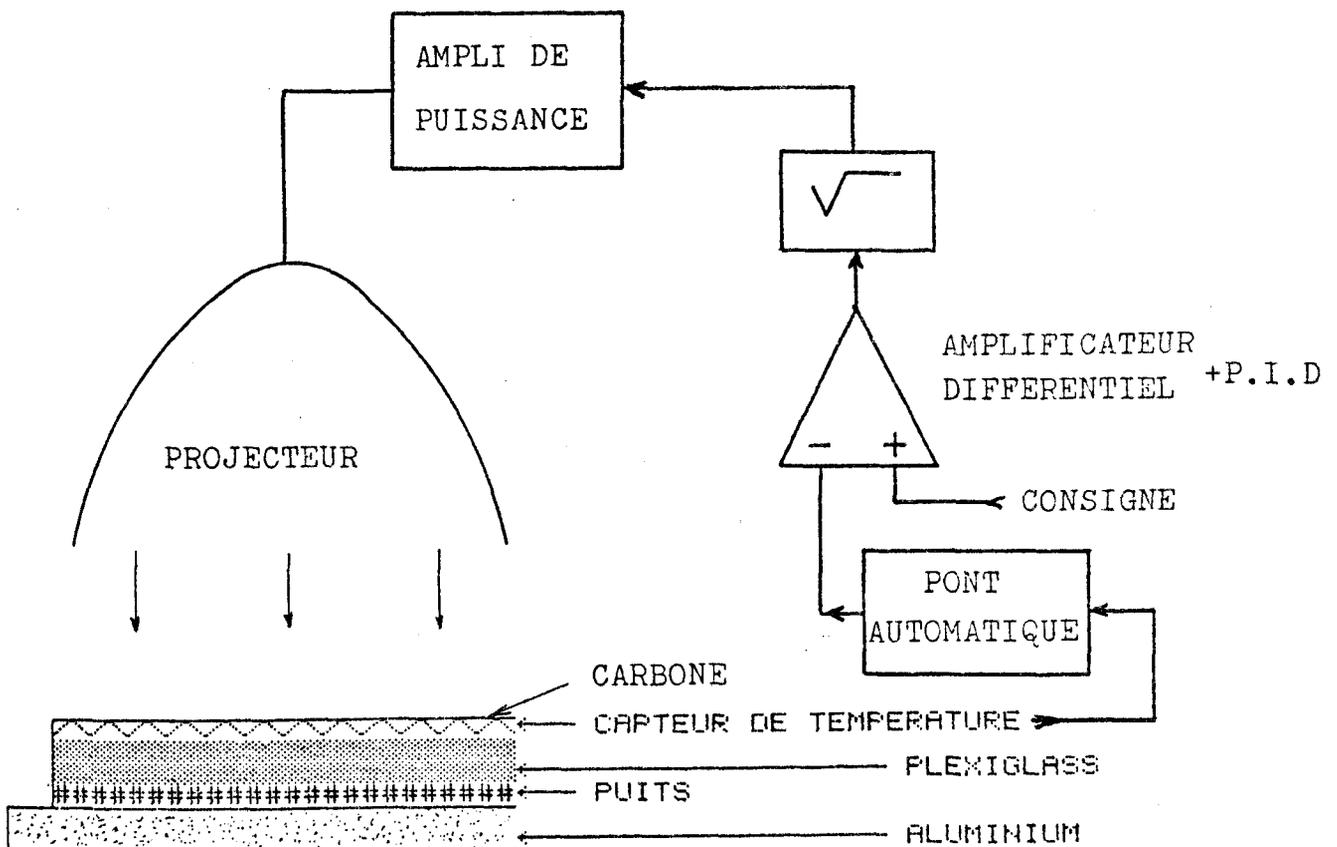
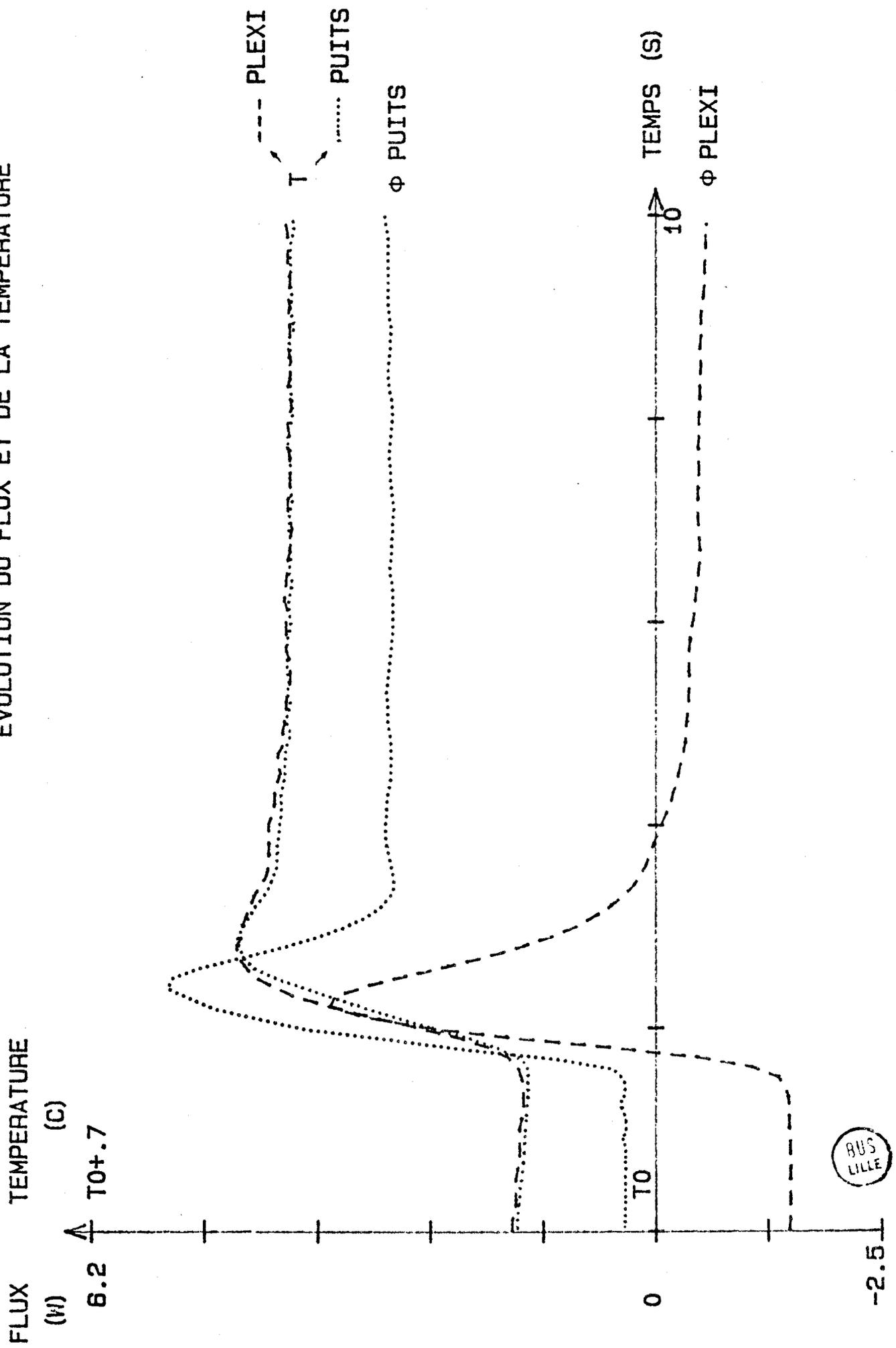


FIGURE II.20 : GENERATEUR DE TEMPERATURE

Dans cette configuration, les variations de température sont identiques aux variations de la grandeur de consigne, le flux prenant une valeur nécessaire pour réaliser cette contrainte quelques soient les perturbations extérieures.

Comme précédemment, nous avons repris deux expériences de base dans lesquelles le capteur est successivement disposé sur le plexiglass, puis directement sur le puits thermique. La valeur de la température de surface du détecteur est soumise à passer d'une valeur de consigne constante à une autre valeur plus élevée. L'enregistrement de la figure II-21 montre les variations de température et de flux au cours du régime transitoire. L'erreur statique est également non mesurable dans la bande passante, le temps de réponse est voisin d'une seconde.

FIGURE II.21 REPONSE INDICIELLE DE L'ASSERVISSEMENT DE TEMPERATURE  
EVOLUTION DU FLUX ET DE LA TEMPERATURE



BUS LILLE

C H A P I T R E III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

## I - DESCRIPTION ET ANALYSE DE LA CHAÎNE DE MESURES ET DE TRAITEMENT

### A - Description de la chaîne de mesures.

La chaîne de mesures et de traitement est composée de deux parties distinctes reliées au micro-ordinateur (Commodore 3032), chargé de commander le déroulement des mesures et d'en stocker les résultats (figure III-1).

La première partie de la chaîne qui comporte essentiellement "la source", a pour fonction d'imposer au dispositif thermique des signaux sélectionnés par le micro-ordinateur. La source d'énergie thermique est constituée par un synthétiseur de signaux programmable (philips PM 5190), et du générateur de flux ou de température décrit dans le chapitre II.

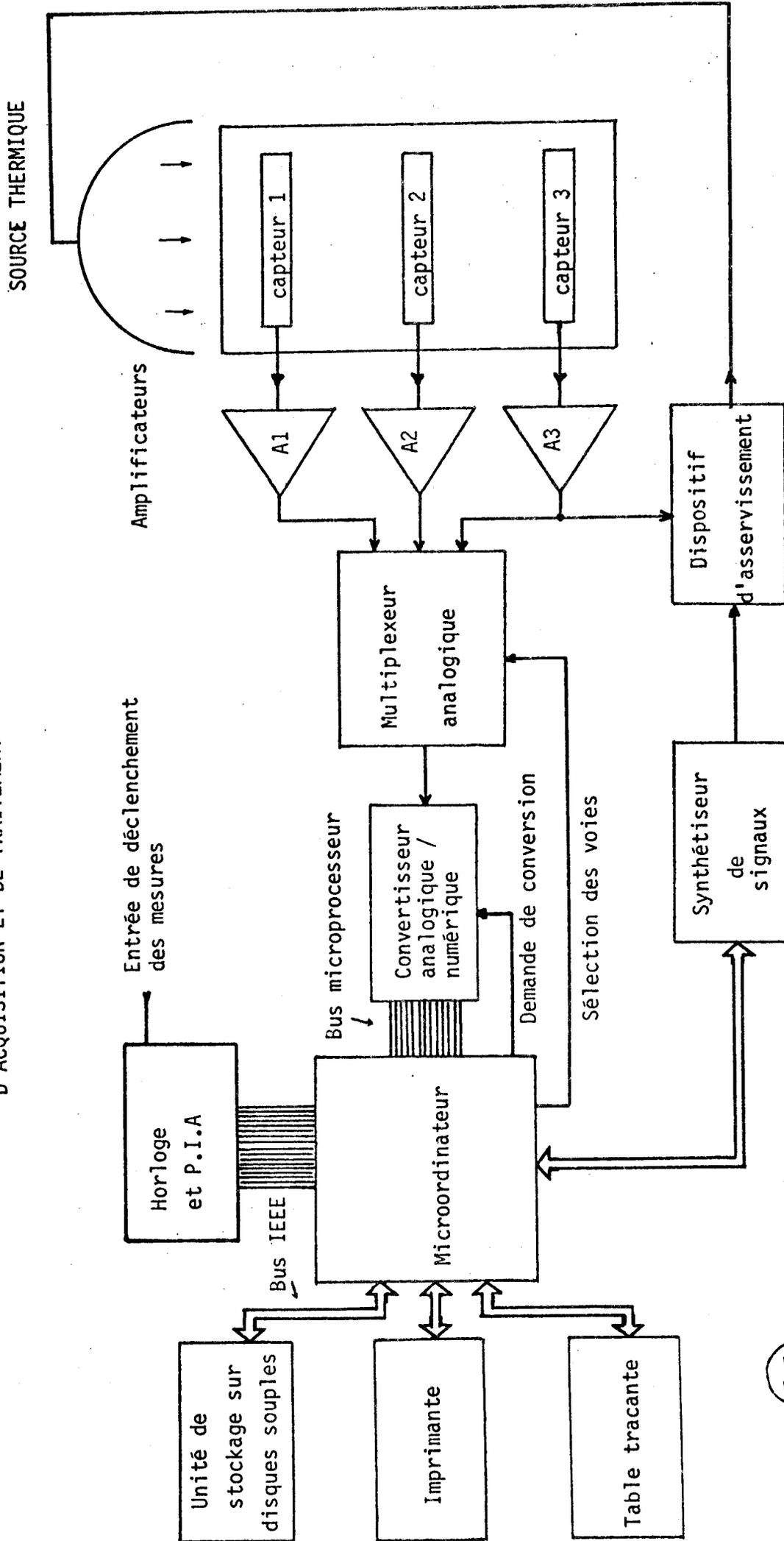
Cette source d'énergie thermique, peut être assimilée à un générateur de fonctions dont la forme, l'amplitude et la fréquence, peuvent être commandées par le micro-ordinateur. Nous avons notamment utilisé des rampes et des échelons de flux pour caractériser les capteurs (paragraphe suivant).

La génération de signaux sinusoïdaux de fréquence variable, permet en particulier de relever des réponses harmoniques d'une façon entièrement automatique (paragraphe III).

La fonction de la seconde partie de la chaîne de mesures est d'assurer la réception des informations représentatives du processus thermique à caractériser, c'est-à-dire de transformer les signaux analogiques de faible niveau issus des capteurs en signaux numériques adaptés au micro-ordinateur.

Les signaux délivrés par les capteurs de flux thermique étant de faible niveau ( $400 \mu\text{V/W}$ ), il est nécessaire de les amplifier pour les amener à une valeur suffisante (quelques volts) pour l'entrée du multiplexeur analogique (figure III-1). Nous avons utilisé pour cela, des amplificateurs d'instrumentation intégrés (Burr - Brown 3630), caractérisés par leur faible dérive en température ( $2\mu\text{V}/^\circ\text{C}$ ) et leur faible bruit ( $1,2 \mu\text{V}$  ramenés à l'entrée). Ce circuit intégré a été câblé de façon à obtenir un gain de 2000 (1%) et une bande passante de 0 à 20 Hz (largement suffisante pour les mesures à effectuer).

FIGURE III-1 SCHEMA MODULAIRE DE LA CHAINE D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT



BUS LILLE

Les capteurs de température sont connectés aux ponts à équilibrage automatique décrits dans le chapitre II. L'information de sortie est disponible sous forme analogique ou numérique (8 bits). Nous avons utilisé la sortie analogique pour simplifier l'utilisation de la chaîne dans les mesures courantes. La tension analogique délivrée (2 V/K) est suffisante pour être appliquée directement sur le multiplexeur).

Les signaux issus des amplificateurs et des ponts automatiques sont appliqués aux entrées d'une carte multifonctions (Motorola), gérée par le bus micro-processeur de l'ordinateur.

Cette carte regroupe un multiplexeur analogique haut niveau à 16 voies, un amplificateur à gain programmable (1, 2, 4, 8), et un convertisseur analogique numérique 12 bits assez rapide (40  $\mu$ sec). Une carte comportant une horloge programmable et un interface entrée - sortie parallèle P.I.A., a été réalisée de façon à pouvoir séquencer les prises de mesure à une période déterminée au préalable par le micro-ordinateur. Une entrée du P.I.A. est réservée au déclenchement des mesures à partir d'une excitation extérieure. Par exemple, lors du relevé de la réponse indiciaire en flux du capteur de température, il convient de débiter la prise de mesures sur le front montant de l'échelon de flux, et d'effectuer à intervalles de temps réguliers, la scrutation des capteurs.

Les résultats des mesures sont stockés dans la "mémoire vive" du micro-ordinateur, puis traités et transférés sur les disques souples de l'unité de stockage. Ils sont alors disponibles pour être traités à nouveau ou visualisés sur l'imprimante ou la table traçante.

#### B - Conception et réalisation d'un programme de gestion adapté à la chaîne de mesures.

Afin d'exploiter au mieux toutes les possibilités de la chaîne de mesures, et tenant compte qu'un dispositif de laboratoire doit être le plus polyvalent possible, nous avons réalisé un programme d'acquisition en langage "Basic", comportant deux parties distinctes.

La première partie établit un "dialogue" entre la machine et l'utilisateur définissant les voies à scruter, leurs gains respectifs, la période d'échantillonnage, le nombre de points de mesures et le nom du fichier de sauvegarde sur disques souples dans lequel seront stockés les résultats de la mesure.

La seconde partie du programme basic, génère un "programme en langage machine" adapté aux critères de mesure fixés lors de la partie "dialogue".

Le principal intérêt d'un programme écrit en langage machine étant sa rapidité d'exécution, il est très important de réduire au maximum sa longueur. Par exemple, un programme prévu pour effectuer des acquisitions sur trois voies, aura un temps d'exécution plus long qu'un programme conçu pour une seule voie. C'est pourquoi nous avons choisi cette solution permettant à la fois une grande souplesse d'utilisation et une vitesse d'acquisition optimale quelque soit la configuration expérimentale choisie (10 000 mesures par seconde et par voie).

## II - CARACTERISATION DES CAPTEURS

### A - Mesure de la sensibilité des capteurs de flux.

Un fluxmètre thermique n'est parfaitement utilisable que si l'on connaît sa sensibilité avec précision. La structure interne des capteurs utilisés étant complexe, il a été jusqu'à présent impossible de calculer la sensibilité à partir des propriétés thermiques supposées connues des matériaux constitutifs. La seule méthode utilisable pour déterminer la sensibilité des fluxmètres est donc expérimentale.

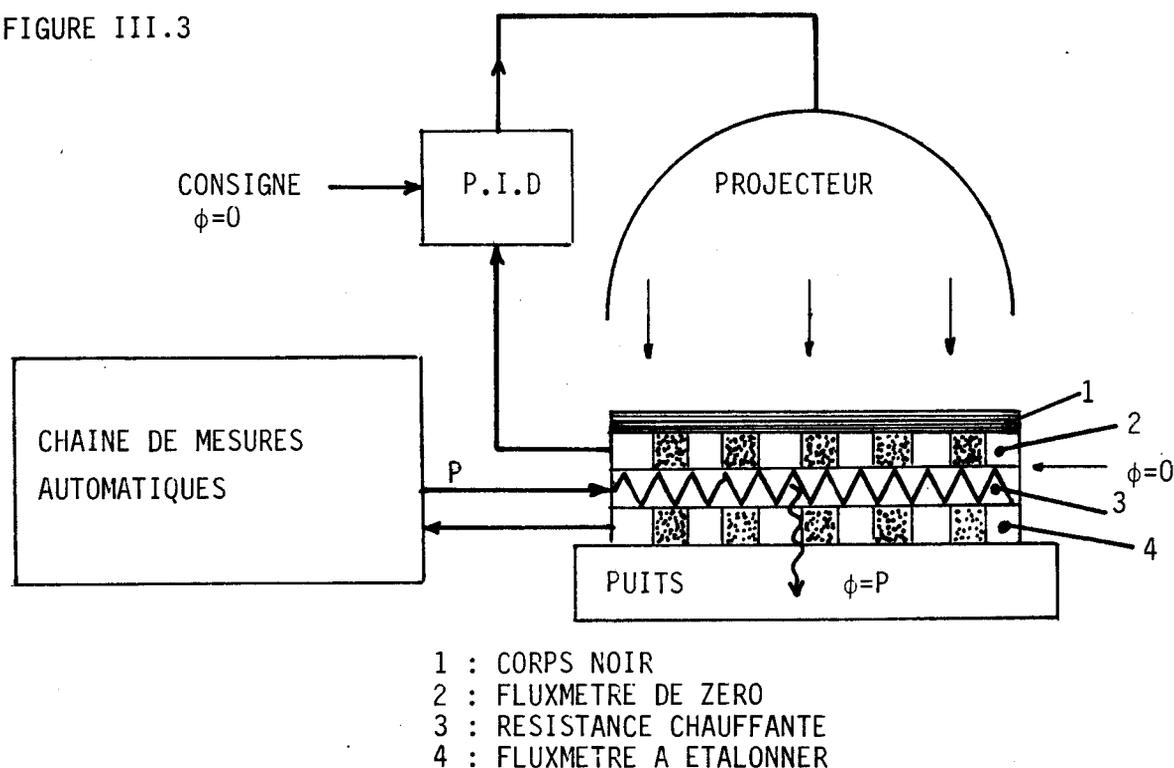
Une méthode couramment utilisée consiste à imposer un gradient de température à travers le capteur en utilisant un montage à résistances chauffantes ou des plaques à températures imposées traversées par un fluide thermostaté. En pratique, il est difficile de créer un gradient de température stable dans un fluxmètre thermique placé entre plaques thermostatées et de mesurer ce gradient thermique sans introduire de perturbations notables. D'autre part, le capteur est également soumis à une pression mécanique qui devra être reproduite lors de son utilisation.

Compte tenu de ces considérations, nous avons choisi d'utiliser notre montage expérimental pour étalonner les capteurs de flux thermique. Un schéma du montage est représenté figure III-3.

Le fluxmètre à étalonner est placé entre le puits thermique et une résistance imprimée (en constantan) de même surface que le capteur. Pour que la totalité de l'énergie dissipée dans la résistance chauffante traverse le fluxmètre à étalonner, un asservissement à flux nul est disposé sur la partie supérieure du montage. Le rayonnement issu du projecteur est asservi de façon à annuler à chaque instant la déperdition dans la partie supérieure du montage.

Dans ces conditions, toute la puissance électrique dissipée dans la résistance chauffante, s'écoule à travers la surface de mesure du fluxmètre à étalonner et la valeur de la tension détectée pour diverses valeurs de la puissance dissipée permet de calculer la sensibilité et de vérifier la linéarité de la caractéristique du capteur.

FIGURE III.3

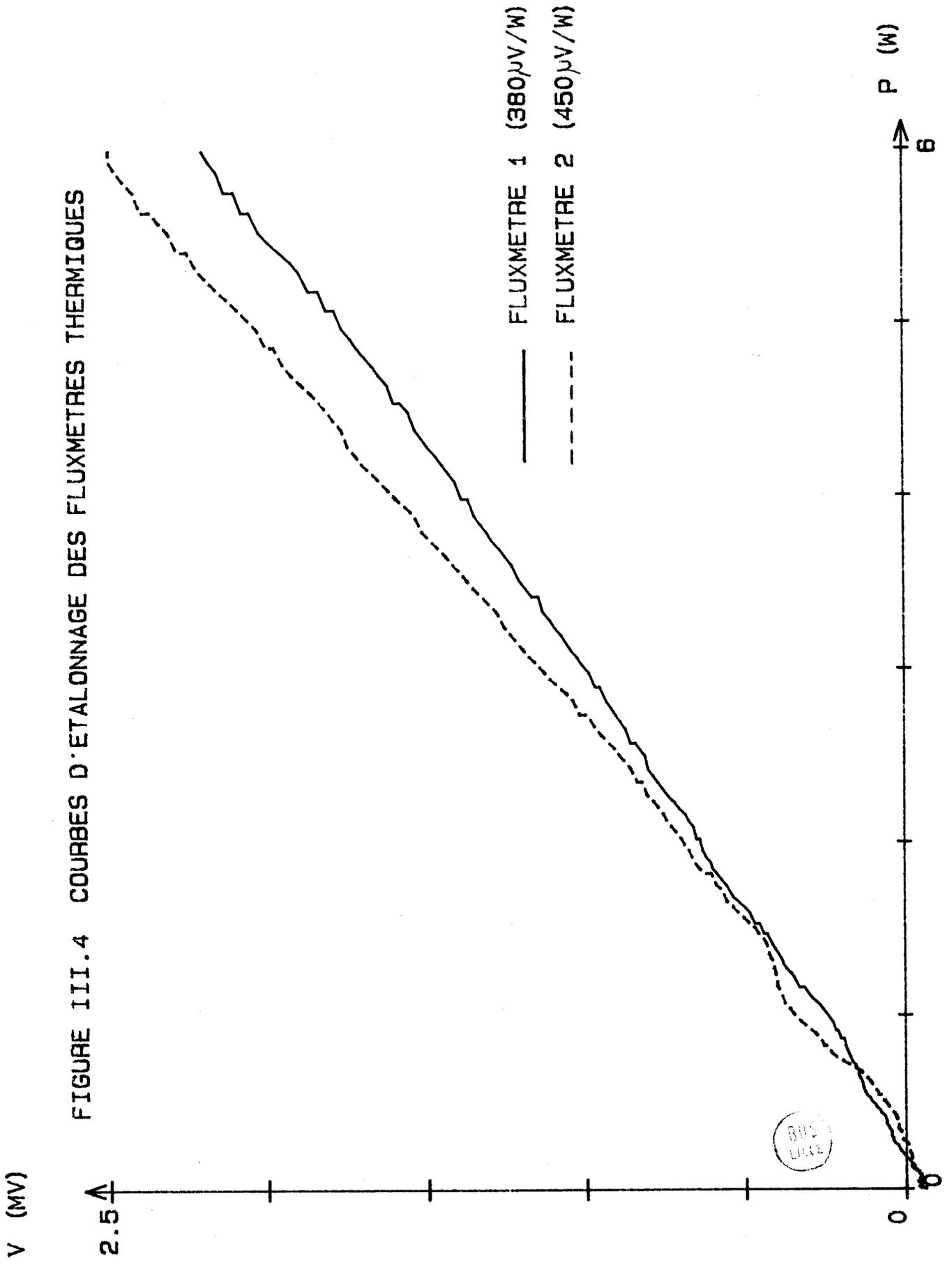


Les courbes de la figure III-4 ont été tracées en appliquant une rampe de puissance lentement variable (1W/minute), sur la résistance chauffante et en relevant simultanément la valeur de la tension issue du fluxmètre à l'aide de la chaîne de mesure précédemment décrite.

Les caractéristiques obtenues montrent que la tension détectée est proportionnelle au flux traversant le capteur, et que les deux fluxmètres ont des sensibilités voisines. La sensibilité des capteurs dépend de leur environnement, nous en avons observé une augmentation notable en plaçant le fluxmètre entre deux cliquants de cuivre de façon à "blinder" les surfaces externes du capteur, rendant ainsi la sensibilité indépendante de la nature du matériau en contact avec le fluxmètre. Le contact thermique capteur-cliquant de cuivre étant assuré par de la graisse aux silicones.

Les courbes de la figure III-4 ont été tracées avec cette configuration, les sensibilités des fluxmètres étant de 380  $\mu\text{V}/\text{W}$  et 450  $\mu\text{V}/\text{W}$ .

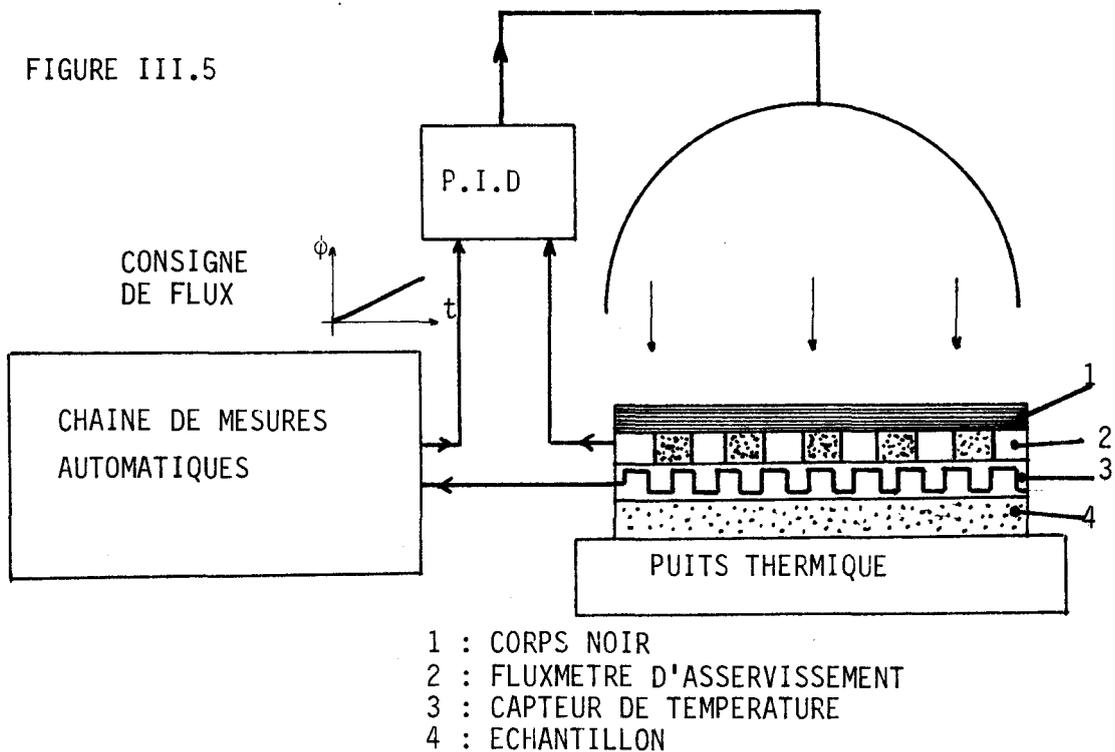
FIGURE III.4 COURBES D'ETALONNAGE DES FLUXMETRES THERMIQUES



B - Mesure de la résistance thermique des capteurs - Evaluation de la résistance thermique d'un contact silicone 13 x 13,5 cm<sup>2</sup>.

Dans cette partie, nous présentons les méthodes de caractérisation utilisées et les résultats obtenus.

Les résistances thermiques ont été mesurées en régime permanent réalisé en asservissant à une valeur imposée, le flux thermique traversant un ensemble capteur de température - échantillon à caractériser, disposé sur le puits thermique régulé décrit dans le chapitre II.



La figure III-5 représente le montage expérimental utilisé. L'asservissement de flux est réalisé en disposant un fluxmètre thermique sous un corps noir transformant en chaleur le rayonnement issu du projecteur. La somme des échanges par rayonnement et convection est maintenue à la valeur de consigne et le milieu situé sous le corps noir est traversé par un flux parfaitement contrôlé.

Il suffit alors de mesurer la température sur la face supérieure de l'échantillon pour déterminer la résistance thermique du système placé entre le plan de mesure et la surface du puits. Le puits étant maintenu à température constante  $T_0$ , la résistance thermique entre le plan de mesure de température  $T_m$  et le puits de température  $T_0$  est :

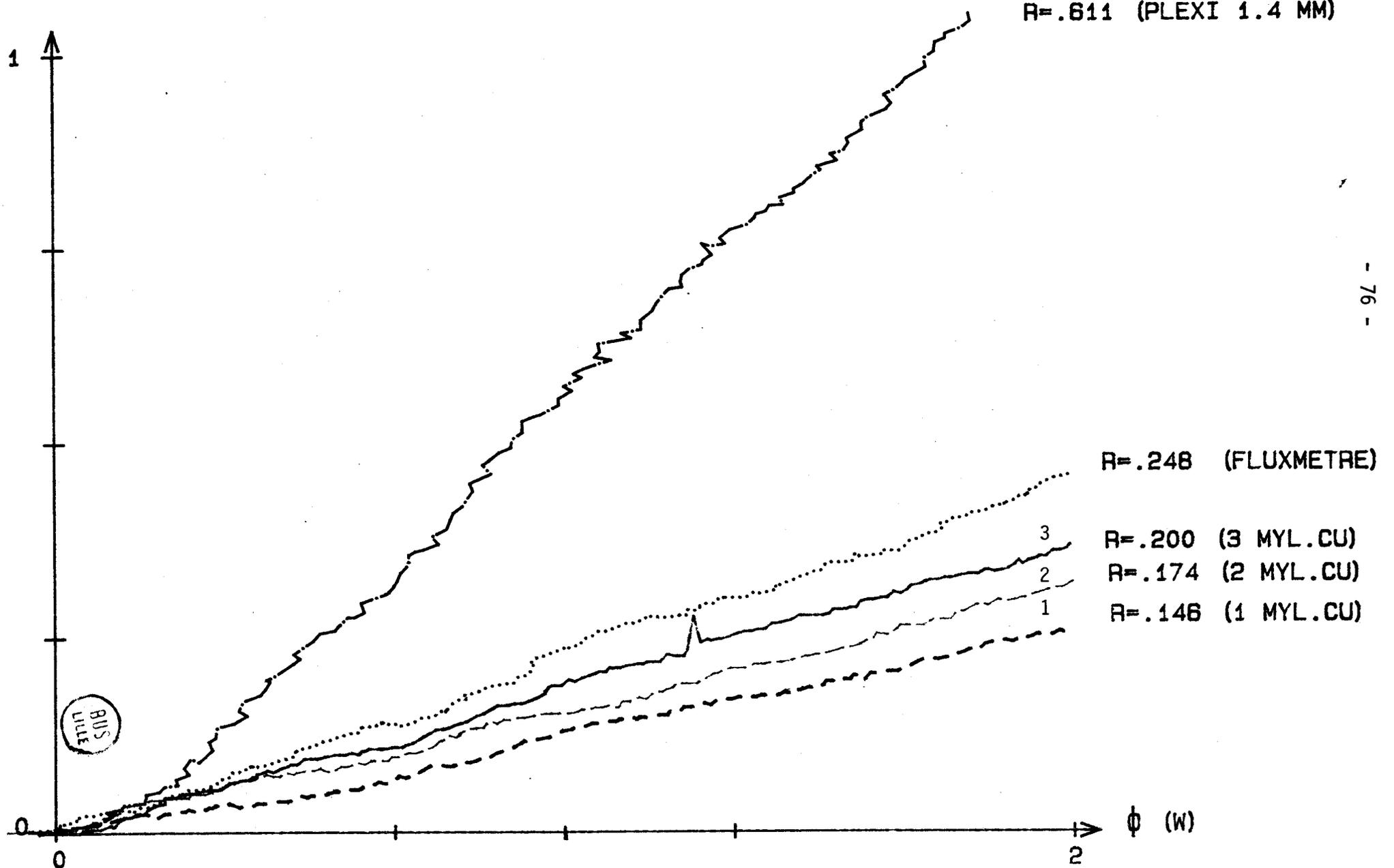
$$R = (T_m - T_0) / \phi_0$$

Pour chaque expérience, nous avons enregistré la température  $T_m$  pour un flux  $\phi_0$  continuellement variable entre 0 et 2W (pour une surface de  $13 \times 13,5 \text{ cm}^2$ ). En théorie, la résistance estimée est égale à la résistance thermique de l'échantillon. En pratique, le contact entre milieux solides n'est jamais parfait. Pour rendre compte de ces effets, on introduit généralement une résistance thermique de contact. L'étude phénoménologique des contacts thermiques a fait l'objet de nombreuses publications.

Pour évoluer l'importance de ces phénomènes, nous avons disposé dans une première partie des feuilles de mylar cuivré ( $35 \mu\text{m}$  de Cu,  $25 \mu\text{m}$  de mylar) sous le capteur de température. Compte tenu de la faible épaisseur des feuilles, leur résistance thermique est infime (0,01 K/W). La résistance thermique accessible à la mesure est la somme des résistances thermiques de chaque feuille augmentée des résistances de contact. Pour obtenir des résultats reproductibles, nous avons enduit chacune des faces des feuilles de mylar cuivré d'une fine couche de graisse aux silicones. Les courbes 1 - 2 - 3 de la figure III-6, représentent l'enregistrement de la température de surface en fonction de la valeur du flux imposé lorsqu'on superpose 1 puis 2 puis 3 couches de mylar cuivré. La valeur des résistances thermiques est déduite des pentes de chaque caractéristique à partir des relations suivantes :

FIGURE III.6 MESURE DES RESISTANCES THERMIQUES

$\Delta T$  (K)



$$\begin{aligned} 1 \text{ mylar cuivré} : R \text{ total} &= R + 2R_c + R_p = 0,146 \text{ K/W} \\ 2 \text{ mylars cuivrés} : &= 2 R + 3R_c + R_p = 0,174 \text{ K/W} \\ 3 \text{ mylars cuivrés} : &= 3 R + 4R_c + R_p = 0,200 \text{ K/W} \end{aligned}$$

avec  $R$  : résistance thermique d'une feuille de mylar  
cuivré : 0,01 K/W

$R_c$  : résistance de contact d'une face.

$R_p$  : résistance apparente du puits thermique.

La résolution du système d'équations précédent, permet de chiffrer la valeur d'une résistance de contact à 0,016 K/W et la résistance apparente du puits à 0,106 K/W.

Pour confirmer ces résultats, nous avons placé sur le dispositif de mesure, un échantillon de plexiglass de 1,4mm d'épaisseur, recouvert d'une feuille de mylar cuivré. La résistance thermique globale mesurée est de 0,611 K/W (figure III-6). En déduisant la résistance apparente du puits, trois résistances de contact et la résistance thermique du mylar cuivré, nous obtenons une valeur corrigée de 0,447 K/W pour une valeur théorique de 0,442 K/W.

Par la même méthode, nous avons pu mesurer la résistance thermique d'un capteur de flux. Une valeur totale de 0,248 K/W a été calculée à partir de la courbe représentée figure III-6. La valeur corrigée obtenue en retranchant la résistance du puits et deux résistances de contact est de 0,110 K/W. Cette mesure est compatible avec les mesures effectuées dans le laboratoire de thermocinétique de Nantes (\*) compte tenu des différences d'environnement entre les capteurs étalonnés.

#### C - Détermination de la capacité thermique des capteurs.

Parmi toutes les méthodes possibles pour mesurer la capacité thermique d'un instrument de mesure, nous avons choisi une méthode de régime variable afin d'illustrer en pratique les résultats théoriques de la première partie. Le capteur à caractériser est placé sur une feuille de polystyrène extrudé de 3 mm d'épaisseur, et est soumis à une variation brusque, en forme d'échelon, de flux imposé.

(\*) Laboratoire de thermocinétique du C.N.R.S NANTES



L'impédance thermique d'entrée dans le plan A A' égale à :

$$Z_e = \frac{R + Z_{e_1}}{1 + j C \omega Z_{e_1}}$$

avec : R : résistance thermique du capteur.  
C : capacité thermique du capteur.  
Z<sub>e1</sub> : impédance d'entrée du polystyrène.

devient en régime lentement variable, puisque Z<sub>e1</sub> tend vers la résistance thermique du polystyrène (5K/W), grande vis à vis de celle du capteur (0,1 K/W).

$$Z_e \rightarrow \frac{1}{jC\omega} = \frac{1}{p C}$$

avec p variable de Laplace.

puisque le régime est transitoire.

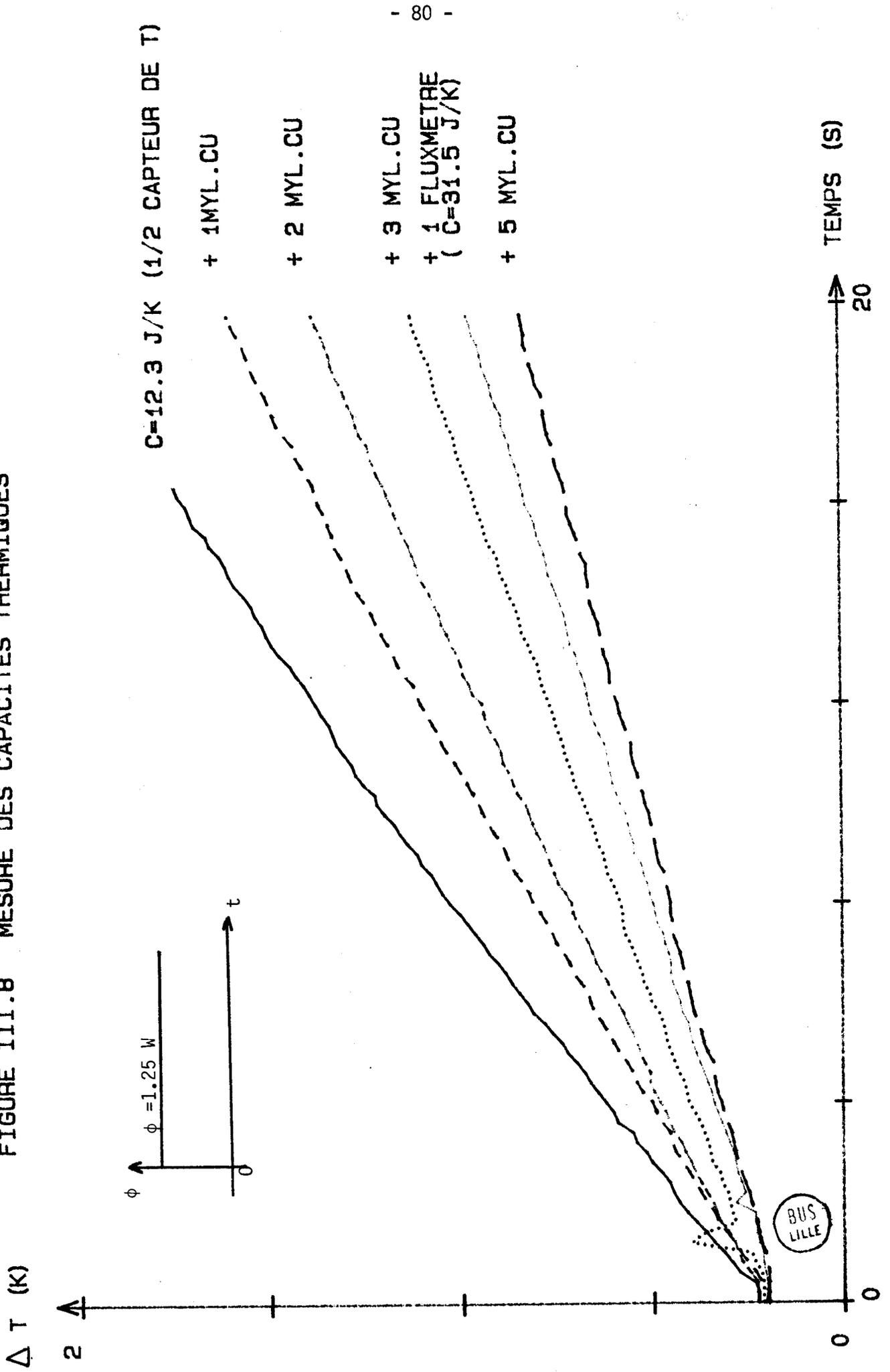
En conséquence, un échelon de flux dans le plan A A'', provoquera une augmentation linéaire de la température dans le même plan. La pente de la droite représentative des variations de température  $\Delta \theta$ , en fonction du temps t, est liée à la capacité thermique du matériau placé entre le plan A A'' et le polystyrène par la relation :

$$C = \frac{\phi_0 t}{\Delta \theta} \quad \text{en J/K} \quad \text{avec } \phi_0 : \text{amplitude de l'échelon de flux.}$$

La capacité déterminée par cette méthode est donc celle d'un 1/2 capteur, puisque le plan de mesure A A'' est médian.

Les courbes de la figure III-8, représentent le relevé expérimental de l'évolution de la température dans le plan A A', en fonction du temps, pour un échelon de flux de 1,25 W. Les courbes sont pratiquement linéaires pour des temps compris entre 0 et 20 secondes, ce qui justifie l'approximation précédemment décrite.

FIGURE III.8 MESURE DES CAPACITES THERMIQUES



Nous avons étudié successivement le capteur de température seul (C # 12,3 J/K pour le demi capteur), puis nous avons ajouté un fluxmètre entre le capteur de température et le polystyrène, ainsi qu'un autre fluxmètre entre le fluxmètre d'asservissement et le polystyrène afin "d'équilibrer" le montage

La capacité thermique totale mesurée est de 31,5 J/K soit  $31,5 - 12,3 = 19,2$  J/K pour un fluxmètre complet. Il est ainsi possible de vérifier notre hypothèse de base fondée sur l'appairage des capteurs de flux et de température qui est approximativement réalisé, compte tenu des difficultés de modifier la capacité thermique sans perturber la résistance thermique.

Nous avons également tenté d'évaluer la capacité thermique d'une feuille de mylar cuivré par la même méthode. Pour ce faire, nous avons successivement disposé sous le capteur de température et sous le fluxmètre d'asservissement 1, 2, 3, et 5 feuilles. Les courbes sont représentées figure III-8. Il est possible d'évaluer la capacité d'une telle feuille à 4,5 K/W compte tenu de la fine couche de graisse aux silicones recouvrant ses deux faces (mylar 25  $\mu\text{m}$ , cuivre 35  $\mu\text{m}$ , surface 13 x 13,5  $\text{cm}^2$ ).

### III - RELEVES AUTOMATIQUES DE REPONSES EN FREQUENCE

#### A - Analyse du fonctionnement de la chaine de mesures.

Le relevé expérimental de la variation en fréquence de l'impédance d'entrée et du transfert de flux pour des matériaux homogènes ou quelconques est une opération de longue durée en raison de la très basse fréquence des oscillations à utiliser en régime quasi-stationnaire (0,001 Hz pour des matériaux de quelques mm d'épaisseur). D'autre part, il est nécessaire d'effectuer un nombre suffisant de points de mesures pour obtenir une courbe de bonne définition (nous avons effectué dix points de mesure par décade). Dans ces conditions, la mesure d'une réponse en fréquence de 0,001 Hz à 1 Hz comporte 28 points et à raison de deux périodes par point, nécessite plus d'une heure de manipulations fastidieuses et ininterrompues. Compte tenu de ces contraintes expérimentales, nous avons utilisé un microordinateur pour effectuer ces relevés, vérifier la cohérence des résultats de deux mesures successives (pour une même valeur de fréquence, on doit obtenir un même résultat dans une plage d'erreur fixée à l'avance). Le système contrôle particulièrement les valeurs moyennes des flux et températures afin de s'assurer que le régime permanent est établi, condition fondamentale des mesures en régime harmonique.

L'organigramme du programme de relevés de réponses en fréquence est représenté figure III-9.

Il peut être décomposé en trois parties distinctes :

La première partie établit un dialogue entre l'expérimentateur et la machine afin de déterminer les paramètres de la mesure à effectuer.

La seconde partie contrôle l'acquisition des grandeurs à mesurer ( flux et températures ).

La troisième partie du programme effectue un traitement numérique sur les signaux précédemment acquis afin d'en déterminer les modules et phases.

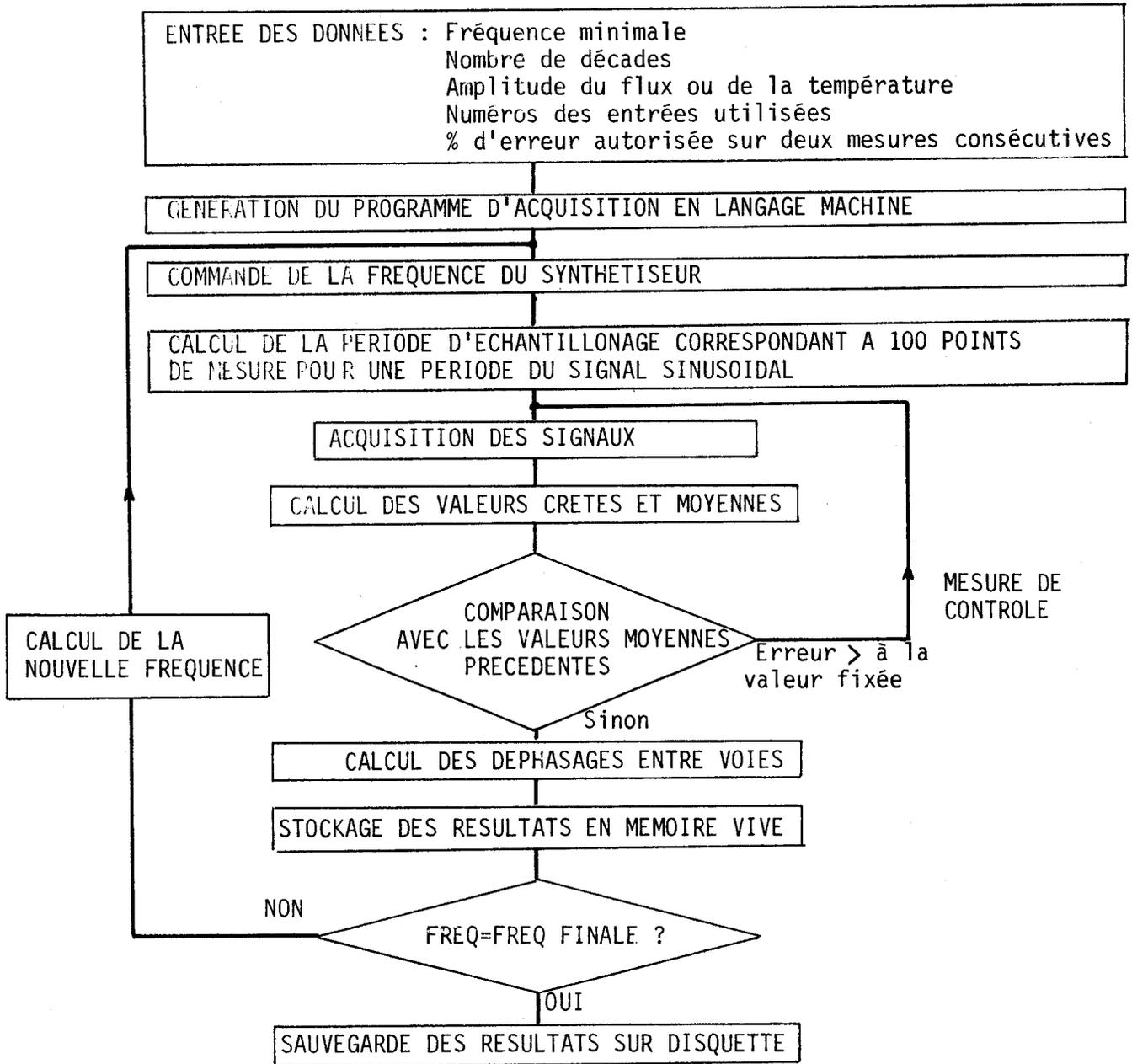


FIGURE III.9 ORGANIGRAMME DU PROGRAMME DE RELEVES DE FONCTIONS DE TRANSFERTS EN FONCTION DE LA FREQUENCE



Les réponses en fréquence désirées sont effectuées en échelle linéaire pour les amplitudes et échelles logarithmiques pour les fréquences.

Afin de minimiser le temps de relevé des réponses en fréquence, nous avons choisi d'effectuer les calculs de valeur moyenne, valeur crête et déphasage des flux et températures sur une seule période du signal sinusoïdal et de répéter une seconde fois chaque mesure pour vérifier la validité de celle-ci. Pour que les valeurs calculées soient correctes, il est indispensable d'effectuer les calculs sur la durée exacte d'une période du signal sinusoïdal. Étant donné que le signal sinusoïdal est échantillonné par un nombre fixé de points (100), pour bénéficier d'une précision constante il est nécessaire d'ajuster la période d'échantillonnage afin d'obtenir l'acquisition d'une période exacte du signal sinusoïdal quelle que soit sa fréquence. L'acquisition des signaux est effectuée par le programme décrit au paragraphe I-B. Dans la partie suivante, nous exposons les algorithmes utilisés pour déterminer les valeurs moyennes, crêtes et les déphasages.

#### B - Mesure des amplitudes et déphasages entre grandeurs thermiques en régime sinusoïdal lentement variable.

L'analyse des régimes sinusoïdaux est particulièrement simple dans le cas des réseaux électriques puisque l'état avancé de la technique met à la disposition de l'expérimentateur des voltmètres alternatifs et phasemètres qui permettent une mesure relativement aisée entre grandeurs sinusoïdales. Les problèmes sont beaucoup plus délicats dans le domaine des mesures thermiques, compte tenu de la lenteur des phénomènes à étudier. Notre étude expérimentale portera sur des phénomènes de fréquences comprises entre 0,001 et 1 Hz. Dans cette gamme, les méthodes de traitement numérique sont adaptées à la mesure des relations entre grandeurs sinusoïdales éventuellement bruitées.

La valeur moyenne des signaux sera déterminée en effectuant la somme signée des N points de mesure représentant une période du signal sinusoïdal :

$$V_{\text{moyen}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} V_i \quad (N = 100)$$

La valeur crête du signal sinusoïdal est calculée à partir de la valeur efficace du signal.

$$V_{\text{ crête }} = V_{\text{ efficace }} \cdot \sqrt{2} = \sqrt{2} \left( \frac{2}{N} \sum_{i=1}^{i=N} (V_i - V_{\text{moyen}})^2 \right)^{1/2}$$

Ce type d'algorithme a l'avantage de donner des résultats assez peu sensibles aux bruits haute fréquence perturbant le signal :

Mesure du déphasage.

Parmi les opérations mathématiques mises à la disposition de l'expérimentateur, la fonction d'intercorrélation (ou cross-corrélation), est adaptée à l'étude de la dépendance entre signaux déterministes ou aléatoires.

La fonction d'intercorrélation entre deux fonctions du temps  $x(t)$  et  $y(t)$  est définie par la relation :

$$R_{xy}(\tau) = \overline{xy} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) y(t-\tau) dt$$

Cette fonction est nulle lorsque les fonctions  $x(t)$  et  $y(t)$  ne sont pas corrélées.

Dans le cas particulier où,  $x$  et  $y$  sont deux grandeurs sinusoïdales déphasées,

$$x = x_0 \sin \omega t$$

$$y = y_0 \sin (\omega t + \phi)$$

Il vient, en prenant comme temps d'intégration, la période commune à chacun des signaux.

$$R_{xy}(\tau) = x_0 y_0 \cos (\omega \tau - \phi)$$

La fonction d'intercorrélation passe par un maximum pour un retard  $\tau_m$  lié au déphasage à mesurer par la relation :

$$\omega \cdot \tau_m = \phi$$

D'où, une méthode de mesure de  $\phi$  à partir de l'abscisse du premier maximum de la fonction d'intercorrélation.

Lorsque les signaux à analyser ne sont pas centrés, mais superposés aux valeurs moyennes  $X_m$  et  $Y_m$

$$x = X_m + X_o \sin \omega t \qquad y = Y_m + Y_o \sin (\omega t + \phi)$$

il vient :

$$R_{xy} = X_o Y_o \cos (\omega t - \phi) + X_m Y_m$$

La fonction d'intercorrélation a une valeur moyenne égale au produit des valeurs moyennes.

De la même façon, lorsque des bruits additifs  $b_x$ , statistiquement indépendants des signaux  $x$  et  $y$ , leur sont superposés :

$$x = b_x + x_o \sin \omega t \qquad \text{et} \qquad y = b_y + y_o \sin (\omega t + \phi)$$

il vient :

$$R_{xy} = \overline{xy} = X_o Y_o \cos (\omega t - \phi) + \overline{b_x b_y}$$

$$\text{Compte tenu de } \overline{x b_y} = \overline{y b_x} = 0$$

La valeur moyenne de la fonction d'intercorrélation est proportionnelle à la fonction d'intercorrélation  $\overline{b_x b_y}$ . Si, de plus, les bruits  $b_x$  et  $b_y$  sont indépendants, il vient  $\overline{b_x b_y} = \overline{b_x} \overline{b_y}$ .

Un bruit additif provoque un décalage de l'ensemble de la courbe représentant la fonction d'intercorrélation. L'information de phase contenue dans cette courbe peut être extraite indépendamment des bruits additifs superposés aux signaux à analyser. Cet effet de filtrage est dû à l'opération d'intégration qui intervient dans le calcul d'intercorrélation.

CORRELATION DE SINUSOIDES BRUITEES

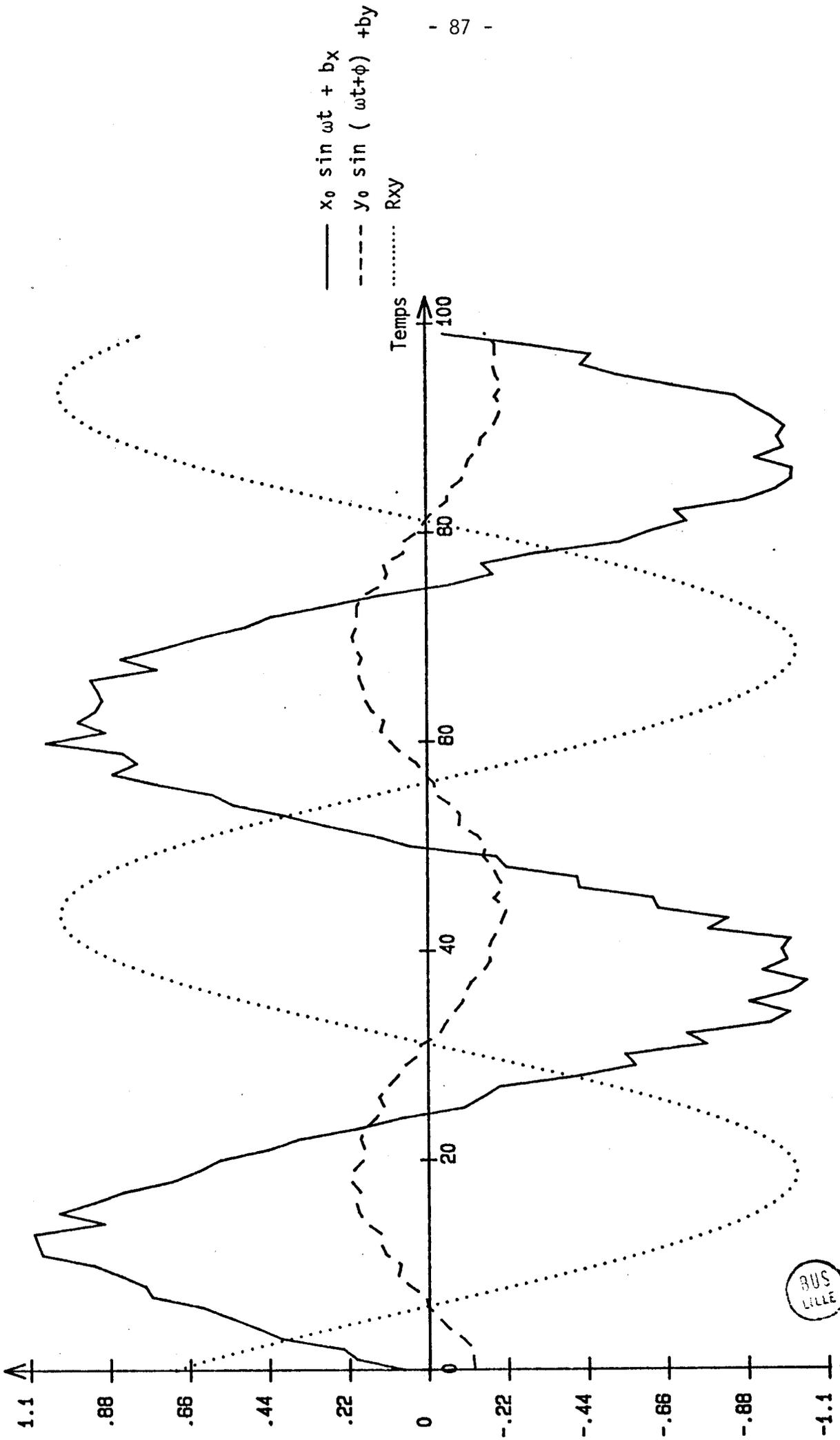


FIGURE III.10

A titre d'illustration, nous avons représenté figure III-10, deux sinusoïdes d'amplitudes différentes, déphasées et bruitées. Leur fonction d'intercorrélacion qui est représentée sur le même graphe, est parfaitement sinusoïdale et sa phase à l'origine est égale au déphasage entre les deux signaux. En pratique, la fonction d'intercorrélacion est calculée sur 100 points pour une période et la précision de la mesure de déphasage à partir du premier maximum est donc de 3,6 degrés. Un calcul d'interpolation linéaire à partir des deux points encadrant le maximum, permet de réduire notablement l'erreur de mesure. L'algorithme utilisé pour calculer la fonction d'intercorrélacion de deux signaux échantillonnés découle directement de la définition de celle-ci, soit :

$$C(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} X_i \cdot Y(i-\tau)$$

Cette méthode de mesure de déphasage donne d'excellents résultats dans le domaine des signaux thermiques qui sont en général très basse fréquence et entachés de bruit rendant difficile la mise en oeuvre des méthodes classiques de mesure de déphasage (mise en forme rectangulaire et mesure du temps séparant deux passages à zéro).

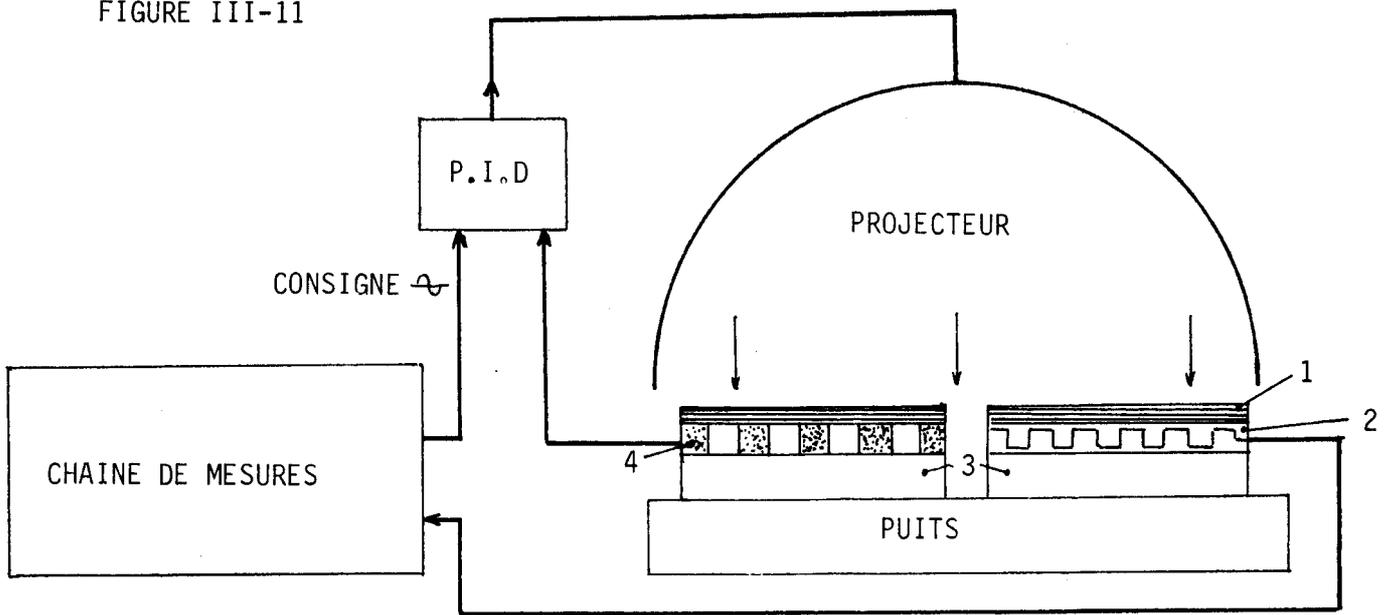
Pour donner un ordre de grandeur de la précision de cette méthode appliquée à des signaux très fortement bruités, nous avons généré sur micro-ordinateur, deux sinusoïdes pures déphasées de 30 degrés, sur lesquelles nous avons superposé un bruit haute fréquence d'amplitude égale à la moitié de la valeur crête de la sinusoïde. Une mesure de déphasage par intercorrélacion a donné pour résultat une valeur de 34,5 degrés.

C - Mesure de la variation en fréquence de l'impédance thermique d'un matériau disposé sur un puits.

- Le montage expérimental.

La détermination de l'impédance thermique d'entrée nécessitant la mesure simultanée et dans le même plan du flux pénétrant dans le matériau et de sa température de surface, nous avons choisi une configuration expérimentale parallèle (figure III-11).

FIGURE III-11



- 1 : Corps noir
- 2 : Capteur de température
- 3 : Echantillons
- 4 : Capteur de flux

Deux échantillons identiques sont disposés sur le puits thermique décrit dans le chapitre II, le fluxmètre d'asservissement étant placé sur l'un et le capteur de température sur l'autre. Ces capteurs possédant des caractéristiques thermophysiques pratiquement identiques, il est possible d'assimiler le montage thermique à un bicouche constitué d'un demi-capteur et de l'échantillon. Cette configuration est beaucoup plus simple à analyser que celle que nous aurions obtenu en superposant les capteurs de flux et de température sur un même échantillon (système équivalent à un tricouche).

Nous avons vérifié en déplaçant un fluxmètre, que la densité de puissance émise par le projecteur était quasi-constante dans toute la zone couverte par les deux échantillons.

Dans ces conditions, et tenant compte de la résistance thermique du puits, nous avons simulé théoriquement les variations en fréquence de l'impédance d'entrée d'un ensemble capteur-plexiglass ( $13 \times 13,5 \text{ cm}^2$  et  $1,4 \text{ mm}$  d'épaisseur), et capteur-polystyrène extrudé ( $13 \times 13,5 \text{ cm}^2$ ,  $3 \text{ mm}$  d'épaisseur) .

Les résultats obtenus ont été vérifiés expérimentalement. Les courbes théoriques et expérimentales de la variation en fréquence du module et de l'argument de l'impédance d'entrée du plexiglass sont représentées figure III-12. Celles concernant le polystyrène sont représentées figure III-13.

Dans les deux cas, les courbes expérimentales et théoriques sont très voisines l'une de l'autre. Il est remarquable que le "bicouche" capteur - plexiglass se comporte approximativement comme un matériau homogène, (conformément à l'étude théorique). La phase reste inférieure à  $50^\circ$ . Par contre, le bicouche capteur-polystyrène, a un comportement beaucoup plus particulier. Entre les fréquences  $0,001 \text{ Hz}$  et  $0,05 \text{ Hz}$ , l'évolution de la phase est semblable à celle d'un circuit du 1er ordre avec un maximum voisin de  $-90^\circ$ , ce qui justifie une fois de plus, les approximations du paragraphe II-C.

La mesure de l'impédance thermique d'une paroi est intéressante du point de vue pratique puisqu'elle ne nécessite l'emploi de capteurs, que sur une seule de ses faces. Dans le cas des matériaux du bâtiment, il est possible de déterminer la nature de la couche intérieure de l'habitat, en comparant la réponse expérimentale à une famille de réponses-types établies pour le capteur utilisé. Il faut pour cela opérer à fréquence suffisamment élevée pour que l'épaisseur de pénétration de l'oscillation thermique, ne dépasse pas la première couche. Comme nous l'avons montré précédemment, plus la paroi aura une faible effusivité, plus la phase prendra des valeurs importantes.

|ZE|  
(K/W)

|ZE  
(DEGRES)

FIGURE III.12 IMPEDANCE D'ENTREE D'UN ECHANTILLON DE PLEXIGLASS  
EPAISSEUR 1.4 MM

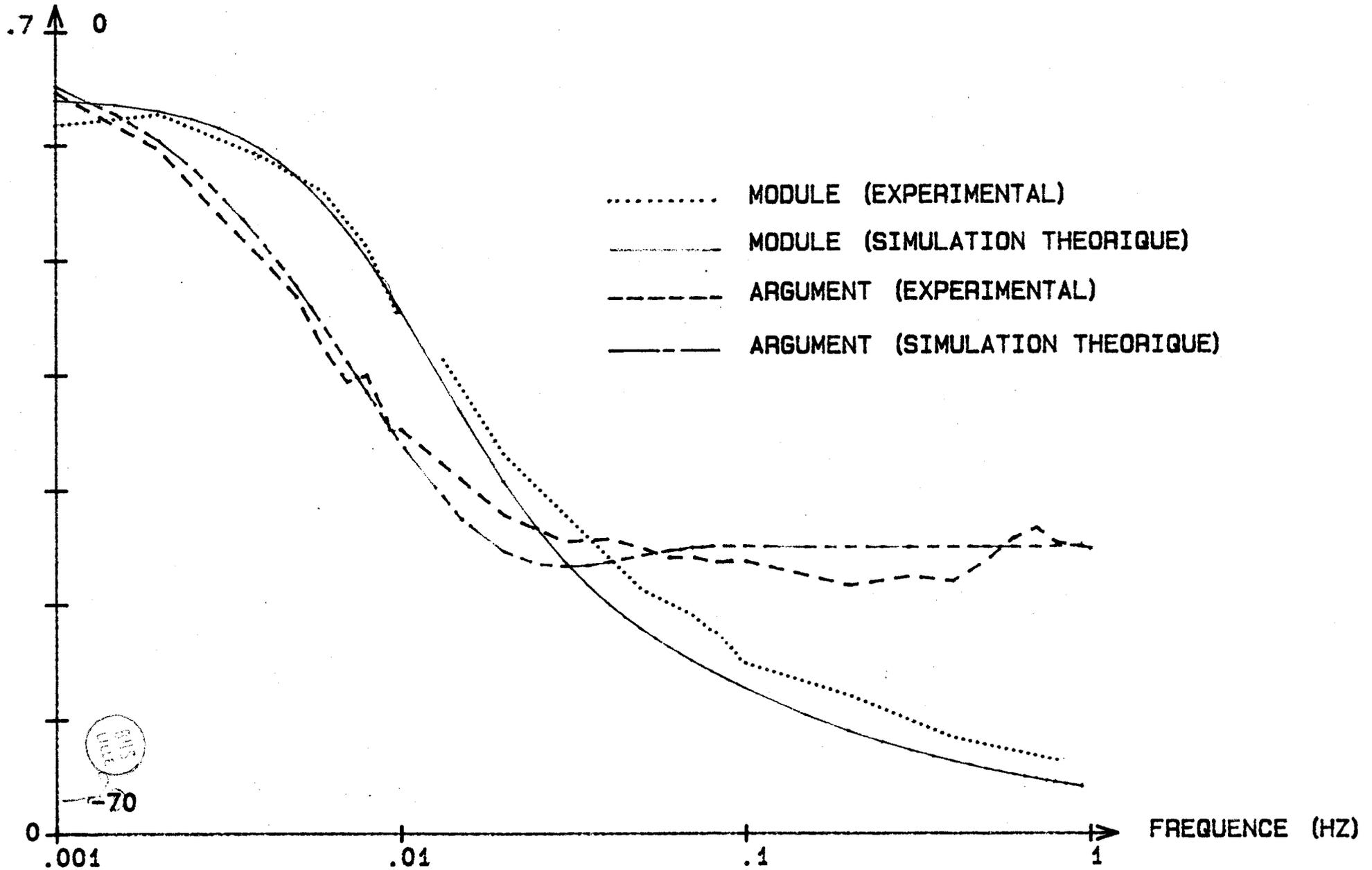
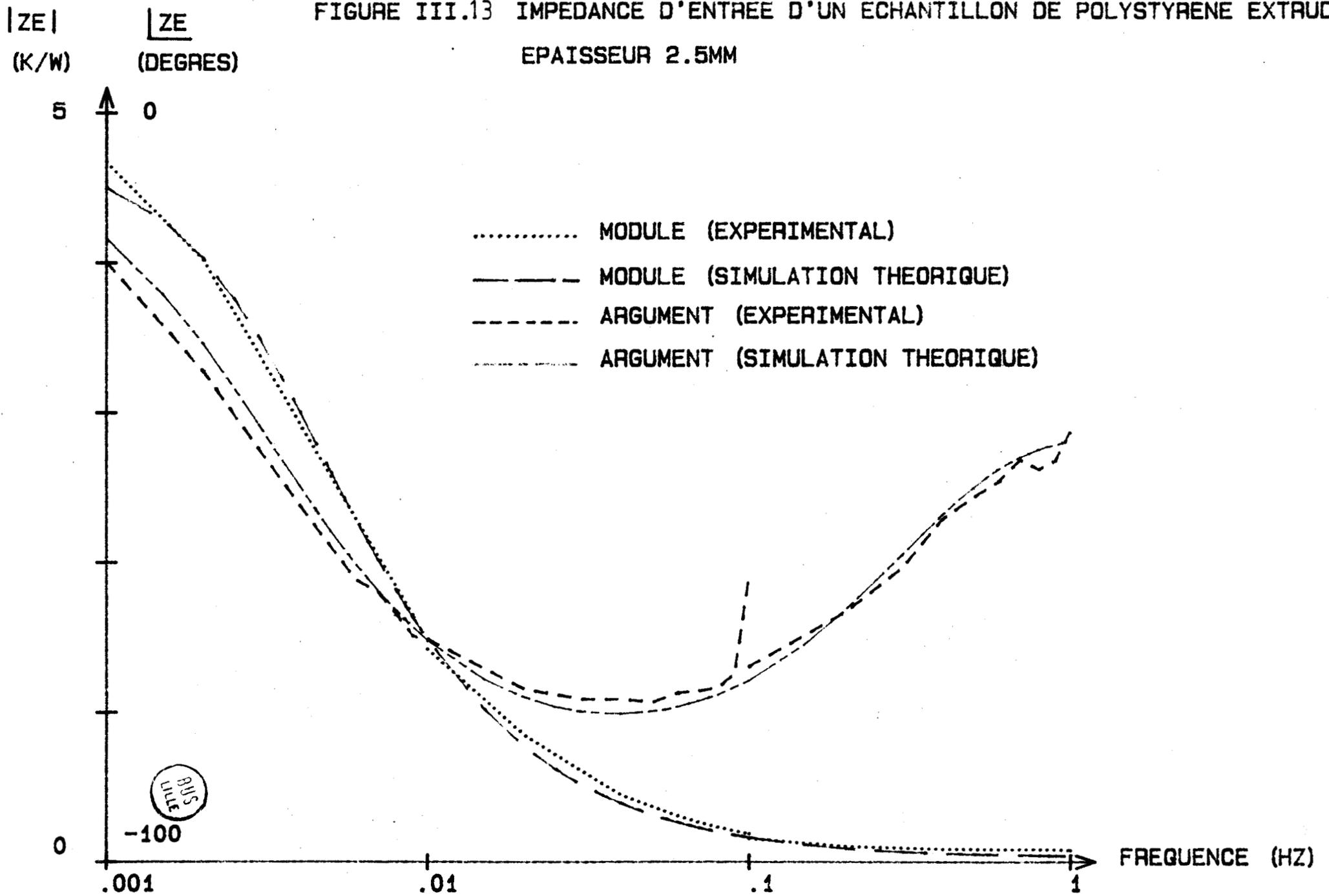


FIGURE III.13 IMPEDANCE D'ENTREE D'UN ECHANTILLON DE POLYSTYRENE EXTRUDE  
EPAISSEUR 2.5MM



D - Mesure de la variation en fréquence de la fonction de transfert en flux.

Le montage expérimental.

La configuration expérimentale a été simplifiée au maximum (figure III-14). L'échantillon homogène est placé entre deux fluxmètres. Le flux thermique est asservi dans le plan de mesure du fluxmètre disposé sur la face avant. Le flux transmis  $\phi_1$  est mesuré dans le plan du fluxmètre disposé sur la face de sortie. L'ensemble du montage est placé sur le puits électronique maintenu à température constante.

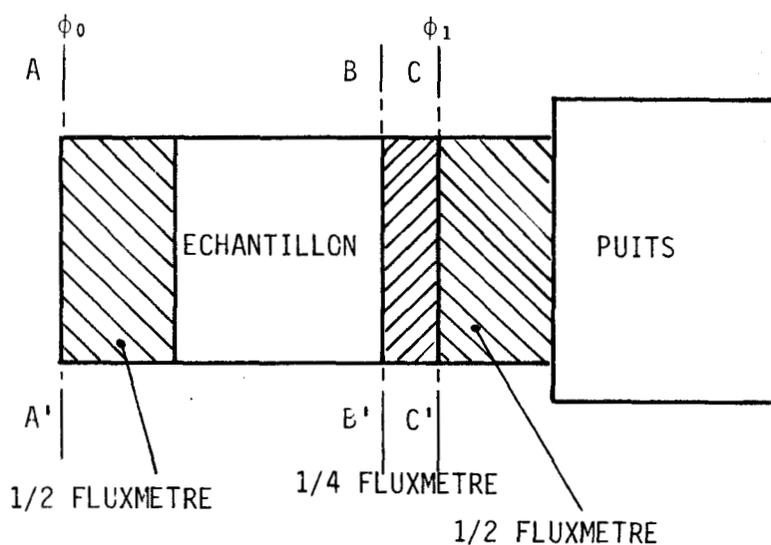


FIGURE III-14

Pour interpréter les résultats expérimentaux, il est nécessaire de prendre en compte les milieux séparant les surfaces externes de l'échantillon, les plans de mesure du fluxmètre et les caractéristiques du puits placé sous le dispositif expérimental.

Compte tenu des résultats obtenus dans la partie précédente, on peut représenter la relation entre flux et température par la relation de proportionnalité :

$$\theta_p = R_p \cdot \phi_p \quad \text{avec } R_p = 0,1 \text{ K/W au niveau du puits.}$$

Le demi-fluxmètre situé entre le plan de mesure du flux de sortie CC' et le puits thermique, peut être représenté par un milieu de caractéristiques,

$$R = 0,1 \text{ K/W} \text{ et } C = 10 \text{ J/K}$$

Pour représenter la relation entre flux et température dans le plan de mesure du flux (CC'), nous avons utilisé un circuit à constantes localisées, représenté figure III-15 (modèle approché). Afin de justifier cette simplification nous avons représenté sur le même graphique (figures III-15 et III-16), l'évolution fréquentielle des modules et phases de l'impédance thermique dans le plan CC' pour le modèle à constantes localisées, et le modèle à constantes réparties (modèle rigoureux). Les courbes sont pratiquement confondues jusqu'à 0,1 Hz.

Une simulation du transfert en flux dans le milieu placé entre la face arrière de l'échantillon (BB'), et le plan de mesure (CC'), (compte tenu de la charge thermique placée en aval de ce plan), a permis de montrer que la modification de la valeur du flux est négligeable (figures III-17 et III-18). Il en résulte que pour la configuration expérimentale utilisée, le flux mesuré dans le plan CC', est sensiblement égal au flux sortant de l'échantillon.

Compte tenu des approximations précédentes, le schéma de la figure III-14 peut être ramené à une forme plus simple (figure III-19).

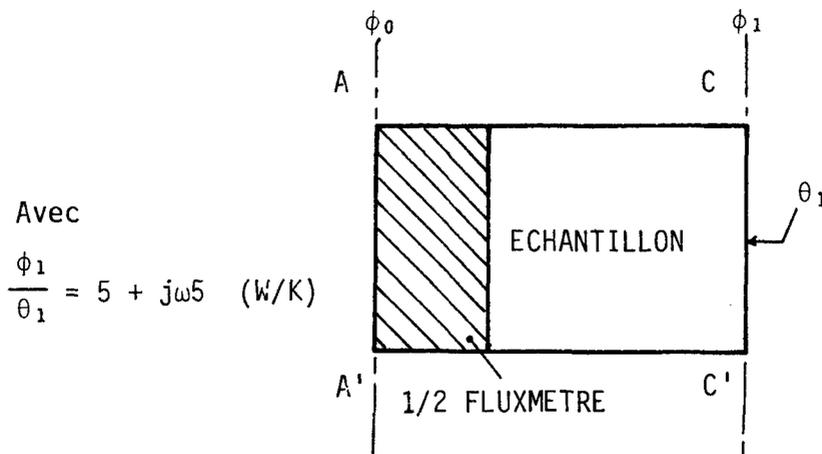
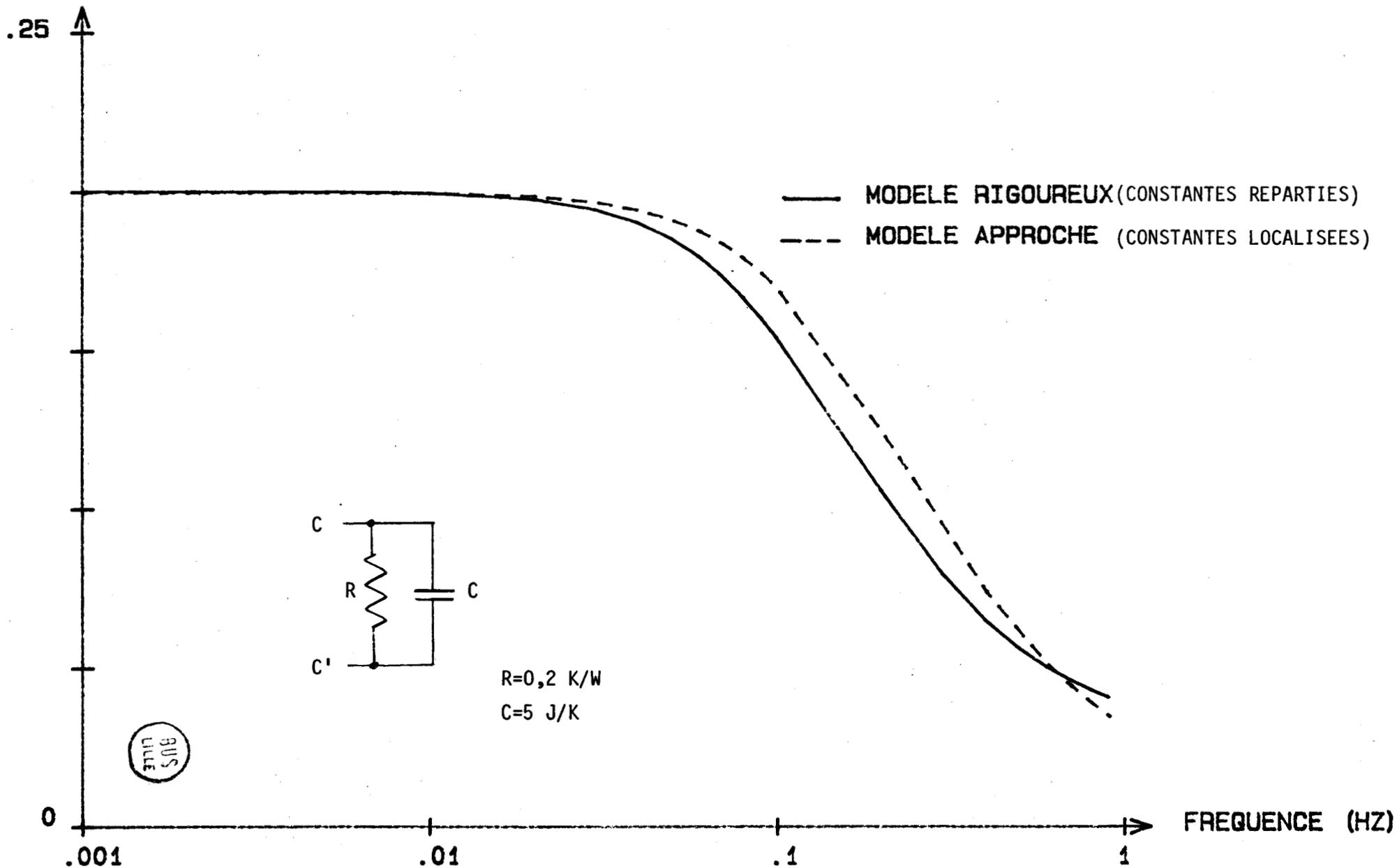


FIGURE III-19

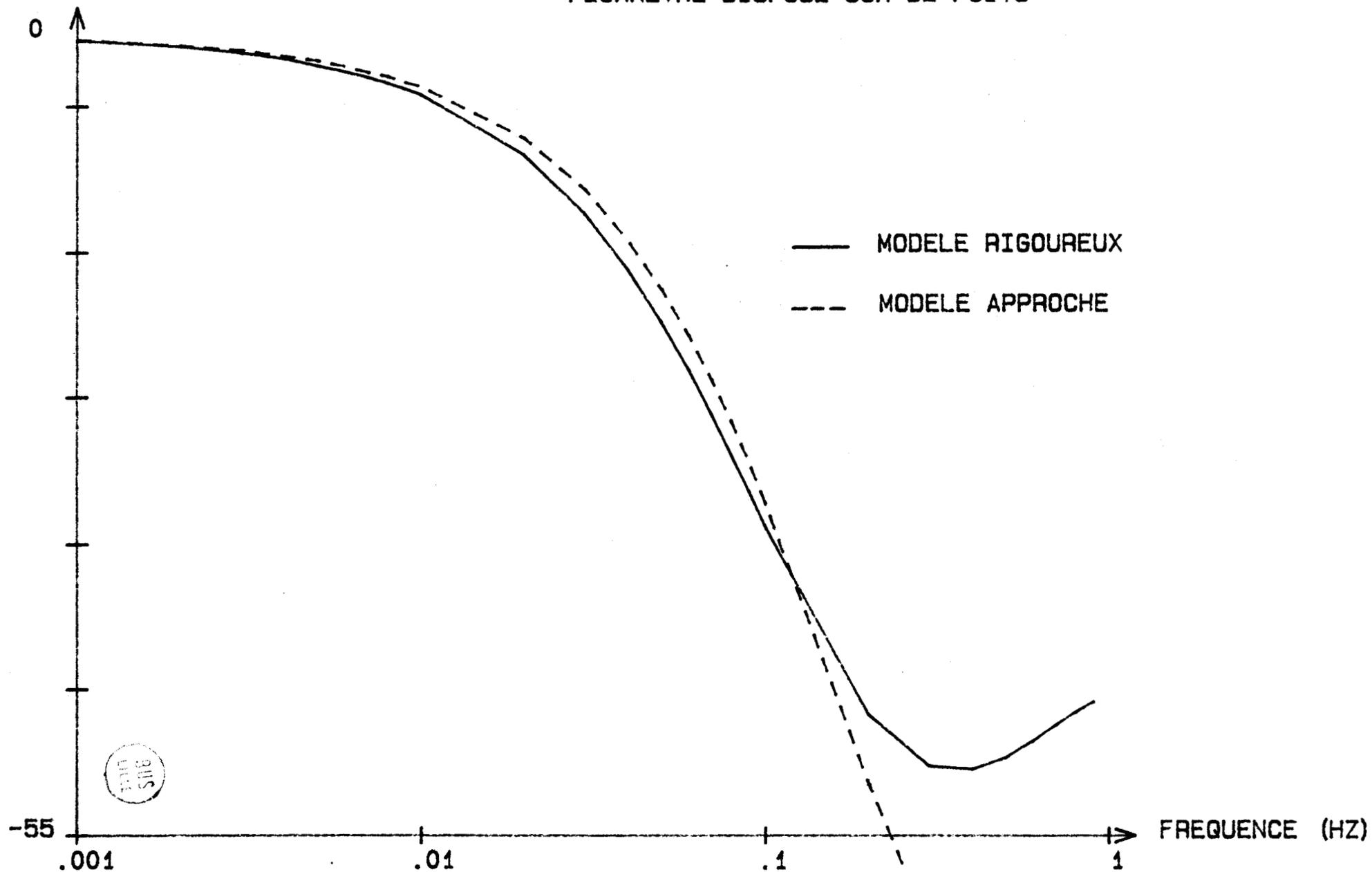
$|Z_{CC'}|$   
(K/W)

FIGURE III.15 MODULE DE L'IMPEDANCE RAMENEE PAR UN DEMI FLUXMETRE  
DISPOSE SUR LE PUIT



$\angle Z_{CC}$   
(DEGRES)

FIGURE III.16 ARGUMENT DE L'IMPEDANCE D'ENTREE RAMENEE PAR UN DEMI  
FLUXMETRE DISPOSE SUR LE PUIT



$|\phi_1/\phi_0|$

FIGURE III.17 COMPARAISON ENTRE LES MODULES DES FONCTIONS DE TRANSFERT  
EN FLUX D'UN BICOUCHE PLEXI-CAPTEUR ET DU PLEXI SEUL

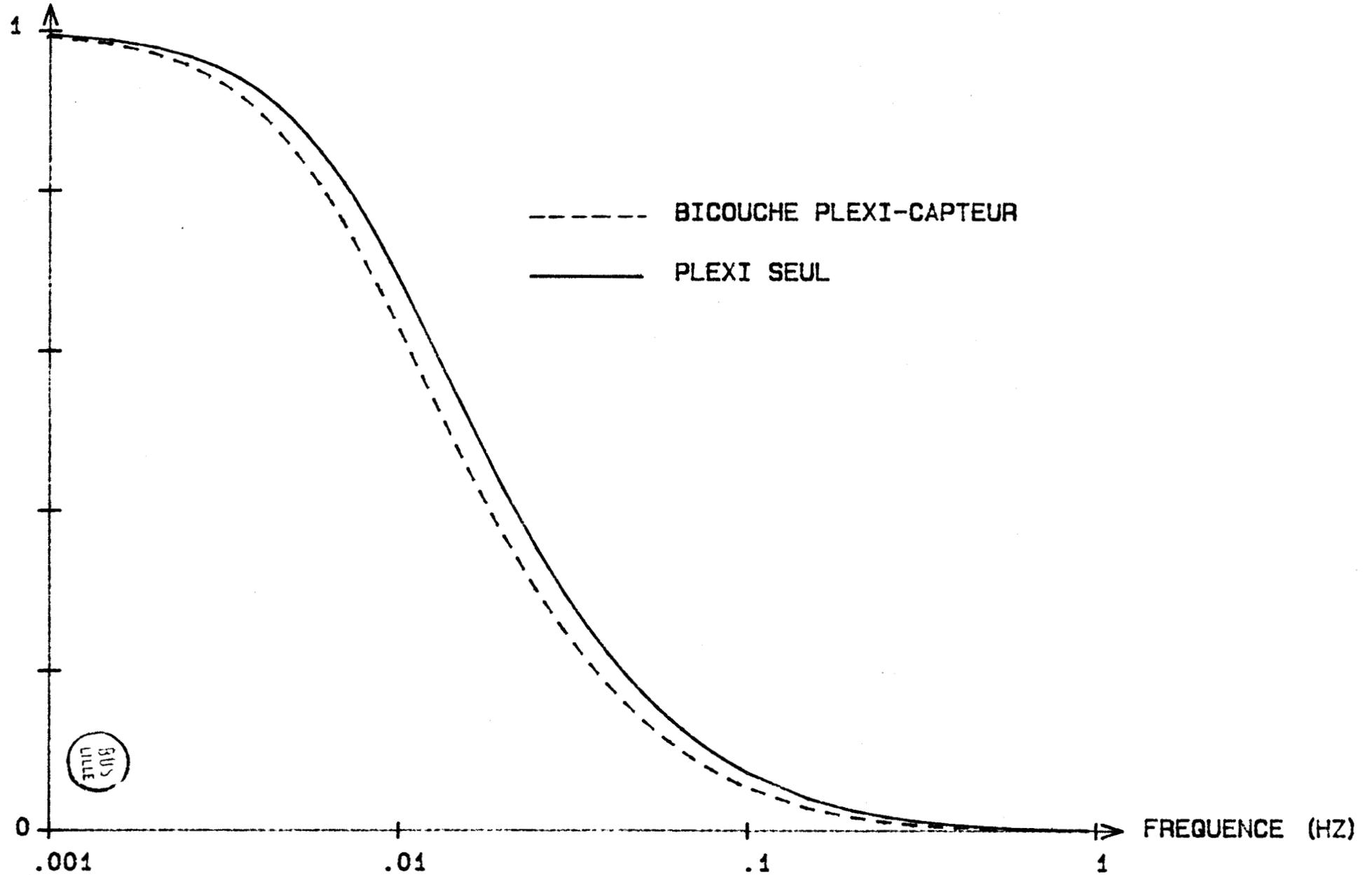
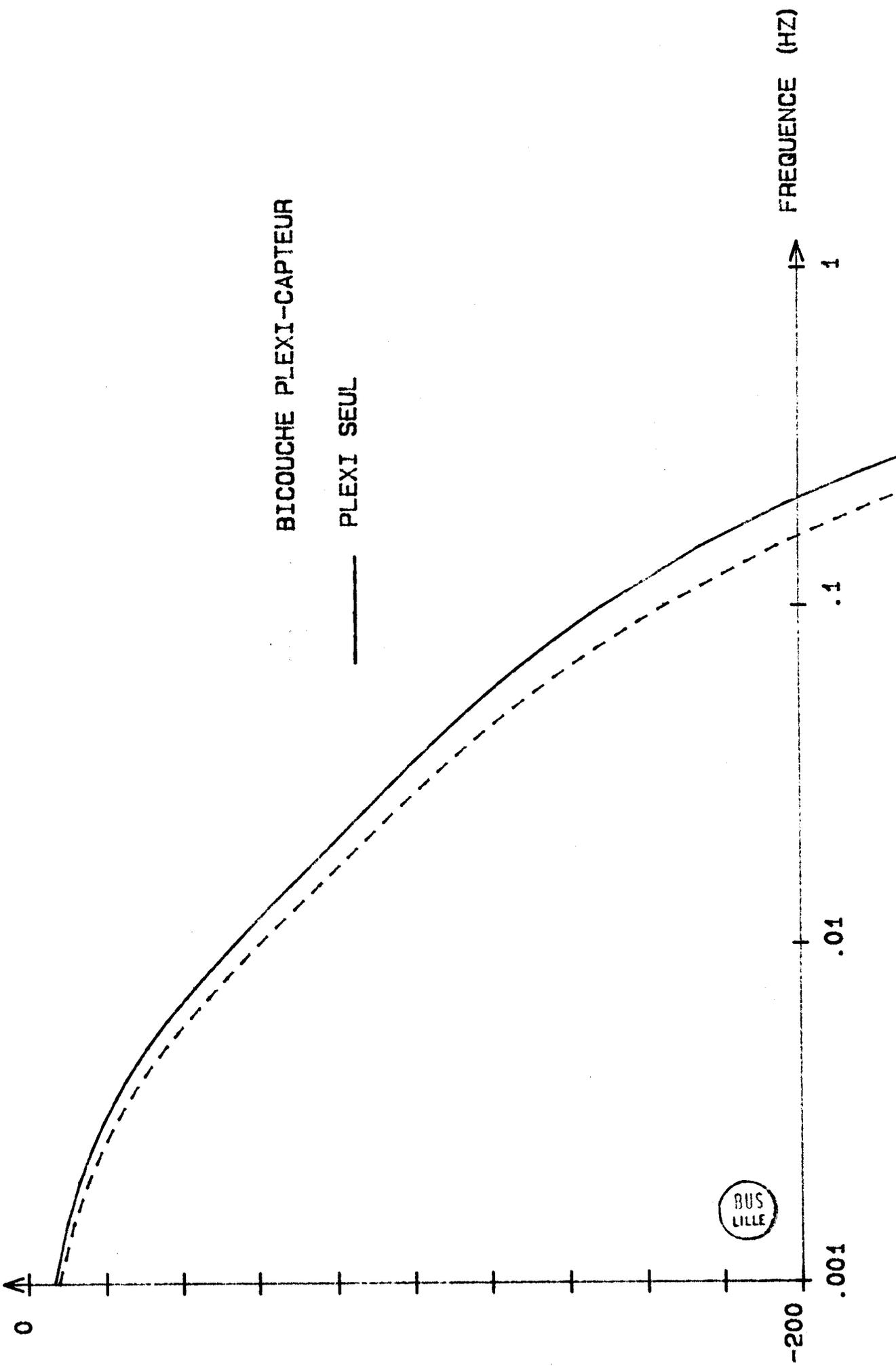


FIGURE III.18 COMPARAISON ENTRE LES ARGUMENTS DES FONCTIONS DE TRANSFERT  
EN FLUX D'UN BICOUCHE PLEXI-CAPTEUR ET DU PLEXI SEUL



Les flux mesurés  $\phi_0$  et  $\phi_1$  peuvent être considérés comme les flux entrant et sortant d'un "bicouche", la relation entre flux et température de sortie étant déterminée.

#### Résultats.

Les résultats expérimentaux ont été analysés en vue de vérifier cette hypothèse. Le flux incident mesuré étant asservi à une forme sinusoïdale dans le plan du fluxmètre disposé sur l'échantillon, nous avons analysé le flux transmis à travers le système en fonction de la fréquence. La courbe obtenue pour un échantillon de plexiglass de 1,4 mm d'épaisseur est représentée figure III-20.

En basse fréquence, ( $f < 0,001$  Hz), le flux incident est égal au flux transmis. Par contre, dans le domaine des fréquences comprises entre 0,001 et 0,1 Hz, l'amplitude du flux transmis diminue fortement. Les résultats expérimentaux peuvent être interprétés par les résultats de simulation présentés sur le même graphique en tenant compte de la perturbation due au capteur situé sur la face avant de l'échantillon et de l'impédance non nulle dans le plan de mesure du flux sortant.

En moyenne, les courbes expérimentales et théoriques sont voisines, l'erreur est de l'ordre de 10%. Pour vérifier la généralité des résultats, nous avons étudié le transfert dans un échantillon de caoutchouc de 1,1 mm d'épaisseur. Les résultats sont présentés figure III-21, et peuvent être interprétés par une simulation théorique en tenant compte comme précédemment, de la présence des capteurs de flux thermique.



Le domaine d'application est limité par la sensibilité du fluxmètre de sortie puisque l'amplitude du flux transmis diminue rapidement avec la fréquence. La mesure est particulièrement difficile pour des échantillons du type polystyrène, compte tenu de leurs qualités d'isolation thermique. Par contre, dans le cas des échantillons de faible épaisseur, la mesure est facilement exploitable. Une étude systématique permettant la caractérisation et le contrôle des tissus et matériaux en feuilles est tout à fait envisageable.

$\phi_1/\phi_0$   $\phi_1/\phi_0$

FIGURE III.20 FONCTION DE TRANSFERT EN FLUX D'UN ECHANTILLON DE PLEXIGLASS (1.4 MM D'EPAISSEUR)

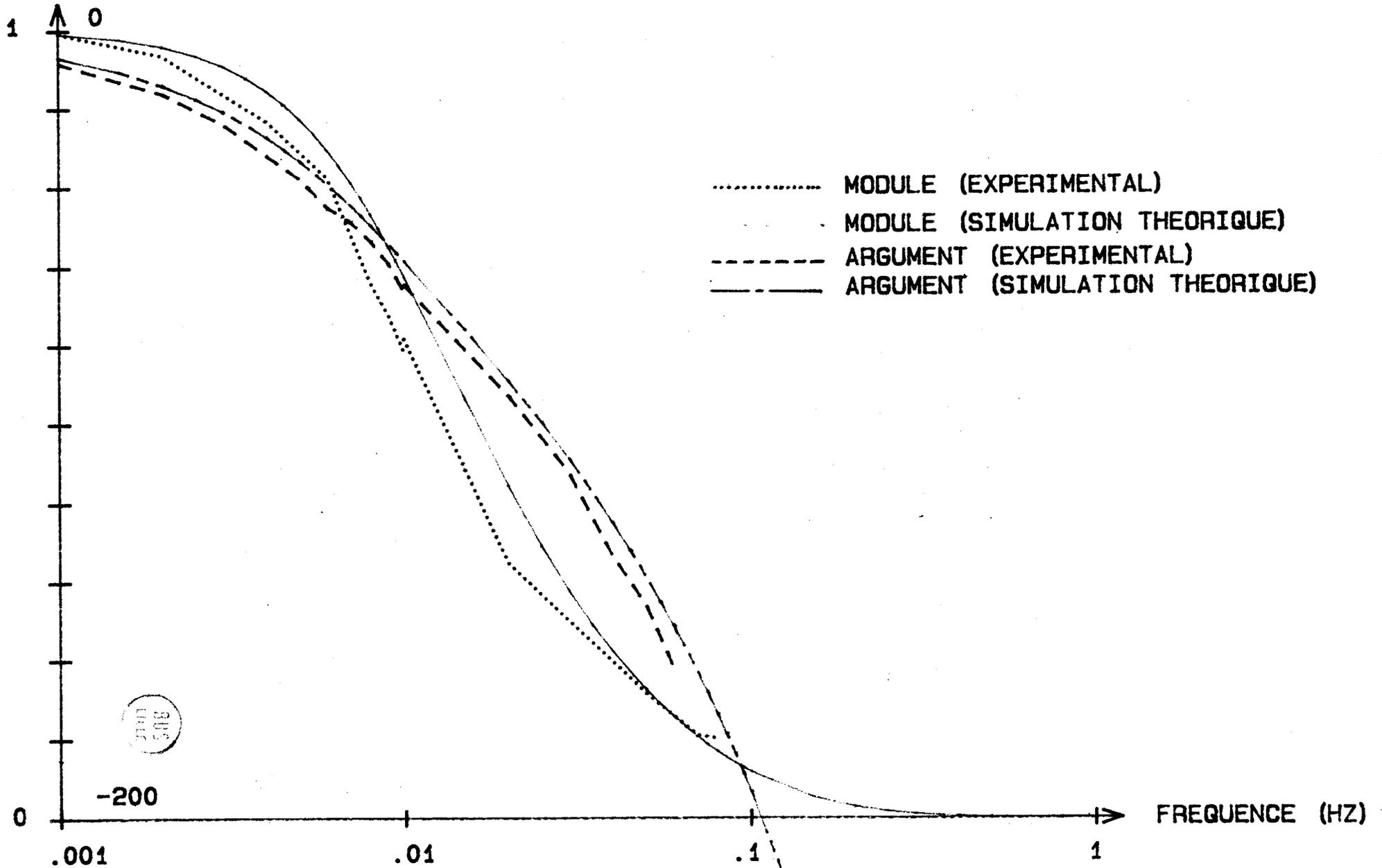
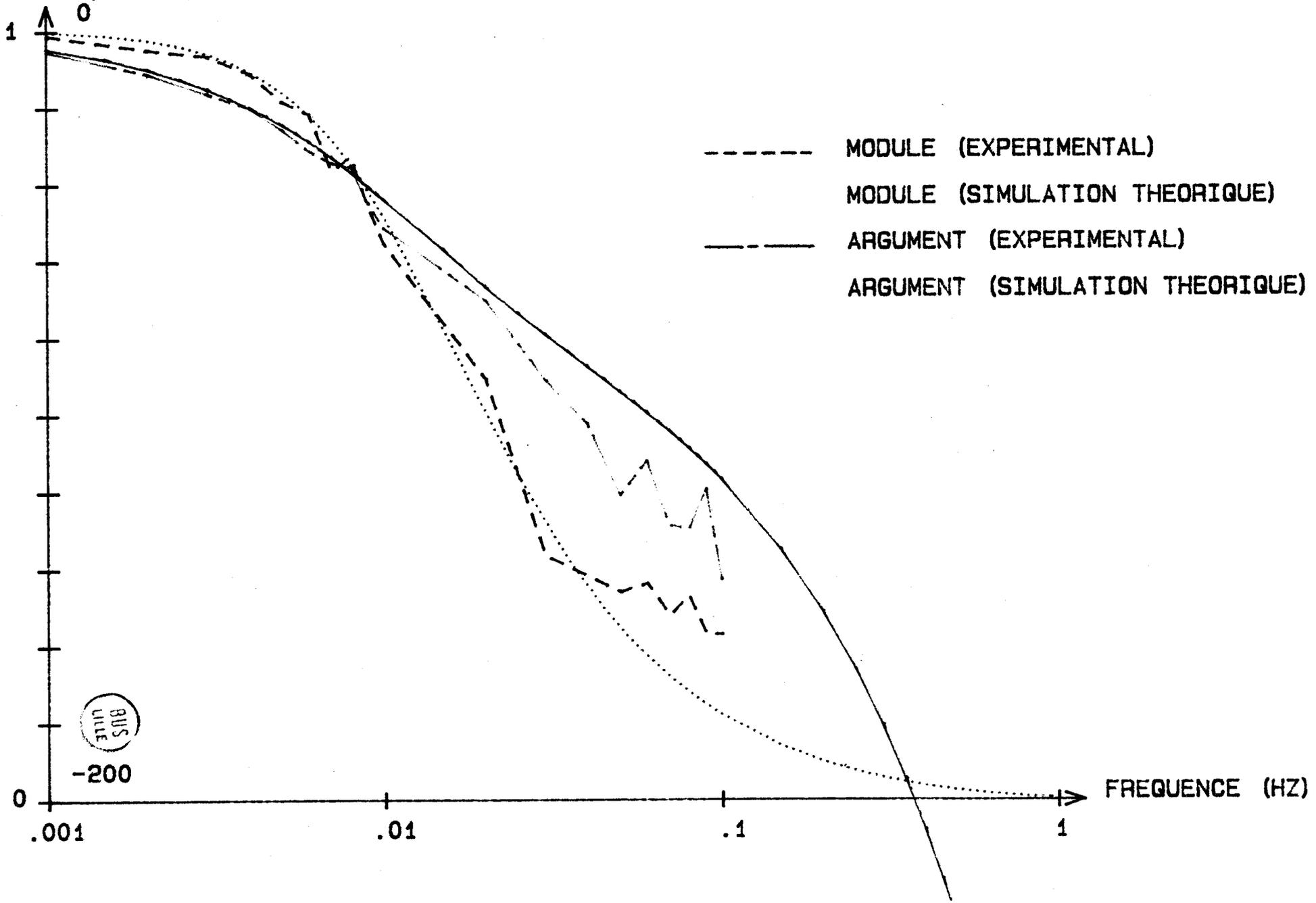


FIGURE III.21 FONCTION DE TRANSFERT EN FLUX D'UN ECHANTILLON  
DE CAOUTCHOUC (1.1 MM D'EPaisseur)

$|\phi_1/\phi_0|$   $\frac{|\phi_1/\phi_0|}{\text{(DEGRES)}}$



IV - OSCILLATEUR THERMIQUE

Dans la partie précédente, nous avons montré que la fréquence pour laquelle les flux entrant et sortant d'une paroi sont en opposition de phase est parfaitement déterminée lorsqu'on connaît les propriétés thermiques des matériaux placés entre les plans de mesure. La relation entre le temps propre de l'échantillon et cette fréquence est particulièrement simple dans le cas d'un matériau homogène disposé sur un puits (  $f = \pi/RC$  )

En pratique, il faut tenir compte des caractéristiques thermiques de la source de flux placée sur le matériau (résistance chauffante ou fluxmètre d'asservissement), et de l'impédance non nulle du puits utilisé.

Dans le cas d'un "bicouche" capteur-échantillon disposé sur un puits thermique idéal, l'argument entre flux sortant et flux entrant est décrit par la relation suivante :

$$\left[ \frac{\phi_1}{\phi_0} \right] = - \left[ \text{ch } \gamma_2 \right]_{\text{Echantillon}} - \left[ \left( \text{ch } \gamma_1 + \frac{b_2}{b_1} \text{ sh } \gamma_1 \right) \right]_{\text{Capteur}}$$

avec pour le capteur :  $\gamma_1 = \sqrt{\frac{R_1 C_1 \omega}{2}} (1+j)$ ,  $b_1$  : effusivité.

pour l'échantillon :  $\gamma_2 = \sqrt{\frac{R_2 C_2 \omega}{2}} (1+j)$ ,  $b_2$  : effusivité.

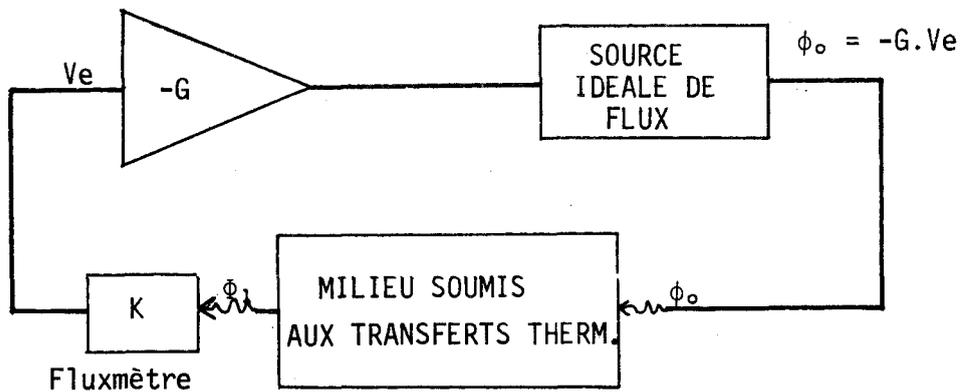
Le déphasage total est la somme de deux déphasages, chacun des termes dépendant non seulement des temps propres du capteur et de l'échantillon ( $R_1 C_1$  et  $R_2 C_2$ ), mais aussi du rapport des effusivités. La mesure de la fréquence produisant une phase  $-\pi$  n'est donc pas suffisante pour déterminer le temps propre de l'échantillon, à moins que l'influence du capteur ne soit négligeable ou que l'on connaisse les caractéristiques thermiques du capteur et l'effusivité de l'échantillon.

Pour rendre automatique l'ajustement de la fréquence à la valeur pour laquelle les flux entrant et sortant sont en opposition de phase, nous avons réalisé un oscillateur thermique dont la description constitue la dernière partie de ce travail

L'oscillateur est composé essentiellement (figure III-22) :

- D'une source idéale de flux similaire à celle décrite dans le chapitre II.
- D'un circuit amplificateur-déphaseur ( $-\pi$ ) réalisé à l'aide d'un amplificateur inverseur.
- D'une chaîne de réaction comprenant le milieu dans lequel il y a le transfert de flux.

FIGURE III-22



Il y a oscillations lorsque le système génère spontanément un signal sinusoïdal sans excitation forcée extérieure. L'oscillation est entretenue en réinjectant sur la face d'entrée de l'échantillon, un flux  $\phi_o$  en opposition de phase avec le flux sortant  $\phi_1$ . Le flux  $\phi_o$  étant généré de la façon suivante: La tension  $Ve$  proportionnelle au flux sortant est amplifiée, déphasée de  $-\pi$ , puis appliquée à l'entrée de la source idéale de flux.

L'entrée en oscillation d'un tel dispositif est régie par la double condition suivante :

- La somme des déphasages d'introduits dans la boucle, doit être égale à  $-2\pi$ .
- Le gain en puissance de la chaîne d'amplification (compte tenu du flux

évacué par le dissipateur), doit être ajusté de façon à compenser l'atténuation du flux  $|\phi_1 / \phi_0|$  à la fréquence d'oscillation.

Ayant introduit un déphasage  $-\pi$  dans la chaîne d'action, la fréquence d'oscillation est telle que les flux entrant et sortant de l'échantillon sont en opposition de phase (  $-\pi$  ) (1ère condition).

La seconde condition d'oscillation concernant le gain de la chaîne d'action est également caractéristique de l'échantillon, mais sa mesure est beaucoup plus difficile à mettre en oeuvre qu'une mesure de fréquence compte tenu de la très faible valeur du flux transmis à cette fréquence.

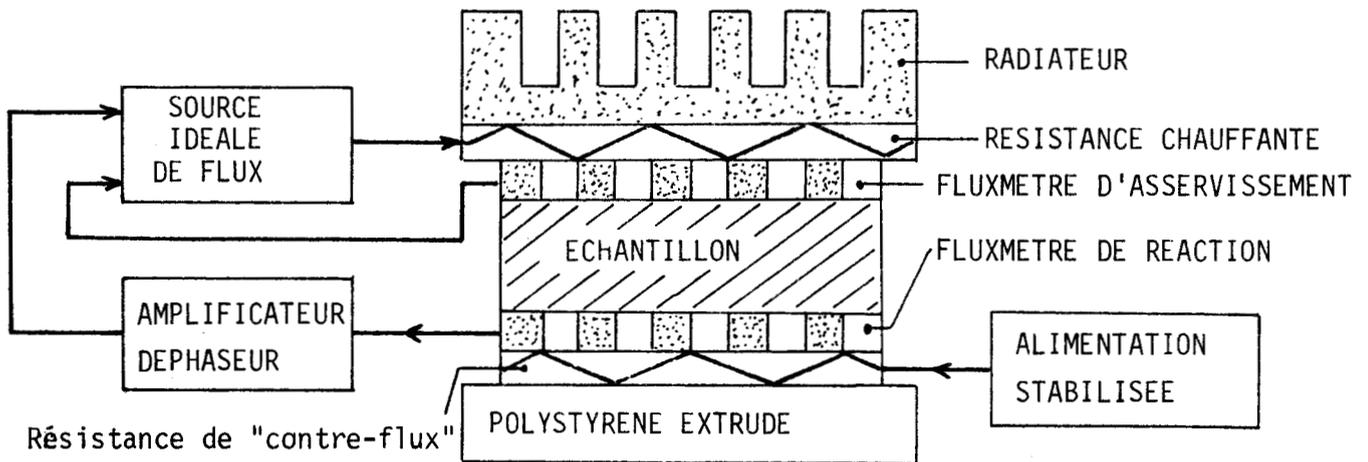
Pour obtenir des oscillations sinusoïdales, d'amplitude constante sur plusieurs périodes, il est nécessaire d'ajuster avec précision le gain de la chaîne d'action, de façon à vérifier la condition d'oscillation :

$K.G = |\phi_0 / \phi_1| \rightarrow (\omega = \omega_{osc})$ . En pratique, les oscillations ne sont pas entretenues indéfiniment, elles s'amortissent si le gain est un peu trop faible ou se transforment en signaux rectangulaires si le gain est trop élevé. Compte tenu de la très basse fréquence des oscillations, les méthodes classiques de contrôle automatique de gain utilisées en électronique, sont inutilisables. C'est pourquoi, nous envisageons d'intégrer un micro-ordinateur dans la chaîne pour rendre automatique l'entretien des oscillations.

ETUDE DU DISPOSITIF THERMIQUE

Le dispositif thermique est représenté figure III-23. L'énergie est fournie par une source idéale de flux semblable du point de vue principe à celle qui a été décrite dans le chapitre II. La seule modification apportée a été de remplacer la source lumineuse et le corps noir par une résistance imprimée pouvant dissiper 100W, en contact thermique avec l'échantillon (graisse silicone). L'énergie est ainsi délivrée par conduction thermique et permet d'obtenir des densités de flux plus importantes ( $10\text{W}/\text{dm}^2$ ).

FIGURE III-23

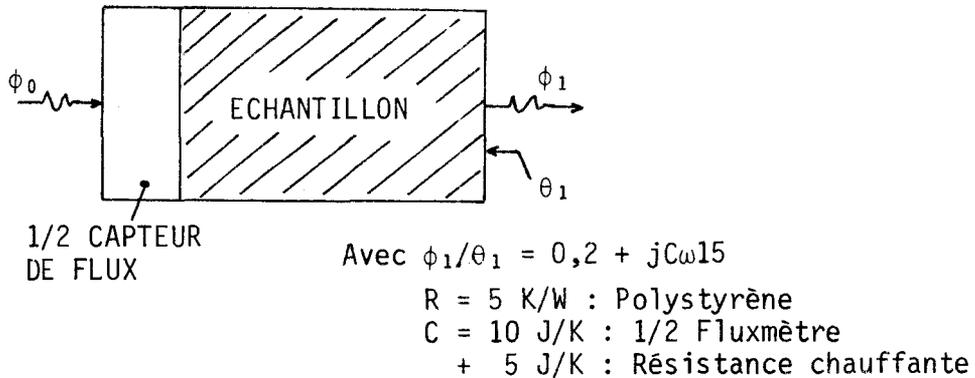


L'échantillon est disposé sur un fluxmètre permettant de mesurer le flux transmis. La charge thermique est constituée d'une résistance imprimée placée sur un polystyrène extrudé de 3mm. La résistance imprimée permet de générer un "contre flux" permanent qui facilite l'inversion de flux dans l'échantillon et en conséquence, l'entretien des oscillations.

Nous avons choisi de placer le montage sur un polystyrène plutôt que sur le puits électronique afin d'éviter les variations de flux dues à la régulation de température du puits (générant des variations aléatoires de flux dans le plan de sortie, qui se superposent à l'oscillation sinusoïdale de flux)

Comme nous l'avons montré dans le paragraphe D, le montage thermique peut être ramené à la forme plus simple représentée figure III-24.

FIGURE III-24



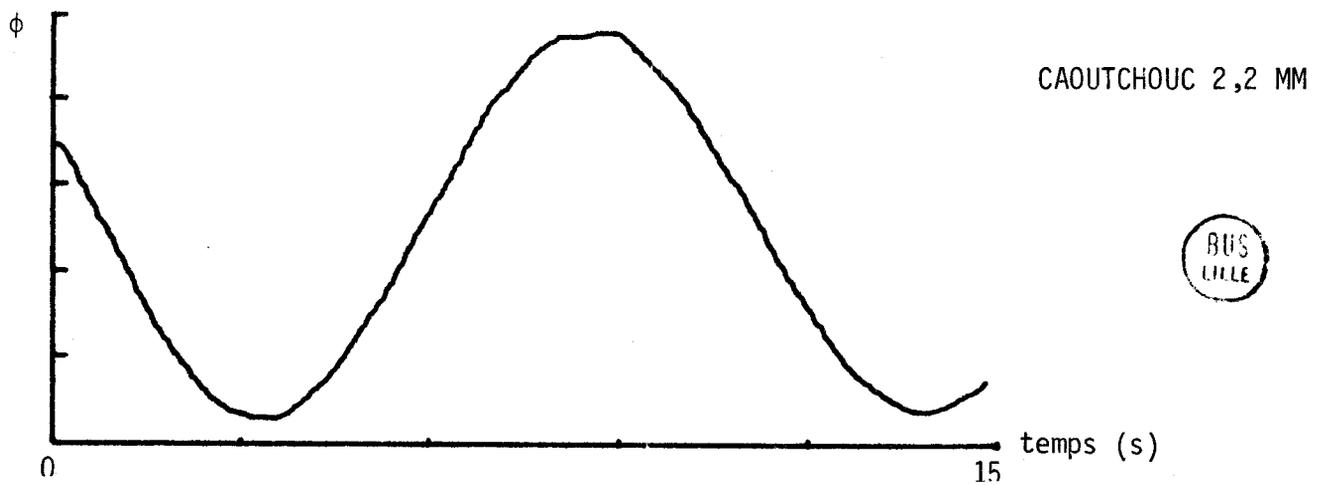
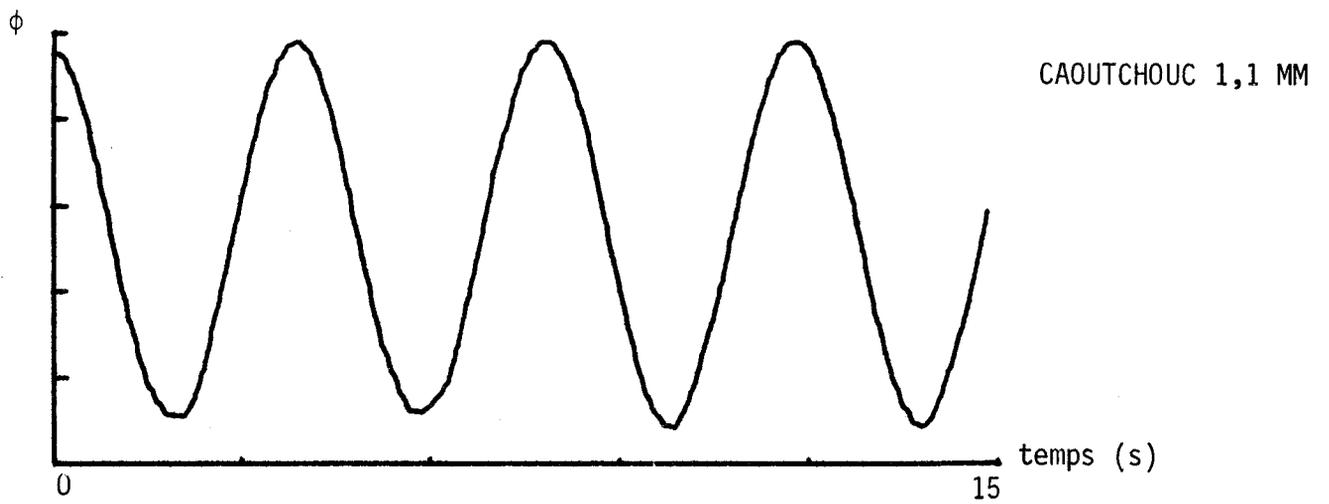
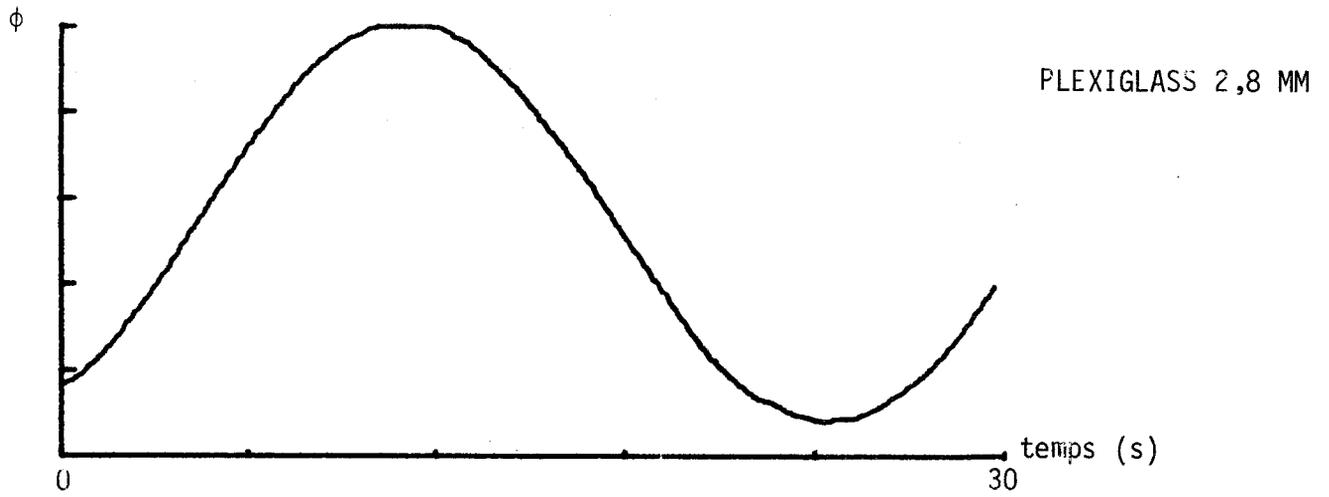
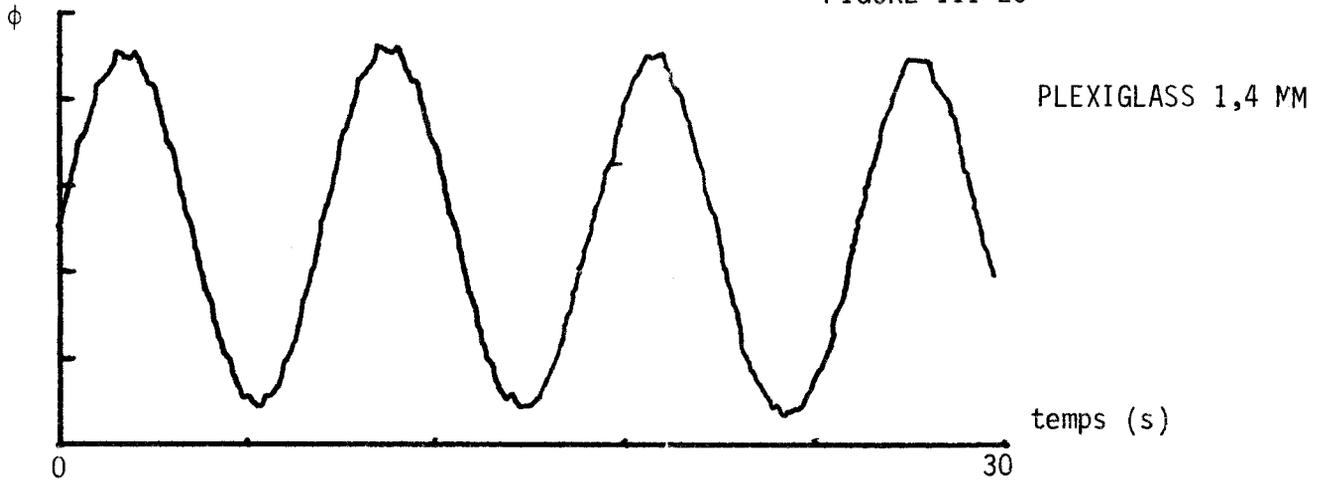
La fréquence d'oscillation théorique pour divers échantillons peut être déterminée à l'aide d'un programme de simulation (exécutée par le micro-ordinateur). Les résultats de simulation obtenus sont présentés dans la partie suivante et comparés avec les résultats expérimentaux.

- Résultats expérimentaux.

Nous avons représenté figure III-25, les oscillations obtenues pour des échantillons de plexiglass et de caoutchouc de  $13 \times 13,5 \text{ cm}^2$ .

Les résultats théoriques et expérimentaux des fréquences d'oscillation sont présentés dans le tableau ci-dessous

MATERIAU	TEMPS PROPRE (RC)	PERIODE THEORIQUE	PERIODE EXPERIMENTALE
Plexiglass 1,4 MM	19,4 s	7,8 s	8,1 s
Plexiglass 2,8 MM	77,5 s	24,4 s	25 s
Caoutchouc 1,1 MM	8 s	3,8 s	3,8 s
Caoutchouc 2,2 MM	32 s	10,5 s	10,4 s



Les caractéristiques thermiques du caoutchouc que nous avons utilisé n'étant pas connues avec précision, nous avons ajusté celles-ci afin que les fréquences d'oscillation théoriques et expérimentales soient égales pour l'échantillon de 1,1mm. Nous avons pu vérifier l'exactitude de ces valeurs en mesurant la fréquence d'oscillation d'un échantillon de caoutchouc plus épais (2,2mm d'épaisseur).

Dans le cas du plexiglass, les caractéristiques thermiques sont connues avec précision, et les fréquences d'oscillation théoriques et expérimentales sont très voisines, ce qui confirme l'intérêt de la méthode.

- Application aux matériaux non homogènes.

A titre d'application, nous avons percé des trous dans des échantillons de caoutchouc précédemment utilisés (1,1mm d'épaisseur), afin d'étudier la validité de la méthode de mesure sur des échantillons non homogènes. Différentes densités de trous ont été réalisées et les échantillons obtenus sont représentés figure III-26.

Les fréquences d'oscillation relevées pour chacun d'eux, sont pratiquement identiques : 3,4 secondes, valeur très voisine de la fréquence d'oscillation d'un caoutchouc homogène : 3,8 secondes.

En effet, la fréquence d'oscillation dépendant essentiellement du temps propre RC de l'échantillon, celui-ci n'est pas modifié par le perçage de trous, puisque la résistance thermique augmente de façon inversement proportionnelle à la capacité thermique.

La faible différence de fréquence observée par rapport à l'échantillon homogène est représentative de la perturbation introduite par les capteurs et de l'impédance ramenée sur la face inférieure de l'échantillon.

Nous avons poursuivi cette expérience en introduisant des combinaisons à deux couches hétérogènes superposées dans le dispositif thermique.

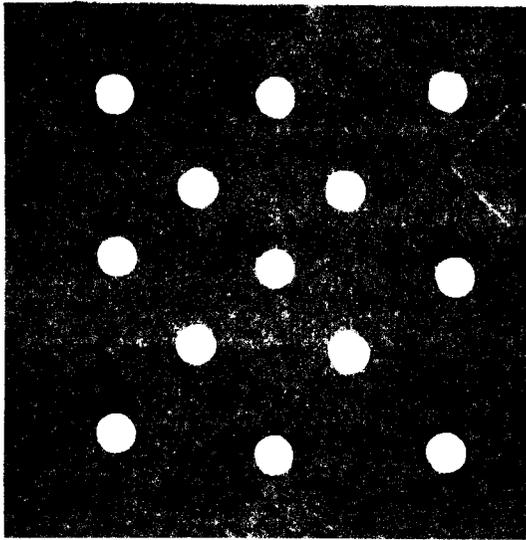
Les périodes relevées sont les suivantes :

1 + 2 :  $T = 9,6$  s

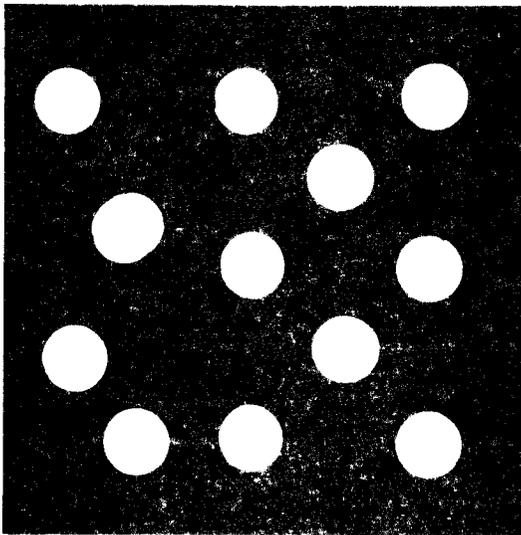
1 + 3 :  $T = 9,2$  s

2 + 3 :  $T = 9,8$  s

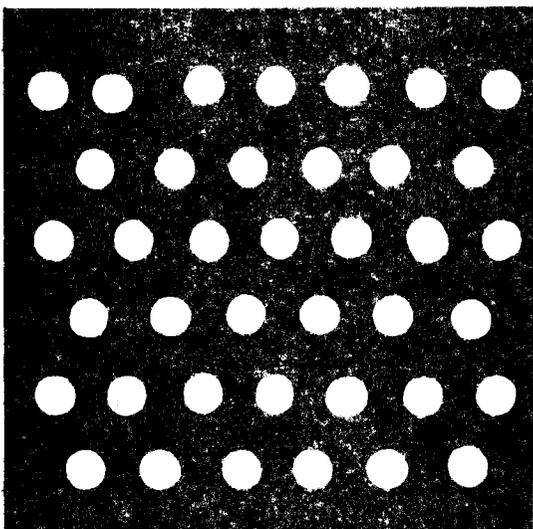
FIGURE III-25 REPRÉSENTATION DES ÉCHANTILLONS DE CAOUTCHOUC PERFORÉS  
13x13,5 CM<sup>2</sup>, 1,1 MM D'ÉPAISSEUR



TYPE 1



TYPE 2



TYPE 3



Comme précédemment, les périodes relevées sont proches des valeurs mesurées pour deux échantillons homogènes :  $T = 10,5$  s

La dispersion des valeurs obtenues est également causée par les perturbations introduites par l'environnement de l'échantillon.

En effet, pour les trois configurations réalisées, seul le produit RC est constant, les valeurs de R et C étant différentes. La fréquence d'oscillation dépendant non seulement de RC mais aussi, et dans une faible proportion, des effusivités ( $b = \sqrt{C/R}$ ).

Compte tenu de ces résultats, nous pourrions envisager de détecter les défauts d'homogénéité dans les matériaux en feuilles, en analysant avec précision la dépendance de la fréquence d'oscillation avec l'effusivité.



Dans ce travail, nous pensons avoir étendu le domaine d'application de l'analyse harmonique à la modélisation des transferts thermiques en régime variable.

Les bases théoriques de la méthode ont été développées dans la première partie. L'utilisation des nombres complexes dans les matrices de transfert est particulièrement bien adaptée à l'étude des parois multicouches. Les relations analytiques obtenues sont exploitables à l'aide d'un micro-ordinateur.

Les courbes de simulation obtenues introduisent naturellement des configurations multicouches à dissipation minimale en régime variable. Elles montrent également que les capteurs de flux et de température disposés sur la surface libre d'une paroi sont rarement négligeables en régime variable. Pour exploiter les mesures simultanées de flux et de température superficielle, il faut évaluer les atténuations et les déphasages dus à la présence des capteurs. L'ensemble des résultats obtenus montre l'intérêt d'effectuer des corrections dans la représentation en fréquence.

La mise en oeuvre de cette nouvelle méthode de mesure nous a conduit à réaliser des sources à température et à flux imposé. Les sources idéales réalisées permettent de contrôler des conditions limites programmées avec précision. Leur utilisation n'est pas limitée à l'analyse harmonique et nous pensons que le domaine d'application de l'instrumentation mise au point sera étendu à des études en régime transitoire.

Les résultats expérimentaux sont conformes aux résultats de simulation. L'étude de la variation en fréquence de l'impédance d'entrée est adaptée aux mesures sur les matériaux épais et isolants thermiques. Par contre, l'analyse en fonction de la fréquence du flux transmis permet la caractérisation des matériaux en feuilles. Notre travail de thèse a montré l'intérêt pratique de ces méthodes et la possibilité d'automatiser les mesures. Il est dès maintenant possible de concevoir des bancs de mesure spécifiques adaptés à la caractérisation de matériaux par analyse de la réponse en fréquence.

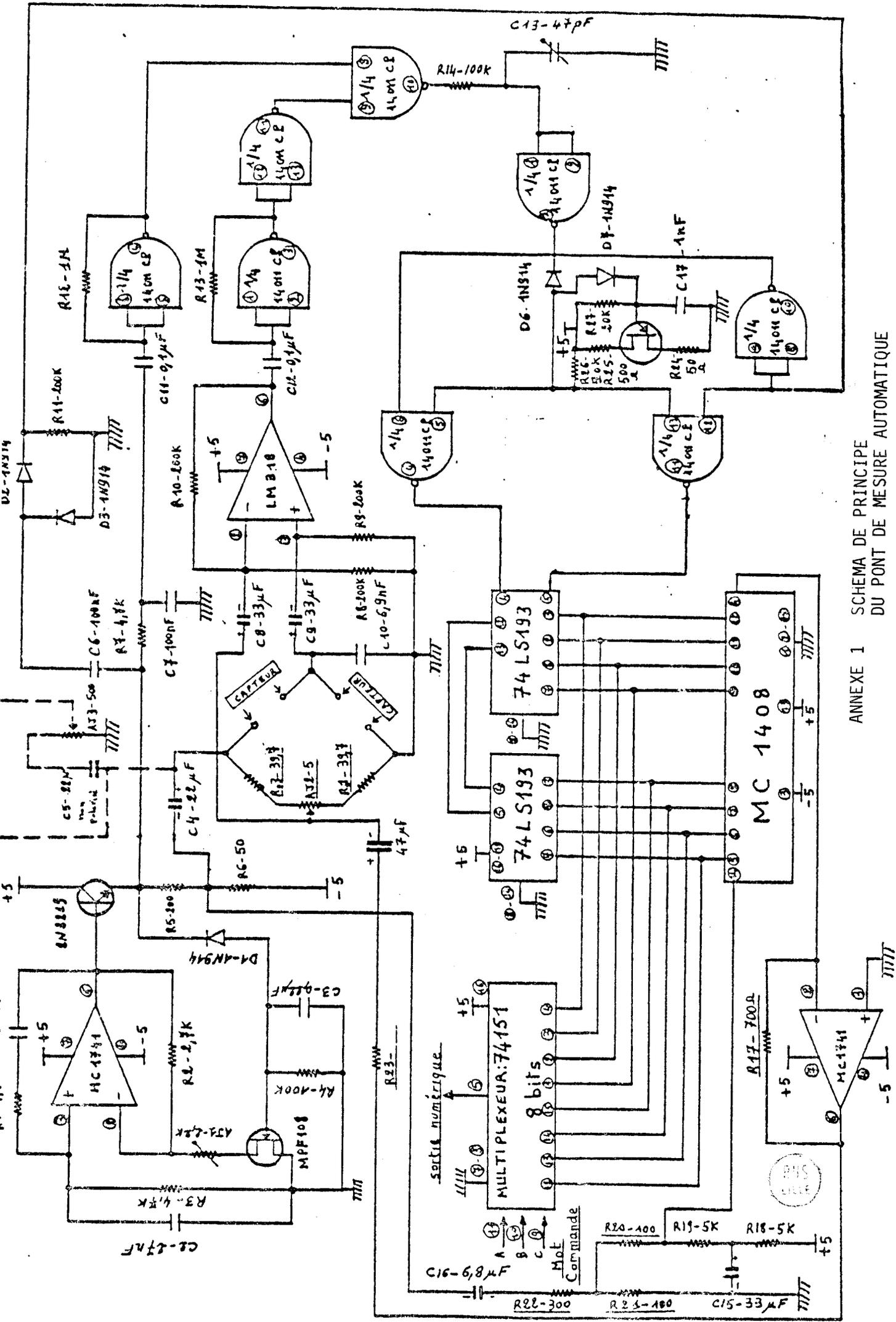
L'oscillateur thermique réalisé dans la dernière partie, permet de ramener la mesure du temps de transfert de la chaleur dans un système à une mesure de fréquence. Cette méthode est particulièrement intéressante pour

caractériser le comportement d'une paroi en régime rapidement variable.

Un développement possible de l'ensemble de ce travail consisterait à comparer les résultats obtenus avec les résultats de l'analyse impulsionnelle par utilisation de la transformée de Fourier.

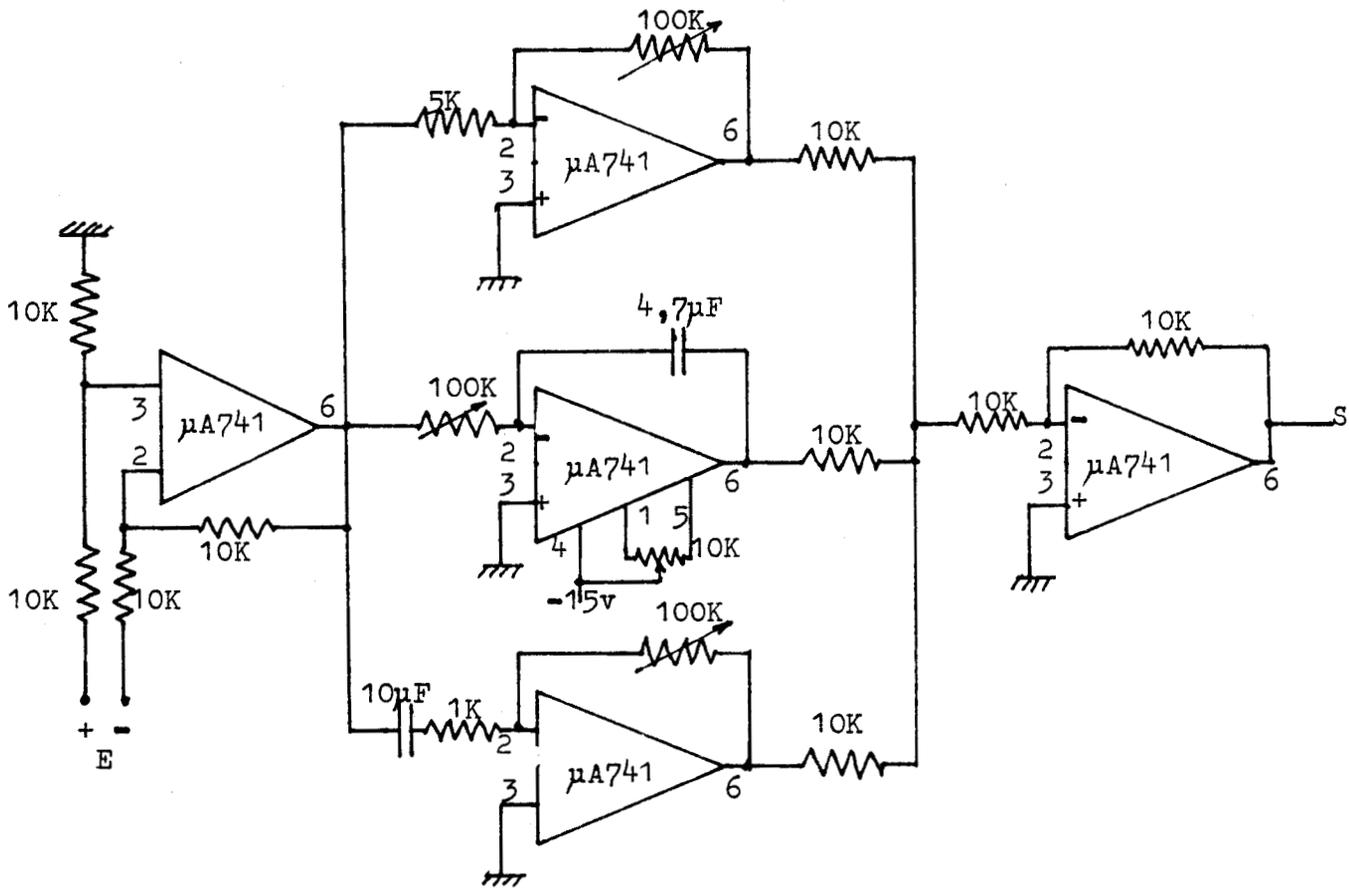
ANNEXES

---



ANNEXE 1 SCHEMA DE PRINCIPE DU PONT DE MESURE AUTOMATIQUE

ANNEXE 2 SCHEMA DE PRINCIPE DU REGULATEUR P.I.D UTILISE POUR ASSERVIR LES FLUX ET TEMPERATURES



Réalisation B . BOUCHIQUET



B I B L I O G R A P H I E

- 1) M.A. ANGSTROM : "New method of determining the thermal conductivity of bodies" : Phil. Mag 25, 130, 1863.
- 2) P. VERNOTTE : "Calcul numérique - Calcul physique - Application à la thermocinétique" : Pub. scient. et tech. ministère de l'air n° 139, 1956.
- 3) J. MARTINET : "Contribution à la métrologie thermique par application de la thermocinétique aux champs de révolution en régime variable" : Rev. gén. therm n° 51, 235-250, 1966.
- 4) A. SACCHI, V. FERRO, C. CODERGONE : "Thermal diffusivity measurements with stationary waves methods" nat. bur. stand. spec. publ. U.S.A. n° 302, 151-161, 1968.
- 5) J.M. DEVISME "Contribution à l'étude du comportement thermique des parois multicouches du bâtiment et à la mesure des caractéristiques thermophysiques des matériaux constitutifs".  
Thèse Doctorat de Sciences, Paris VI, 1980
- 6) R. MAILLARD "Etude analytique et expérimentale des quadripoles. Application à la représentation de la transmission de la chaleur en régime variable dans les parois composées : RTG, 90, 545-568, 1969.
- 7) J.C. MARECHAL "Mesure de la conductivité thermique par la méthode du champ thermique unidirectionnel" : Matériaux et constructions n°5, 1968.
- 8) J.C. MARECHAL et J.M. DEVISME, "Mesure simultanée de la conductivité et de la diffusivité thermique" : Entropie N° 64, 27-34 1975.
- 9 - J.P. BARDON "Erreurs de mesure des températures de surface par contact" : Journées d'étude SFT, 5 Mars 1980, Paris.

- 10) J.P. BARDON " La mesure des températures de surface par contact. Erreurs liées au transfert de chaleur passante" : RGT Fr, 470, 121-135, 1976.
- 11) J. CHARRIER - J.A. MARUCIC "Possibilités d'utilisation des méthodes thermiques à des fins d'essais non destructifs en génie civil" : Rapport de recherche LPC n° 113, 182.
- 12) G. GAUBERT - A. GUILLOIS "Simulation analogique et numérique par réseau à éléments variables de l'équation de la diffusion"  
Trans. of ther int. association for math. and computers in simulation.  
Vol XVIII, 4, 205-218, 1976.
- 13) D. LECLERCQ - P. THERY "Apparatus for simultaneous temperature and heat flow measurements under transient conditions"  
A paraître, Rew . of scient. inst. U.S.A.
- 14) P. THERY - B. DUTHOIT - J. PAUQUET "Propriétés thermoélectriques des systèmes à deux couches minces superposées -  
Application à la mesure des flux thermiques"  
Rev. phys. appli. n°15, 741-747, 1980.

