

50376
1990
162

71445

50376
1990
162

N° d'ordre 568

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE
FLANDRES-ARTOIS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

par

Azeddine ASSAM



**LA METHODE DES ELEMENTS FINIS
APPLIQUEE A LA MODELISATION ET
À L'OPTIMISATION DE CIRCUITS
THERMOELECTRIQUES A ELECTRODES
PLAQUEES**

soutenue le 12 juillet 1990 devant la Commission d'Examen

Membres du jury :

MM. Y. LEROY	Président
H. DUBOIS	Rapporteur
J. PADET	Rapporteur
P. THERY	Directeur de thèse
B. DUTHOIT	Examineur
A. LEBRUN	Examineur
J. LESENNE	Examineur
J.L. OLIVE	Invité

AVANT PROPOS

Ce travail a été effectué au laboratoire de "Mesures automatiques du centre de Recherche Science des Matériaux et Techniques de Construction" (CRESMAT) de l'université de Lille 1.

Monsieur le Professeur P.THERY m'a confié le thème de cette étude. je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance pour ses orientations, ses conseils très riches et ses encouragements qu'il m'a prodigué tout au long de ce travail.

Monsieur le Professeur B.DUTHOIT m'a accueilli dans son laboratoire et m'a fait bénéficiaire de son expérience tout au long de ce travail, qu'il soit assuré de ma profonde gratitude.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur Y.LEROY pour l'honneur qu'il me fait de présider le jury de cette thèse.

Je suis reconnaissant à Monsieur J.PADET Professeur à l'université de Reims pour l'honneur qu'il me fait de juger ce travail.

Je suis très honoré par la présence de Monsieur H.DUBOIS qui m'a toujours conseillé dans mes études de "Mesures et Contrôle" et qui a accepté de juger ce travail.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur A.LEBRUN d'avoir accepté de faire partie du jury.

Ce travail a été réalisé dans les locaux de l'I.U.T de Béthune, je tiens à remercier Monsieur J.LESENNE, directeur de cet établissement, de s'être toujours intéressé à mon travail et d'accepter de faire partie du jury.

Je suis très sensible à la présence de Monsieur J.L OLIVE, directeur technique de la société NICHOLITCH, impliqué dans la fabrication de capteurs qui m'a fait l'honneur de participer au jury.

Mes remerciements vont également à Madame CASTEGNIER qui s'est chargée de la frappe du manuscrit. Et à Monsieur CORNET pour sa collaboration dans la partie expérimentale de ce travail.

à ma famille,
à ma belle famille,
à ma femme,
à mon frère Ahmed,
à mes amis.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

Avant propos	
Sommaire	
Introduction	4
Chapitre I-Propriétés thermoélectriques des circuits imprimés bimitalliqueque.	
1- Considérations générales	7
2- Couches bimétalliques	11
3- Conduction purement tangentielle dans une couche bimétallique	18
4- flux thermique non uniforme dans l'épaisseur de la jonction thermoélectrique	19
5- Application à la conception de structures multicouches directement sensibles au flux thermique	24
chapitre II- Simulation de champ de température par la méthode des éléments finis	
1- Méthode de résolutions de l'équation de Fourier par la méthode des éléments finis	30
2- Mise en oeuvre d'un logiciel de simulation.(ANSYS)	34
3-Modélisation en 3D du champ de température dans un fluxmètre simple face	34
4-Sensibilité aux conditions limites des structures multicouche a circuit thermoélectrique simple face.	
- condition limite de type Dirichlet	45
- condition limite de type Neumann	45

- condition limite de type Fourier	46
- échange radiatif avec le milieu environnant	47
5- Influence des dimensions géométriques de l'orifice gravé	51
6- Influence des dimensions géométriques du circuit thermoélectrique.	
- influence de la largeur du circuit	53
- influence de l'épaisseur des feuilles isolantes	55
- influence d'un matériau isolant entre les conducteurs de la jonction	56
7- généralisation à la modélisation de fluxmètres thermiques "double face"	
- influence des dimensions de "l'orifice gravé"	60
- influence de la dimension transversale	68
- influence de la dimension longitudinale	68
- sensibilité aux conditions limites	69
Chapitre III Optimisation de structures fluxmétriques et application.	
1- Effet de la conductivité des couches sur la sensibilité d'un circuit thermoélectrique	72
2- Analyse de la distribution de l'énergie stockée dans le champ de température	78
Chapitre IV Application à la mesure de conductivité thermique de matériaux en feuille.	
1- circuit simple face entre deux feuilles de mêmes conductivités	96
2- circuit simple face disposé entre deux feuilles de conductivités thermiques différentes	97

3- sensibilité des structures a conductivites thermiques contrastées	101
4- variation avec la conductivité de la feuille supportant le ruban de constantan	102
5- influence d'une feuille de conductivité thermique anisotrope	104
Chapitre V application à la conception de nouvelles cellules fluxmétriques	
1- sensibilité aux conditions limites	109
2- miniaturisation des cellules fluxmétriques	111
Chapitre VI vérification expérimentale	
1- résultats expérimentaux	116
Conclusion	123
Annexes	126
Bibliographie	148

INTRODUCTION

INTRODUCTION

La mesure des flux thermiques s'impose de plus en plus comme une mesure de base pour représenter le déséquilibre énergétique entre un système et le milieu environnant . Les applications sont nombreuses notamment dans le domaine de la commande des systèmes à partir des critères énergétiques. la nécessité de réaliser des fluxmètres thermiques réactualise l'intérêt des recherches sur les ^{phénomènes} thermoélectriques. En pratique un fluxmètre thermique doit toujours être très mince de façon à ne pas changer la valeur du flux à mesurer. De ce point de vue nous avons montré que les circuits imprimés bimétalliques sur un support simple (kapton) permettant de réaliser des capteurs de grandes surfaces utilisable jusqu'à 200 °c. Ces circuits comportent essentiellement un ruban métallique continu sur lequel ont été déposées par voie électrolytique une succession d'électrodes de grande conductivité. Pour calculer la sensibilité d'une telle structure, il faut résoudre deux problèmes:

Le premier est un problème de thermoélectricité qui consiste à établir une relation entre la distribution de gradients thermiques inducteurs appliqués sur la surface de la thermopile et la force électromotrice détectée entre les connexions de sortie.

Le second problème consiste à déterminer la distribution de gradients dans le circuit thermoélectrique.

Dans la première partie de notre travail nous présentons une formulation de l'effet thermoélectrique distribué dans une jonction bimétallique de grande surface et établissons la relation permettant de calculer la sensibilité de la jonction en forme de circuit imprimé bimétallique. En fait le calcul de la sensibilité d'une cellule fluxmétrique nécessite la résolution de l'équation de Fourier dans l'épaisseur de la thermopile compte tenu des milieux environnants et des conditions limites supposées vérifiées sur les surfaces externes. Pour ces structures hétérogènes seule une méthode de résolution numérique est utilisable et notre travail concerne essentiellement la modélisation numérique des cellules fluxmétriques en vue d'optimiser leur sensibilité. Pour mener à bien ce travail, nous avons utilisé un logiciel de résolution par éléments finis et dans la deuxième partie nous présentons les principes de la méthode utilisée.

La mise en oeuvre de ce logiciel a permis de calculer la sensibilité des fluxmètres classiques réalisés au laboratoire depuis plusieurs années qu'ils soient à circuits imprimés "simple face" ou "double face" et nous ^{avons} obtenu des valeurs compatibles avec les valeurs des sensibilités mesurées expérimentalement.

Le problème de l'optimisation est abordé dans la troisième partie, la sensibilité dépendant d'un grand nombre de paramètres, il n'est pas possible de traiter le problème d'un point de vue purement mathématique, nous avons donc utilisé une démarche de physicien. Nous avons d'abord montré que la sensibilité des cellules fluxmétriques dépendait fortement de la conductivité des matériaux en feuille disposés de part et

d'autre du circuit bimétallique. De plus nous avons montré que les structures multicouches hétérogène comportant une feuille de grande conductivité thermique en contact thermique avec les électrodes de thermopile et un matériau de conductivité beaucoup plus faible comme support, étaient des structures multicouches de sensibilité beaucoup plus important que les structures fluxmétriques classiques. Ces résultats nous ont conduits à proposer une nouvelle structure de cellule, caractérisée par une grande sensibilité et réalisable en pratique.

Le calcul de l'énergie stockée dans les couches de la structure nous a permis d'interpréter les variations de sensibilité en fonction des dimensions géométriques de la cellule et des propriétés thermiques des matériaux constituant la structure. Les résultats de simulation permettent d'envisager des applications nouvelles des circuits thermoélectriques. Lorsque l'on impose le passage d'un flux thermique déterminé à travers le circuit bimétallique, la différence de potentiel mesurée dépend de la conductivité thermique du matériau en feuille en contact avec le circuit bimétallique. Un circuit imprimé bimétallique traversé par un flux thermique connu pourrait donc être utilisé pour mesurer la conductivité thermique de matériaux en feuille.

Dans une dernière partie nous avons introduit des hétérogénéités thermiques sur les feuilles isolantes disposées de part et d'autre du circuit bimétallique et nous avons montré que la sensibilité des structure multicouche était sensible à la forme détaillée de ces hétérogénéités thermiques lorsqu'elles sont disposées au voisinage des électrodes du circuit bimétallique. En particulier l'introduction des contrastes de conductivité thermique sur les surfaces des électrodes a permis d'augmenter de façon importante la sensibilité des cellules fluxmétriques. Un autre intérêt de notre travail a été de montrer qu'il était possible de réaliser des cellules fluxmétriques miniaturisées.

Dans la partie expérimentale nous présentons les résultats obtenu sur plusieurs fluxmètres réalisés de façon à valider nos résultats de simulation.

PROPRIETES THERMOELECTRIQUES DES CIRCUITS IMPRIMES BIMETALLIQUES

PROPRIETES THERMOELECTRIQUES DES CIRCUITS IMPRIMES BIMETALLIQUES

I - CONSIDERATIONS GENERALES.

L'effet Seebeck a été mis en oeuvre depuis longtemps pour la conception et la réalisation d'une grande diversité de capteurs dans lesquels la mesure d'une grandeur physique est ramenée à la mesure d'une différence de température entre deux points. Ces capteurs qui ont l'avantage d'être différentiels sont des dispositifs de zéro détectant avec précision l'égalité de deux températures.

Les fluxmètres thermiques à paroi auxiliaire (figure 1) sont des capteurs de ce type dans lesquels la mesure d'un flux thermique est ramenée à la mesure d'une différence de température entre les faces externes d'une paroi auxiliaire de référence. Le principe de base est la relation de proportionnalité entre flux thermique et différence de température en régime permanent.

Dans les réalisations classiques (figure 2) une chaîne thermoélectrique est enroulée autour de la paroi auxiliaire et les jonctions thermoélectriques sont en contact thermique avec les surfaces limites de la paroi de référence⁽¹⁾⁽²⁾. Les dispositifs de mesure "à paroi auxiliaire" sont difficiles à fabriquer à cause des problèmes pratiques à résoudre (soudure des contacts bimétalliques) pour réaliser des thermopiles de faible épaisseur et de grande sensibilité, utilisables en pratique.

Pour simplifier le processus de fabrication des thermopiles en forme de circuits imprimés à "trous métallisés" ont également été réalisées⁽³⁾. Dans ces dispositifs, la chaîne thermoélectrique est constituée par une succession de trous métallisés (traversant la paroi auxiliaire) alternativement en cuivre et en nickel (figure 3). Elle permet la mesure

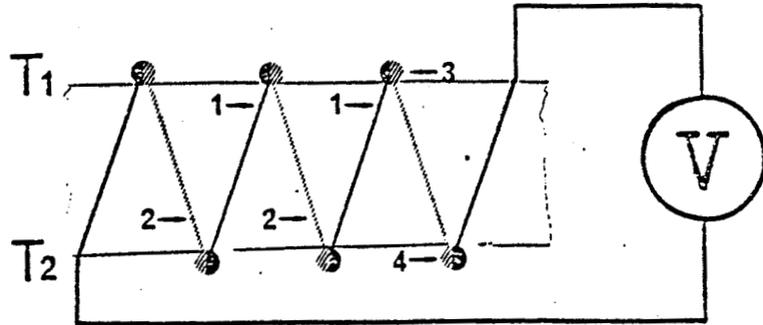


FIGURE 1 : FLUXMETRE A "PAROI AUXILIAIRE" - SCHEMA DE PRINCIPE
 -1,2 CONDUCTEURS DE POUVOIRS THERMOELECTRIQUES DIFFERENTS
 -3,4 JONCTIONS BIMETALLIQUES

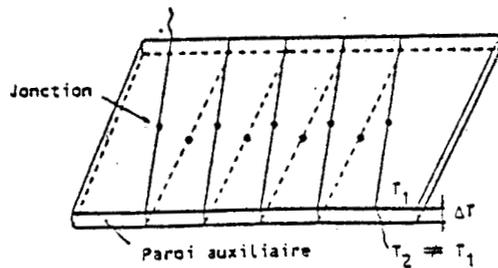


FIGURE 2 : FLUXMETRE A "PAROI AUXILIAIRE" CLASSIQUE

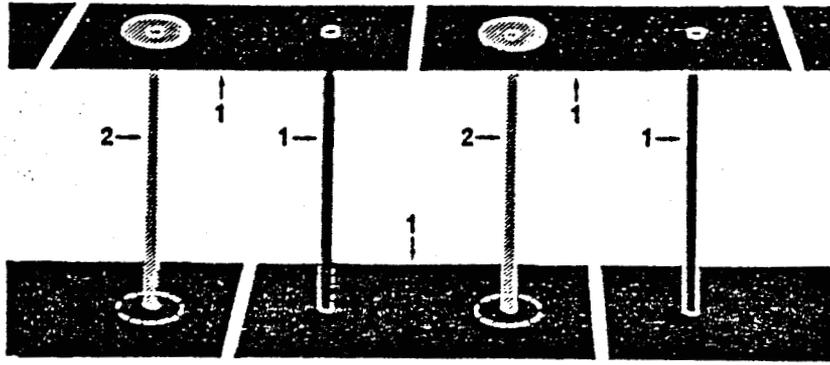


FIGURE 3 : FLUXMETRE A TROUS METALLISES
 1 - CUIVRE
 2 - NICKEL

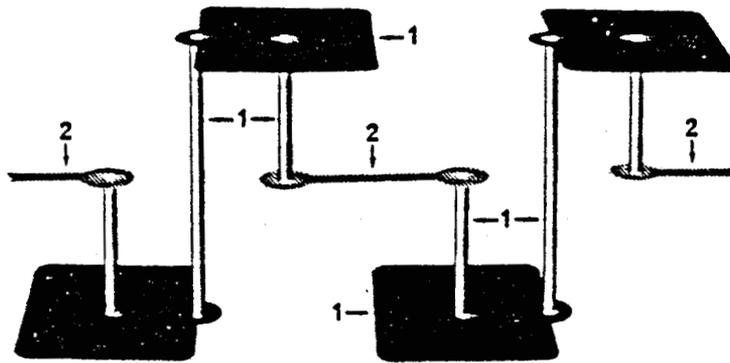


FIGURE 4 : FLUXMETRE A TROUS METALLISES AVEC JONCTIONS DANS UN MEME PLAN

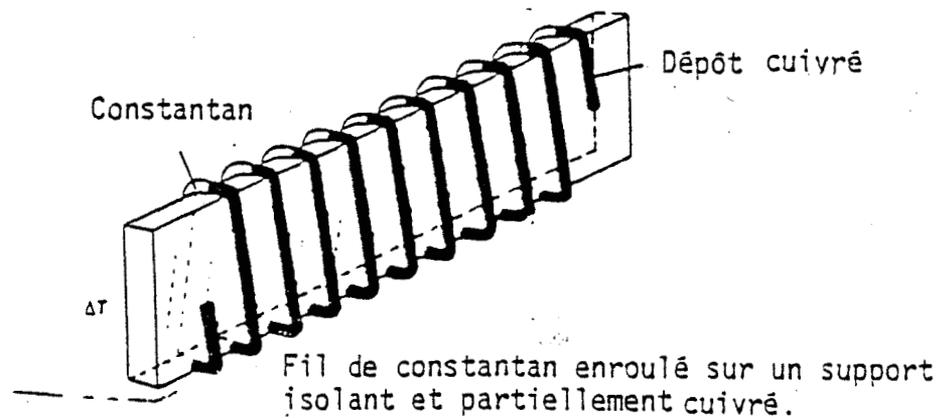


FIGURE 5 : THERMOPILE A DEPOT ELECTROLYTIQUE

précise de la différence de température entre les faces externes de la paroi auxiliaire lorsque le nombre de thermocouples est suffisant.

On trouve également certaines réalisations dans lesquelles les jonctions thermoélectriques sont disposées au milieu de la paroi auxiliaire dans un même plan de référence⁽³⁾ (figure 4). Le circuit thermoélectrique est alors placé dans un milieu thermiquement hétérogène et la surface de la thermopile est soumise à des différences de température proportionnelles au flux thermique inducteur.

L'utilisation récente des techniques de la microélectronique a permis la réalisation de capteurs sensibles et discrets⁽⁴⁾. On trouve actuellement des réalisations du type circuit intégré basées sur l'effet Seebeck mais également des systèmes actifs à méthode de zéro⁽⁵⁾⁽⁶⁾. La nécessité de réaliser des capteurs de plus en plus miniaturisés nous conduit à reprendre le problème de l'analyse du couplage thermoélectrique dans les couches bimétalliques de faible épaisseur que l'on peut réaliser de façon industrielle en utilisant les techniques de circuit imprimé (figures 6, 7).

En fait, le problème essentiel est de savoir si le flux de chaleur traversant une jonction thermoélectrique suivant la direction perpendiculaire à sa surface peut être converti en différence de potentiel mesurée suivant la direction tangentielle de la jonction thermoélectrique. Cette première partie est relative à ce problème et a pour objectif d'établir l'expression de la différence de potentiel entre les connexions de sortie du circuit thermoélectrique en fonction du champ de température inducteur sur la surface du circuit thermoélectrique.

La partie essentielle des circuits imprimés bimétalliques est un ruban métallique continu de faible épaisseur (en constantan par exemple) recouvert sur sa face supérieure par une succession de dépôts électrolytiques ou électrodes (en cuivre par exemple) de grande conductivité électrique (Figure 8). Compte tenu du contraste entre les conductivités du cuivre et du constantan, les dépôts de cuivre

électrolytique jouent le rôle de "court-circuits" électriques disposés sur la face supérieure du support métallique dont le principal effet est d'augmenter la conductivité suivant la direction tangentielle. Tout se passe comme si le circuit thermoélectrique était constitué par une succession de tronçons métalliques (cuivre et constantan) en contact électrique. Les interactions thermoélectriques dans ces circuits sont distribuées sur la surface où il y a contact électrique entre couches métalliques.

Un circuit thermoélectrique à électrodes plaquées s'apparente donc à une chaîne thermoélectrique classique constituée en assemblant des tronçons métalliques de natures différentes notées 1 et 2 en série. Ils peuvent être appliqués à la conception de fluxmètres thermiques à paroi auxiliaire fonctionnant sur le principe de l'amplification d'une différence de température entre les surfaces limites d'une paroi auxiliaire. En fait, ils sont d'utilisation beaucoup plus simples puisqu'ils sont susceptibles de fournir une différence de potentiel proportionnelle au flux thermique traversant la surface de la jonction thermoélectrique même lorsque les extrémités de la jonction sont à la même température. L'objectif de cette première partie est d'établir l'expression de la différence de potentiel délivrée par une jonction bimétallique de grande surface en fonction de la distribution de gradients thermiques inducteurs.

II - COUCHES BIMETALLIQUES

Les couches bimétalliques sont des *systèmes différentiels* constitués par deux feuilles de matériaux conducteurs de pouvoirs thermoélectriques α_1 et α_2 différents mises en contact électrique sur toute leur longueur. Ces couches sont généralement réalisées en recouvrant une feuille du matériau 1 d'un dépôt électrolytique du matériau 2 sur une partie de sa longueur. La partie utile de la couche bimétallique est celle où il y a contact électrique entre les conducteurs 1 et 2 ; les régions non recouvertes par le dépôt électrolytique jouent le rôle de connexions de sorties (figure 7). Plusieurs techniques de fabrication peuvent être utilisées. Une

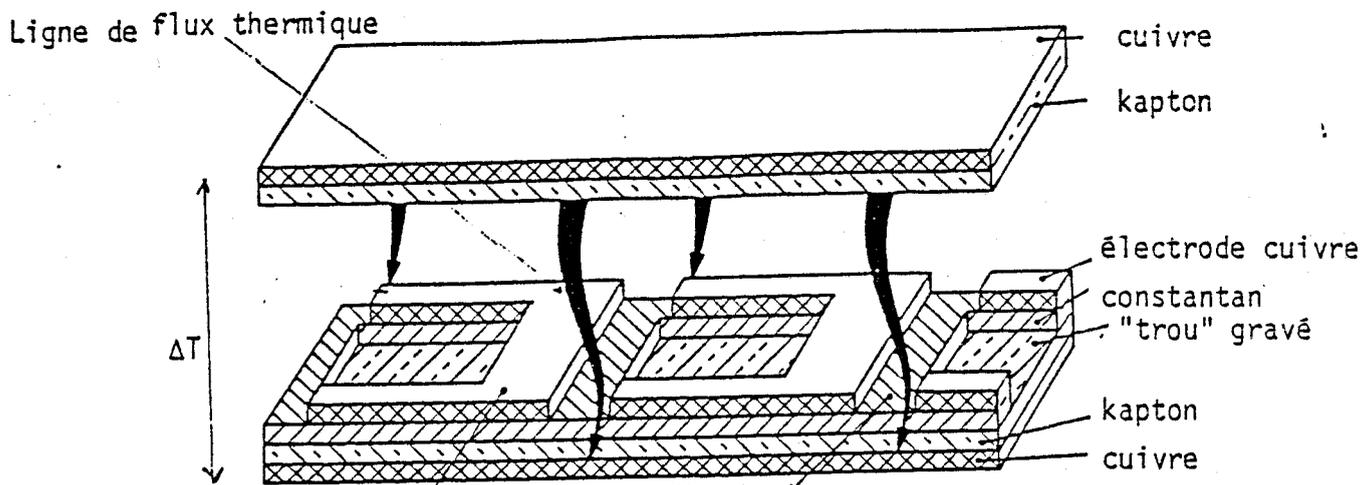


FIGURE 6 : LA DIFFERENCE DE POTENTIEL ΔV DANS LA DIRECTION TRANSVERSALE EST PROPORTIONNELLE AU FLUX SUIVANT LA DIRECTION NORMALE.

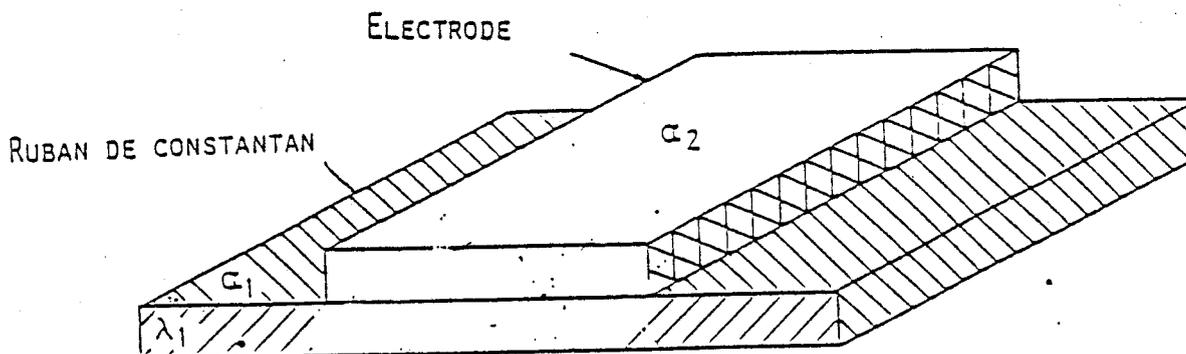
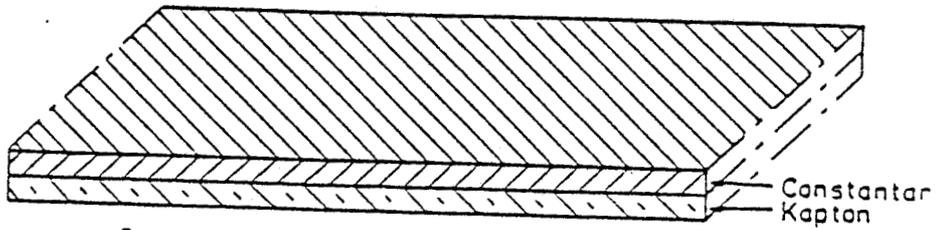
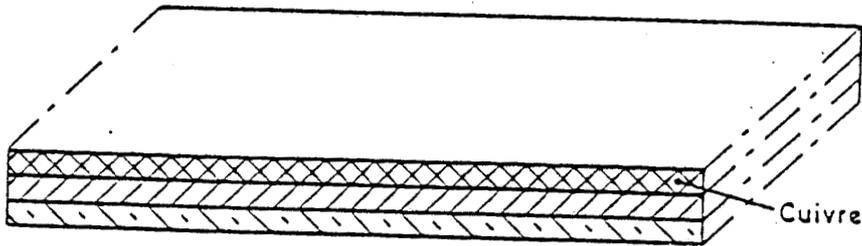


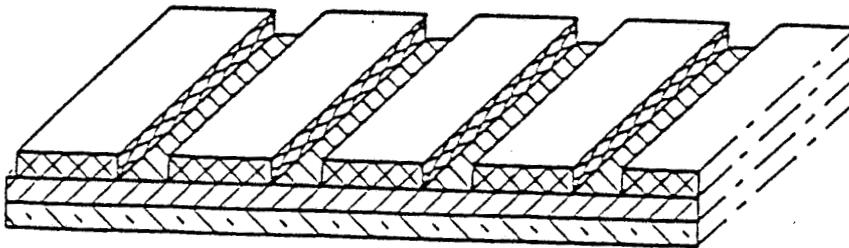
FIGURE 7 : LES PARTIES DU RUBAN DE CONSTANTAN NON RECOUVERTES DE CUIVRE ELECTROLYTIQUE JOUENT LE ROLE DE CONNEXIONS DE SORTIE.



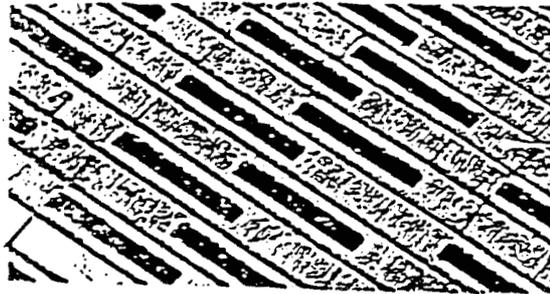
PARTANT D'UN BICOUCHE
(25 μm Kapton 50 μm Constantan)



UNE COUCHE DE CUIVRE EST DISPOSEE
PAR METHODE ELECTROLYTIQUE



LE CUIVRE EST ENLEVE DES RÉGIONS INTERÉLECTRODES LAISSANT LE
CONSTANTAN INTACT



LE CIRCUIT THERMOELECTRIQUE EST GRAVE AU PERCHLORURE DE FER.

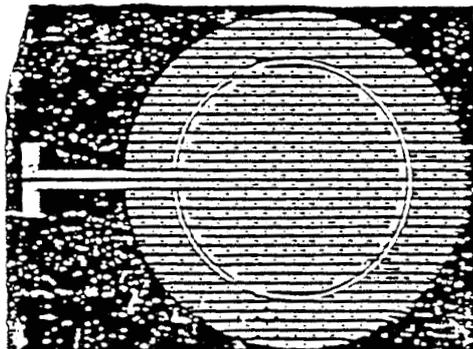


FIGURE 8 : METHODE DE FABRICATION DES CIRCUITS BIMETALLIQUES

méthode très simple consiste à partir de feuilles de constantan d'épaisseur de l'ordre de 25 μm disponibles dans le commerce sur support kapton (épaisseur 50 μm), de recouvrir la feuille métallique uniformément sur une épaisseur de l'ordre de 5 μm de cuivre électrolytique. Une solution sélective attaquant la seule couche de cuivre et laissant la feuille de constantan intacte est ensuite utilisées pour faire apparaître la forme des électrodes sur le revêtement de cuivre électrolytique. Dans la dernière étape, le circuit imprimé est gravé au perchlorure de fer suivant la forme et les dimensions désirées en utilisant les techniques de photogravure (figure 8).

Dans un tel dispositif, il est toujours possible de réunir (figure 9) les connexions de sortie par un chemin d'intégration passant à travers un circuit métallique homogène constitué par :

- les connexions de sortie homogène par construction (matériau 1),
- le matériau 1 de la couche bimétallique,

de façon à annuler la somme algébrique des f.e.m. thermoélectriques élémentaires. Les différences de potentiel ΔV_1 mesurées entre les connexions de type 1 (ou ΔV_2 mesurée entre les connexions de type 2) ne sont donc pas des f.e.m. thermoélectriques classiques ; elles sont donc représentatives d'interactions électriques entre couches métalliques. Dans un système à deux couches en contact électrique, toute différence de température localisée entre deux points de la surface de contact provoque la circulation de courants électriques dans l'épaisseur des couches notées 1 et 2. La densité de courant électrique dans chacun des conducteurs n'est pas identiquement nulle et la relation classique $E = \alpha \nabla T$ (conséquence de la condition d'isolation électrique en tout point $j = 0$) n'est pas applicable. Dans une couche bimétallique, il y a circulation de courants électriques et c'est le potentiel électrique qui est continu de part et d'autre de la surface de séparation entre conducteurs (figure 9,1). Il y a donc égalité des gradients de potentiel électriques E_{t1} et E_{t2} ;

$$E_{t1} = E_{t2} = E_t \quad (1)$$

Dans un courant non isotherme, le champ électrique est lié à la densité de

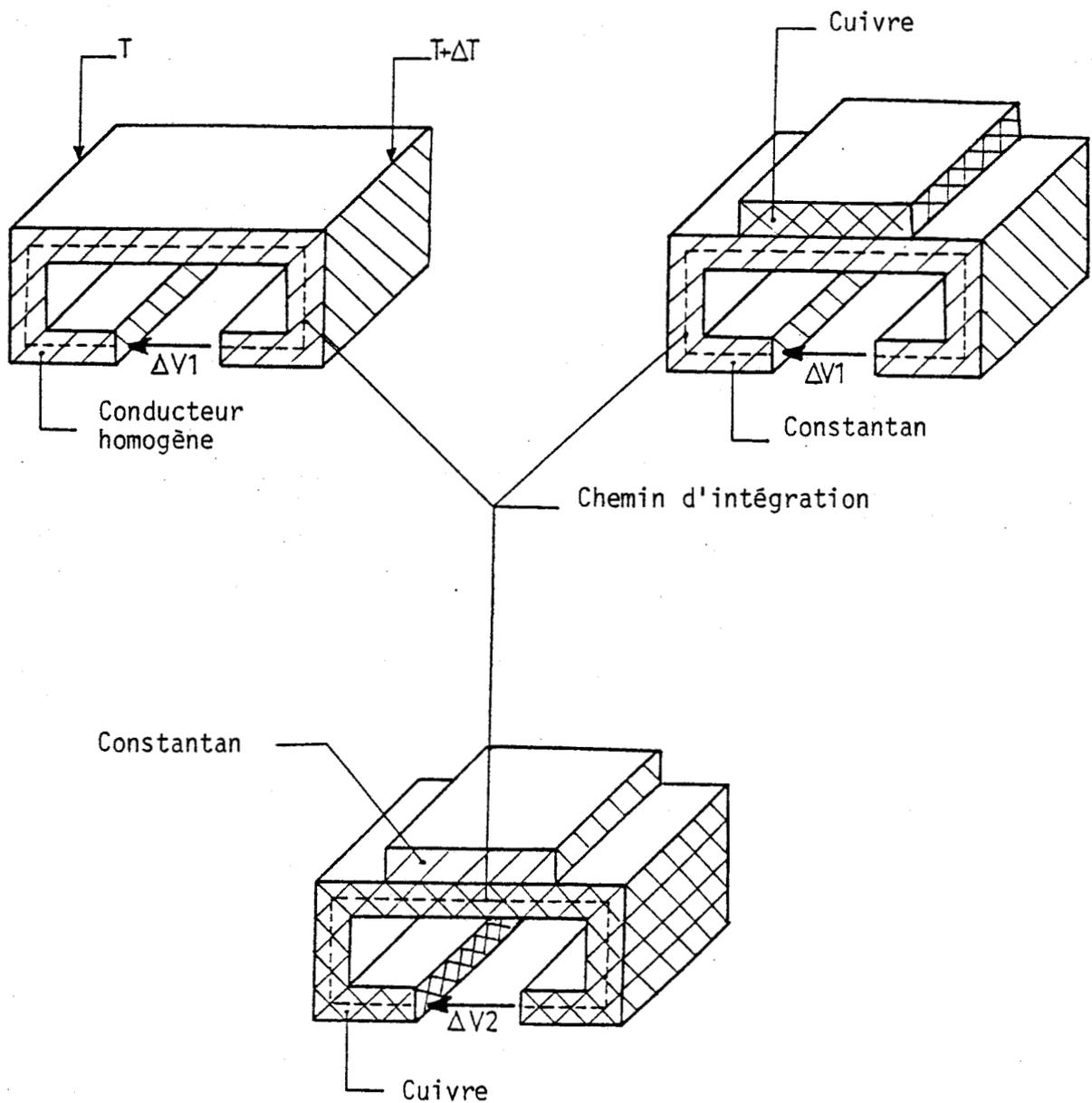


Figure 9 : Il est toujours possible de réunir les connexions de sortie par un chemin d'intégration passant à travers un circuit métallique homogène de façon à annuler la f.e.m. thermoélectrique $\phi \propto \nabla T \cdot d\ell$

courant j par la loi d'Ohm généralisée sous la forme suivante :

$$j = \sigma (E - \alpha \nabla T) \quad (2)$$

dans laquelle σ est la conductivité électrique et α le pouvoir thermoélectrique.

Cette expression permet de déterminer les composantes tangentielles des champs électriques liées entre elles par la relation de passage :

$$E_{t1} = E_{t2} = \frac{j_{t1}}{\sigma_1} + \alpha_1 \nabla T_t = \frac{j_{t2}}{\sigma_2} + \alpha_2 \nabla T_t \quad (3)$$

L'intégrale du second terme $\alpha \nabla T$ étant nulle sur tout chemin d'intégration C_1 ou C_2 passant totalement dans l'un des conducteurs 1 et 2, les différences de potentiel ΔV_1 et ΔV_2 mesurées suivant une direction particulière entre des connexions de type 1 ou 2 ne dépendent que de la distribution des chutes ohmiques j_{t1}/σ_1 et j_{t2}/σ_2 suivant cette direction.

Dans le cas particulier d'une couche bimétallique cuivre-constantan, le cuivre de grande conductivité $\sigma_2 \rightarrow \infty$ joue le rôle d'un conducteur idéal imposant le gradient de potentiel $\alpha_2 \nabla T_t$ dans la couche de faible conductivité (figure 10) puisque :

$$E_{t1} = E_{t2} = \alpha_2 \nabla T_t = \frac{j_{t1}}{\sigma_1} + \alpha_1 \nabla T_t \quad (4)$$

Le champ électrique imposé $\alpha_2 \nabla T_t$ n'étant pas compensé par le champ thermoélectrique local $\alpha_1 \nabla T_t$, des courants électriques sont distribués dans la couche de faible conductivité avec la densité :

$$j_t = \sigma_1 (\alpha_2 - \alpha_1) \nabla T_t = - \frac{\sigma_1}{\lambda_1} (\alpha_2 - \alpha_1) \phi_t \quad (5)$$

proportionnelle au gradient de potentiel électrique local ∇T_t

$$\nabla_t V_1 = \frac{j_t}{\sigma_1} = (\alpha_2 - \alpha_1) \nabla T_t \quad (6)$$

compensant la différence entre le champ électrique imposé $\alpha_2 \nabla T_t$ et le champ thermoélectrique interne $\alpha_1 \nabla T_t$ en chacun des points de la couche de

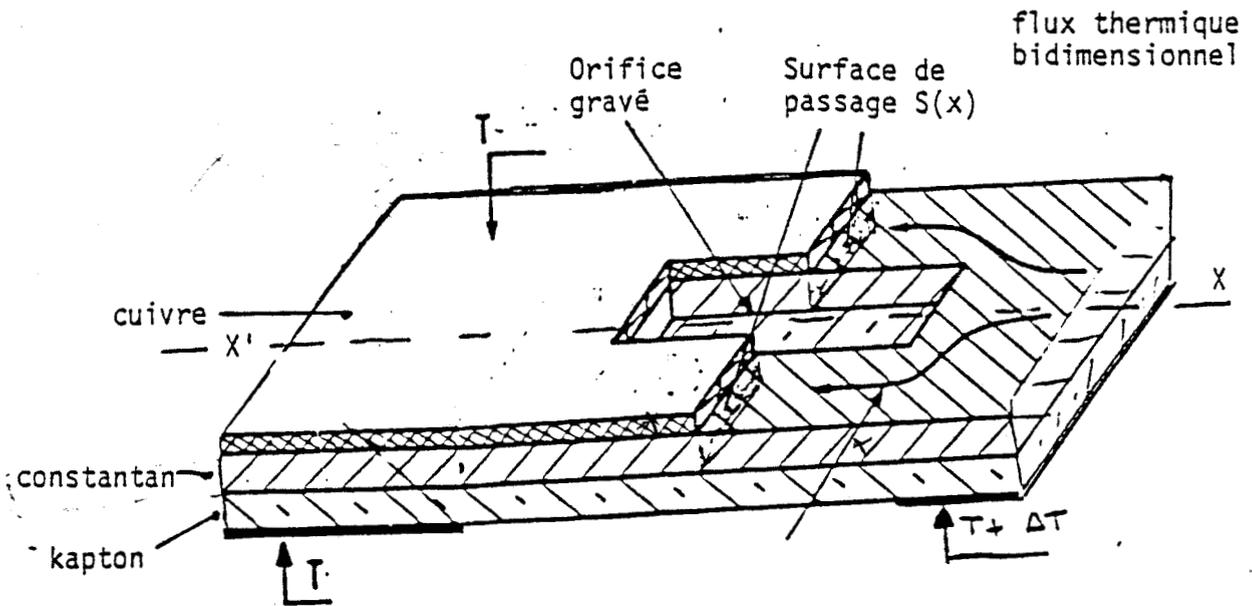


Figure 9 : Transfert thermique purement tangentiel, Définition de la section de passage

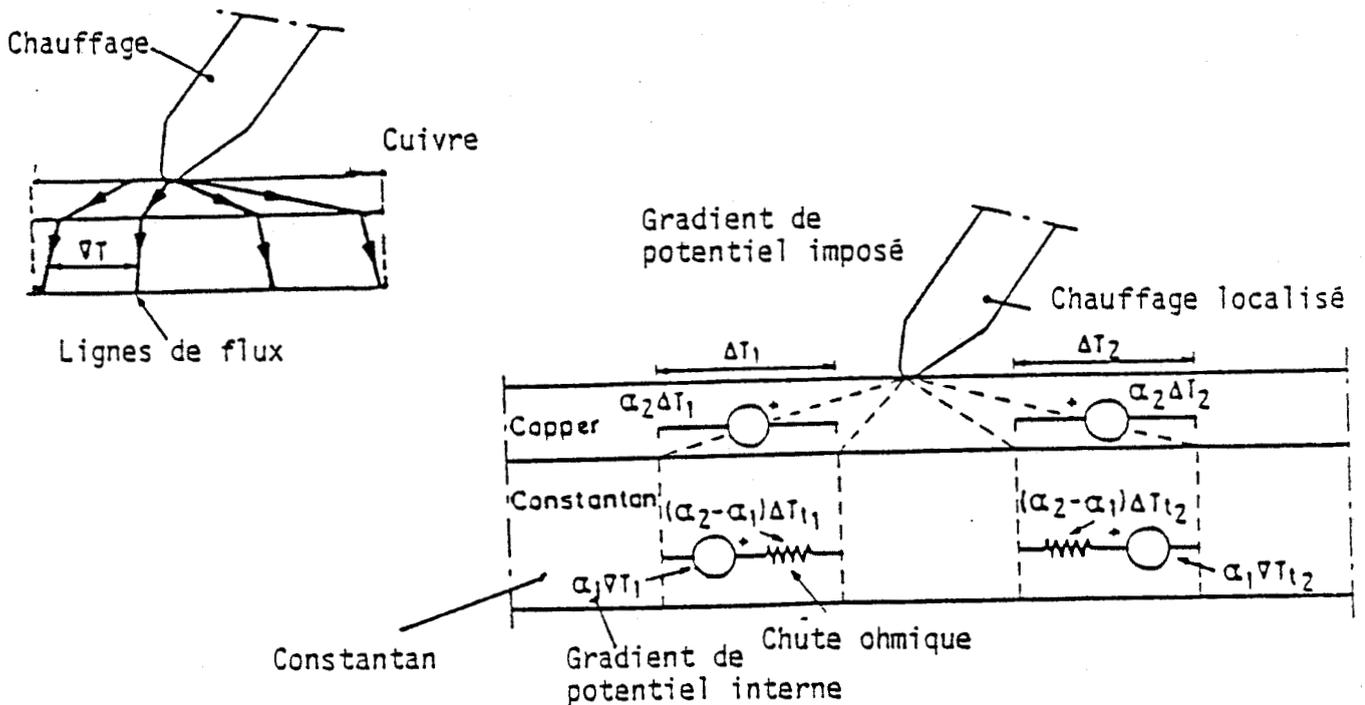


FIGURE 10 : LE GRADIENT DE POTENTIEL EST IMPOSE PAR LA COUCHE SUPERIEURE DE GRANDE CONDUCTIVITE.

faible conductivité. Le résultat essentiel est donc la matérialisation du couplage thermoélectrique par une distribution de courants électriques permanents dont la densité est proportionnelle au gradient thermique local dans la couche de faible conductivité.

Toute relation locale (6) est générale et permet le calcul de la différence de potentiel ΔV_1 en fonction du champ de gradient thermique supposé connu en tout point du circuit bimétallique.

III - CONDUCTION PUREMENT TANGENTIELLE DANS UNE COUCHE BIMETALLIQUE

La configuration la plus simple à considérer correspond au cas où une différence de température est appliquée suivant la direction tangentielle de la couche bimétallique thermiquement isolée sur ses faces latérales (figure 11). Compte tenu de cette condition d'isolation, le flux thermique Φ_t est bidimensionnel et conservatif et le courant électrique qui lui est proportionnel (relation 5) traverse la couche bimétallique de part en part. Il en est de même du flux électrique tangentiel :

$$\Phi_t^e = \frac{j_t^1}{\sigma_1} = -\frac{1}{\lambda_1} (\alpha_2 - \alpha_1) \Phi_t$$

Dans le cas de circuit de forme irrégulière, introduisons la section de passage $S(x)$ du courant électrique suivant la direction axiale $x'x$. Suivant la relation (6) la variation spatiale du potentiel suivant x :

$$\frac{dV_1}{dx} = (\alpha_2 - \alpha_1) \nabla T_{tx} = -(\alpha_2 - \alpha_1) \frac{\Phi_t}{\lambda_1 S(x)} \quad (7)$$

dépend de la section de passage $S(x)$ et si nous introduisons la résistance thermique tangentielle R_t par la relation :

$$R_t = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\lambda_1 S(x)} = \frac{\Delta T}{\Phi_t} \quad (8)$$

L'intégrale entre x_1 et x_2 de la relation (7) s'écrit :

$$\text{soit } \Delta V_1 = \int_{x_1}^{x_2} (\alpha_2 - \alpha_1) \nabla T_{tx} dx = (\alpha_2 - \alpha_1) R_t \Phi_t = (\alpha_2 - \alpha_1) \Delta T \quad (9)$$

Dans le cas particulier d'un transfert purement tangentiel, la différence de température ΔT est convertie en différence de potentiel mesurée entre les extrémités de la couche de faible conductivité comme dans une chaîne thermoélectrique classique.

La sensibilité d'un thermocouple de surface n'est donc pas modifiée par la présence d'un support de faible conductivité.

IV - FLUX THERMIQUE NON UNIFORME DANS L'ÉPAISSEUR DE LA JONCTION THERMOELECTRIQUE.

Dans le cas plus général où les lignes de flux thermique ne sont plus purement tangentielles, la relation (6) reste valable ; le gradient thermique est directement converti en gradient de potentiel électrique en tout point de la couche de faible conductivité. Même lorsque les extrémités de la jonction thermoélectrique sont maintenues à la même température, tout échauffement localisé de la surface de la jonction provoque une conduction non uniforme dans l'épaisseur de la jonction et génère une distribution de gradients de potentiel électrique localement proportionnels au gradients tangentiels de température (figure 10).

Le problème pratique posé est de déterminer la différence de potentiel (ΔV_1 mesurée entre les extrémités de la couche de faible conductivité) en fonction du détail de la distribution de gradients thermiques tangentiels. Chaque élément de volume $e_1 dx dy$ de la couche de faible conductivité (d'épaisseur e_1) recouvert par l'électrode en cuivre étant soumis au champ électrique $(\alpha_2 - \alpha_1) \nabla T_{tx}$ est source de courant et de flux électrique. Le flux électrique Φ_t^e traversant la face $e_1 dy$ de cet élément dans la direction Ox est proportionnel au flux thermique Φ_t^e traversant cette même surface.

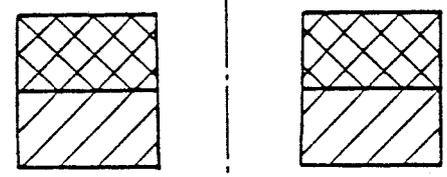
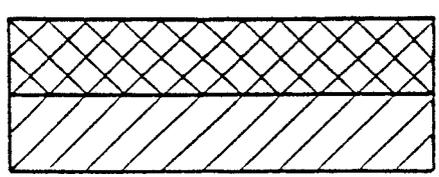
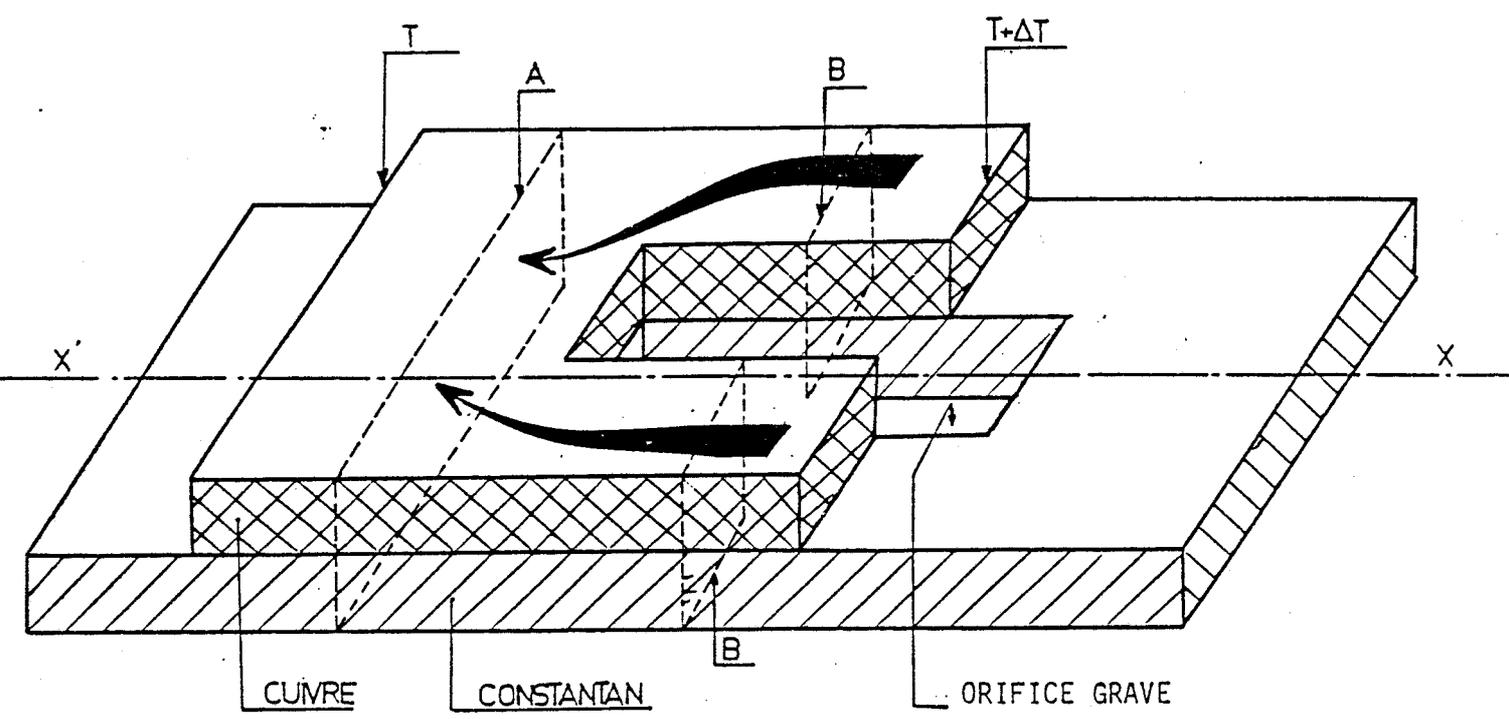


Figure 11 : Conduction purement tangentielle dans une couche bimétallique

$$\Phi_{tx}^e = (\alpha_2 - \alpha_1) \nabla T_{tx} e_1 dy = - (\alpha_2 - \alpha_1) \frac{\Phi_{tx}}{\lambda_1}$$

Puisque $\Phi_{tx} = -\lambda_1 \nabla T_{tx} e_1 dy$

Dans chaque élément de volume, le flux thermique tangentiel est directement converti en flux électrique. Il en résulte que le flux électrique moyen orienté suivant la direction axiale x'x de la couche de faible conductivité est proportionnel à la valeur moyenne du flux thermique orienté suivant cette même direction :

$$\bar{\Phi}_{tx}^e = (\alpha_2 - \alpha_1) \frac{\bar{\Phi}_{tx}}{\lambda_1} \quad (10)$$

- Si N_x est le nombre d'éléments de longueur dx suivant la longueur de la jonction thermoélectrique,

- Si $N_y(x)$ le nombre d'éléments de longueur dy suivant la direction transversale pour une valeur déterminée de x (pour une jonction de forme dissymétrique $N_y(x)$ est une fonction de la variable x). Nous aurons pour la valeur moyenne du flux thermique tangentiel $\bar{\Phi}_{tx}$ en fonction de la distribution de gradients thermiques inducteurs :

$$\bar{\Phi}_{tx} = \frac{1}{N_x} \sum_{x=1}^{N_x} \sum_{y=1}^{N_y(x)} \lambda_1 \nabla T_{tx} e_1 dy \quad (11)$$

Du point de vue électrique tout se passe comme si la jonction était traversée de part en part par un flux électrique tangentiel proportionnel au flux thermique inducteur. Connaissant le flux thermique moyen, nous obtenons pour la valeur moyenne du gradient thermique :

$$\bar{\nabla T}_{tx} = \frac{\bar{\Phi}_{tx}}{\lambda_1 e_1 N_3} = \frac{1}{N_x N_3} \sum_{x=1}^{N_x} \sum_{y=1}^{N_y(x)} \nabla T_{tx}$$

Nous obtenons alors la différence de potentiel ΔV_1 en intégrant sur toute la longueur de la jonction bimétallique :

$$\Delta V_1 = (\alpha_2 - \alpha_1) \bar{\nabla T}_{tx} N_3 dx = \frac{1}{N_3} \sum_{x=1}^{N_x} \sum_{y=1}^{N_y(x)} \nabla T_{tx} dx \quad (12)$$

Cette relation est générale et montre que même lorsque les extrémités de la jonction sont maintenues à la même température, il est possible de détecter une différence de potentiel proportionnelle à la valeur moyenne du flux thermique tangentiel. Cette différence de potentiel dépendra de la forme géométrique de la jonction et du détail de la distribution des températures sur la surface de la jonction. Dans le cas particulier où la température de surface n'est pas uniforme, il y a entretien d'une distribution non uniforme de lignes de flux électrique confondues avec les lignes de flux thermique dans l'épaisseur des conducteurs de la jonction thermoélectrique. La différence de potentiel ΔV_1 est alors représentative du flux thermique tangentiel moyen suivant la direction axiale de la jonction.

La circulation des lignes de flux dans l'épaisseur de la jonction thermoélectrique étant entretenue par la non uniformité du champ de température sur la surface de la jonction, il suffira, pour détecter une différence de potentiel ΔV_1 d'amplitude suffisante, de créer sur la surface de la jonction une distribution de température suffisamment dissymétrique pour provoquer une déviation préférentielle des lignes de flux suivant un seul des côtés de l'axe du circuit thermoélectrique.

Ce résultat relatif à la symétrie du champ de température inducteur peut être confirmé par des expériences très simples.

Dans une couche bimétallique ayant des extrémités maintenues à température constante, tout échauffement localisé ΔT sur la surface de la jonction provoque l'apparition d'une f.e.m. proportionnelle à ΔT . La sensibilité à la sollicitation $\Delta V_1 / \Delta T$ dépend de la localisation de la partie maintenue à température relative ΔT sur la surface de la jonction figure 13.

Dans une couche bimétallique de forme dissymétrique (réalisée en gravant un orifice sur la surface de la jonction) la sensibilité $\Delta V_1 / \Delta T$ dépend de la position de l'échauffement et de la forme géométrique de la jonction (figure 14). La grande différence avec les systèmes thermoélectriques classiques est de mesurer une différence de potentiel représentative de la

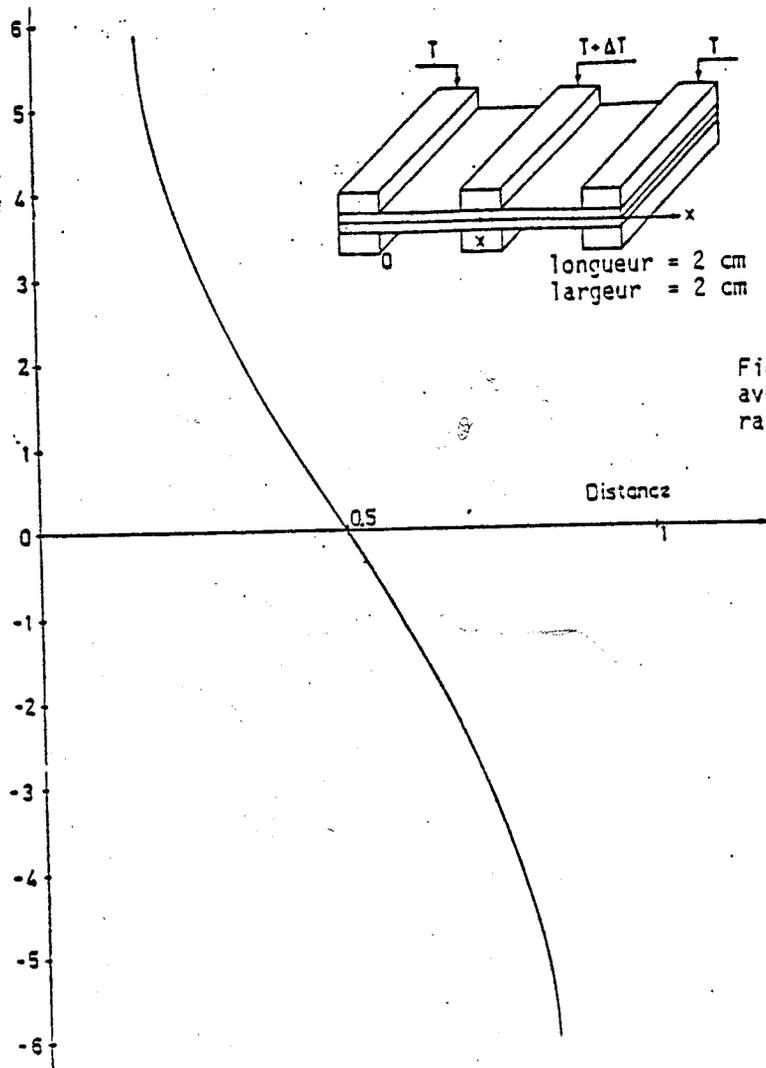


Figure 13: Variation de la sensibilité avec la symétrie du profil de température (résultats expérimentaux)

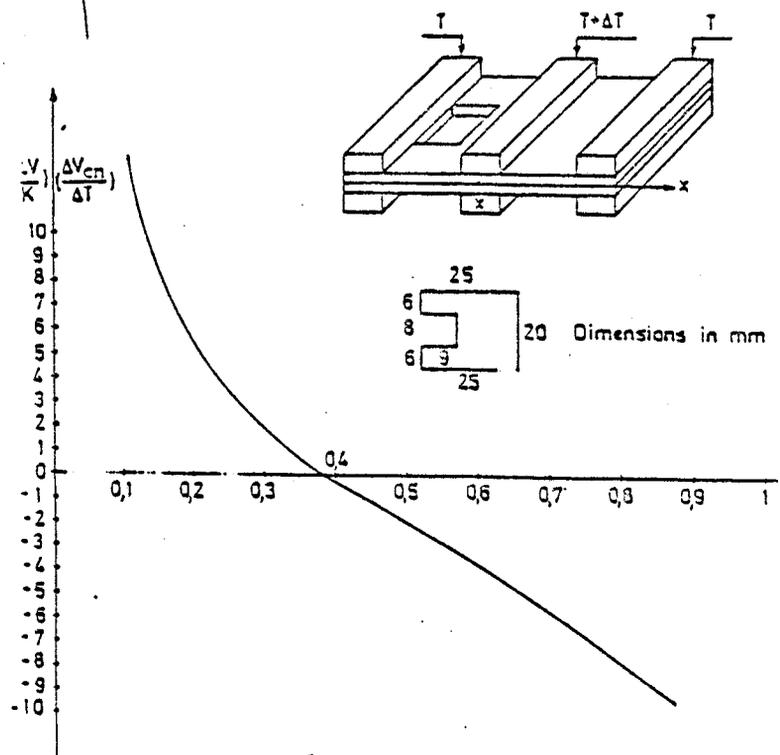


Figure 14 : Influence d'une dissymétrie de forme de la jonction thermoélectrique sur la sensibilité (résultats expérimentaux)

conduction thermique tangentielle donc sensible à la forme et à la distribution des lignes de flux dans l'épaisseur de la couche bimétallique. L'intérêt essentiel de ce résultat est la possibilité de réaliser de nouveaux circuits thermoélectriques en déposant par voie électrolytique un grand nombre d'électrodes de cuivre sur un support continu de plus faible conductivité. Il y a suivant la longueur du ruban addition des contributions correspondant à chaque électrode et amplification de la différence de potentiel détectée même si la surface des électrodes plaquées est très faible.

V - APPLICATION A LA CONCEPTION DE STRUCTURES MULTICOUCHES DIRECTEMENT SENSIBLES AU FLUX THERMIQUE

Il existe de nombreuses façons de créer une distribution non uniforme de températures sur la surface d'une jonction thermoélectrique. Dans les applications du type "fluxmètres thermiques" le champ de température fortement non uniforme est déterminé par le flux thermique traversant une structure multicouche dans laquelle est inséré le circuit thermoélectrique. Le circuit est disposé entre deux feuilles électriquement isolantes, pour former une structure multicouche hétérogène. Les lignes de flux dans la structure multicouche sont fortement influencées par l'hétérogénéité du circuit bimétallique. Au niveau d'une cellule élémentaire de ce circuit, certaines parties sont en contact thermique avec les milieux environnants, d'autres parties en sont isolées. Compte tenu de ces régions thermiquement hétérogènes, le flux thermique traversant la structure suivant la direction perpendiculaire au plan de lamination se partage en tubes de flux élémentaires canalisés par les électrodes de grande conductivité (figure 6). En fait, à cause de la faible épaisseur des couches électriquement isolantes :

- les variations de température sont très faibles sur la surface de la jonction thermoélectrique ;

- les électrodes de grande conductivité canalisent la chaleur et la diffusent dans le support continu de la thermopile.

Pour favoriser le transfert de la chaleur suivant la direction axiale dans le support continu du circuit thermoélectrique et le rendre prédominant suivant un seul des côtés, il est indispensable d'introduire dans le circuit des dissymétries thermiques permettant de provoquer une courbure préférentielle des lignes de flux suivant la direction choisie.

Les électrodes *jouant le rôle de contacts thermiques* diffusant la chaleur dans les directions tangentielles, la conception d'électrodes de formes dissymétriques permet de favoriser cette diffusion suivant une seule direction. La distribution de gradients thermiques tangentiels et par suite la sensibilité de la structure multicouche au flux thermique inducteur orienté suivant la direction normale dépendra donc de la forme détaillée du circuit bimétallique imprimé.

En fait, la diffusion de la chaleur par les électrodes jouant le rôle du contact thermique dans leur couche support est surtout importante au voisinage des lignes frontières des régions recouvertes de cuivre électrolytique. La conduction tangentielle y subit une discontinuité importante à cause du phénomène de "constriction" des lignes de flux au voisinage de la frontière d'un contact thermique. Ce phénomène est très important en pratique et doit être pris en compte pour le calcul de la différence de potentiel induite dans le support de la couche bimétallique.

Pour généraliser l'expression précédente de la différence de potentiel, il est nécessaire d'étendre le domaine d'application de la relation (12) en prenant en compte les effets de "constriction" des lignes de flux. Nous allons considérer pour cela deux éléments de volume du support continu de constantan disposés de part et d'autre de la ligne frontière de la région où il y a contact entre le support et son électrode (figure 15).

Soit Φ_{tx}^+ le flux thermique axial dans l'élément de support situé juste à

l'extérieur de la frontière, Φ_{tx}^- le flux thermique dans l'élément de volume situé à l'intérieur de l'autre côté de la frontière. Compte tenu de l'effet de "constriction" des lignes de flux au voisinage de la frontière, il y a l'augmentation de la conduction tangentielle dans le support continu. Cet effet est représenté par la discontinuité $\Phi_{tx}^+ - \Phi_{tx}^-$ entre les flux thermiques tangentiels de part et d'autre de la frontière.

En tenant compte de tous les éléments de frontière, nous obtenons pour la valeur du flux tangentiel moyen égal à :

$$\overline{\Phi'_{tx}} = \sum_{\text{éléments frontière}} [\Phi_{tx}^+ - \Phi_{tx}^-] \quad (13)$$

généralisant un flux électrique et par suite une différence de potentiel localisée au voisinage des lignes frontière égale à :

$$\frac{(\alpha_2 - \alpha_1)}{N_y} \sum_{\text{éléments frontière}} (\nabla T_{tx}^+ - \nabla T_{tx}^-) dx \quad (14)$$

Cette contribution s'ajoute à la valeur donnée par l'équation 12. Nous aurons donc pour la différence de potentiel induite dans chaque jonction thermoélectrique, compte tenu du phénomène de constriction des lignes de flux au voisinage des lignes frontières des électrodes la valeur résultante :

$$\Delta V = (\Delta V_1 + \Delta V') \quad (15)$$

Suivant cette relation, la différence de potentiel détectée par un circuit thermoélectrique dépend de la valeur du flux tangentiel moyen sur toute la surface et la frontière du circuit donc du détail de la distribution de gradients thermiques à la fois dans l'épaisseur du support continu de la thermopile et au voisinage des frontières. Elle ne dépend pas de la différence de température entre deux points particuliers comme dans les circuits thermoélectriques classiques.

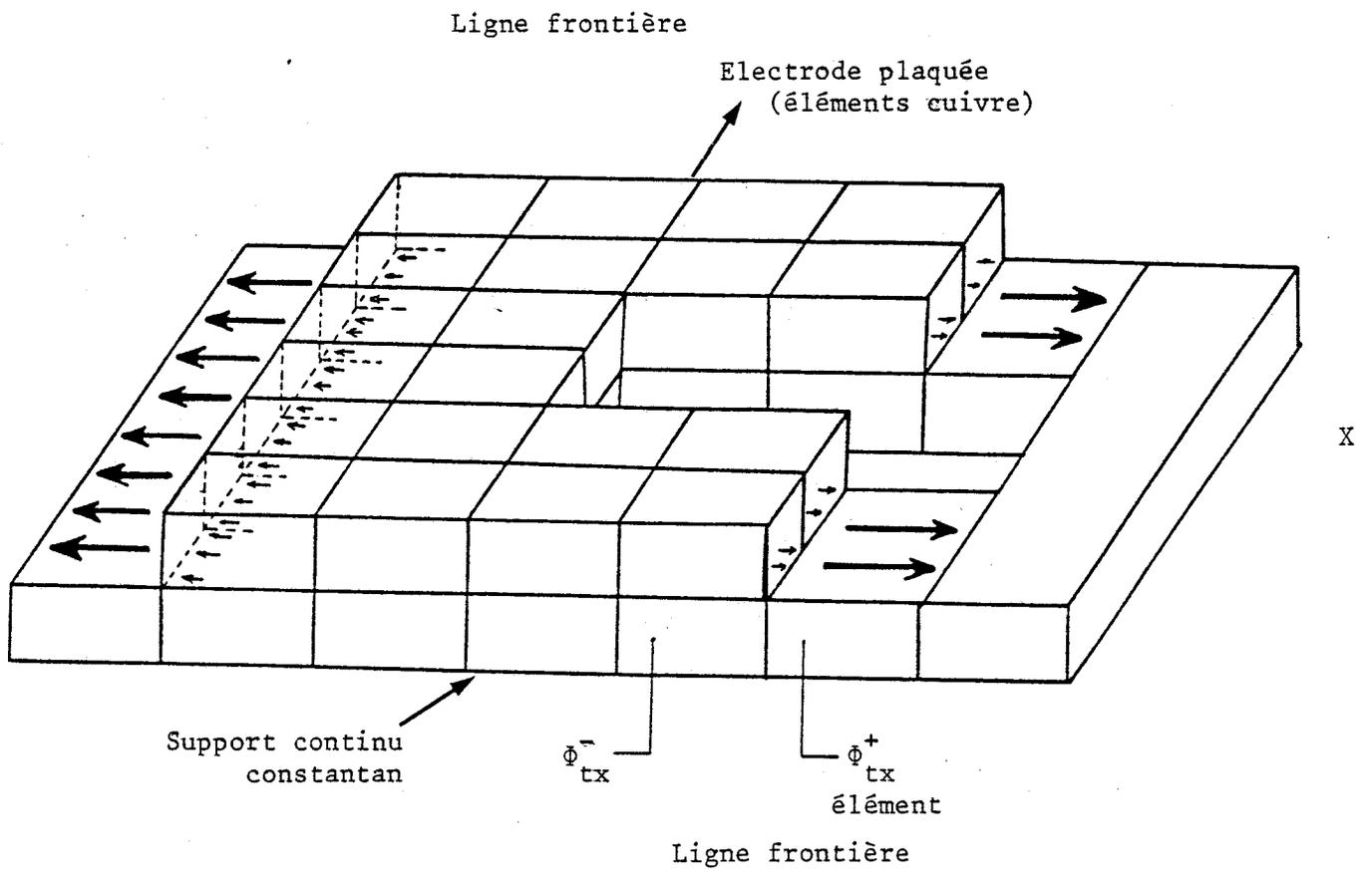


Figure 15 : Contribution des éléments finis au voisinage de la ligne frontière des électrodes.

En conséquence, le calcul de la différence de potentiel mesurée nécessite le calcul du champ de gradients thermiques dans la thermopile compte tenu de son environnement. Pour des circuits de forme complexe seule une *méthode de résolution numérique* de l'équation de Fourier peut être envisagée. Le principal objet de ce travail est relatif à la résolution numérique de l'équation de Fourier dans l'épaisseur de la thermopile compte tenu des conditions limites appliquées sur les frontières du milieu dans lequel est placée la thermopile. De nombreux codes de calcul sont actuellement disponibles sur le marché pour résoudre l'équation de Fourier à 3 dimensions à la fois en régime statique et en régime variable et nous avons choisi d'utiliser un programme de calcul par éléments finis (ANSYS) *pour déterminer la sensibilité puis optimiser* la forme des cellules fluxmétriques. Le principe de la méthode consiste à substituer au milieu continu un ensemble d'éléments finis et à calculer connaissant les valeurs du champ de température aux noeuds du maillage les gradients thermiques aux centres de chacun des éléments. La suite de ce travail est relative à la description de cette méthode et sa mise en oeuvre pour la conception de structures multicouches à circuit bimétallique imprimé sensible au flux thermique circulant dans la direction perpendiculaire au plan de lamination.

Le problème posé consiste essentiellement à déterminer :

- le flux thermique Φ traversant le circuit bimétallique imprimé suivant la direction perpendiculaire au plan de lamination,
- la différence de potentiel ΔV induite entre les connexions de sortie du circuit imprimé bimétallique,
- la sensibilité par le rapport : $S = \Delta V / \Phi$

L'intérêt de ce coefficient est d'être indépendant de la surface du circuit donc de caractériser la relation flux thermique - différence de potentiel en régime permanent.

SIMULATION DU CHAMP DE TEMPERATURE PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS

SIMULATION DU CHAMP DE TEMPERATURE PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS

I - METHODE DE RESOLUTION DE L'EQUATION DE FOURIER PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS. CONSIDERATIONS GENERALES.

Contrairement à la méthode des différences finies où la formulation des équations différentielles reste inchangée, par l'introduction des dérivées discrètes, l'application des éléments finis nécessite une reformulation intégrale des équations aux dérivées partielles. Cette formulation intégrale est basée sur les principes du calcul variationnel suivant lesquels une équation intégrale peut être associée à toute équation différentielle.

Suivant ces considérations, résoudre l'équation de Fourier :

$$\Delta\theta = 0 \quad \text{en régime permanent}$$

ou
$$\Delta\theta = a \frac{\partial\theta}{\partial t} \quad \text{en régime variable}$$

dans un domaine D compte tenu de conditions limites déterminées revient à minimiser une fonctionnelle représentative de l'énergie du champ de température.

Si nous considérons par exemple l'intégrale de volume représentative de l'énergie stockée dans le champ de température :

$$u = \frac{\lambda}{2} \int_D (\nabla\theta)^2 \cdot dv$$

suivant les principes du calcul variationnel cette intégrale doit être minimale lorsque la fonction $\theta(x,y,z,t)$ est solution de l'équation de Fourier. Considérons donc $\bar{\theta}$ la solution exacte de l'équation de Fourier et η une fonction arbitraire représentant une variation virtuelle autour de cette solution :

$$\theta = \bar{\theta} + \eta$$

Compte tenu de cette expression, nous obtenons pour $(\nabla\theta)^2$:

$$\nabla\theta^2 = \left[\nabla(\bar{\theta}) + \nabla\eta \right]^2 = (\nabla\bar{\theta})^2 + 2 \nabla\bar{\theta} \cdot \nabla\eta + (\nabla\eta)^2$$

Soit au premier ordre près :

$$(\nabla\theta)^2 = (\nabla\bar{\theta})^2 + 2 \nabla\bar{\theta} \cdot \nabla\eta$$

En reportant dans l'intégrale u, nous obtenons une expression qui peut être écrite sous la forme :

$$u = \bar{u} + \delta u$$

δu étant la variation de u due à la variation virtuelle de la solution :

$$\delta u = \int_D \lambda \nabla\bar{\theta} \cdot \nabla\eta \cdot dv$$

En utilisant l'identité :

$$\nabla \cdot (\eta \nabla\bar{\theta}) = \nabla\bar{\theta} \cdot \nabla\eta + \eta \Delta\bar{\theta}$$

nous obtenons :

$$\int_V \nabla\bar{\theta} \cdot \nabla\eta \cdot dv = \int_S \eta \nabla\bar{\theta} \cdot ds - \int_V \eta \Delta\bar{\theta} \cdot dv$$

S étant la surface limitant le domaine D.

Lorsque la température est imposée sur la frontière du domaine D, (condition de Dirichlet) la variation virtuelle du champ de température yb est identiquement nulle. $\theta = \bar{\theta} + \eta = \bar{\theta}$ est imposée ; $\eta=0$ et $\int_S \nabla\bar{\theta} \cdot ds = 0$.

Dans ces conditions :

$$\int_V \nabla\bar{\theta} \cdot \nabla\eta \cdot dv = - \int_V \eta \Delta\bar{\theta} \cdot dv$$

et la variation de la fonctionnelle énergie stockée représentée par la relation :

$$\delta u = \int_V -\lambda \eta \Delta \bar{\theta} \, dv$$

est identiquement nulle quelle que soit la valeur de η . Cette relation est satisfaite lorsque l'équation de Fourier :

$$\Delta \bar{\theta} = 0$$

est vérifiée en chacun des points du domaine d'intégration. Résoudre l'équation de Fourier dans un système complexe en régime permanent revient donc à minimiser l'énergie stockée dans ce domaine dont la densité volumique est :

$$\omega_s = \frac{\lambda}{2} (\nabla \theta)^2 = \frac{\phi^2}{2\lambda} = \frac{\phi \nabla \theta}{2}$$

La solution $\bar{\theta}(x,y,z)$ de l'équation de Laplace est celle qui vérifie l'équation intégrale précédente pour toute *variation arbitraire* $\eta(x,y,z)$ de la solution. La méthode la plus utilisée pour minimiser la forme intégrale est celle des résidus pondérés. Lorsque la fonction $\bar{\theta}$, solution exacte de l'équation de Laplace est remplacée par une approximation

$\hat{\theta}(x,y,z)$ on obtient un résidu : $R(\hat{\theta}) = \Delta \hat{\theta} \neq 0$

si $\hat{\theta}$ vérifie la relation :

$$\delta u = \int_D -\eta(x,y,z) \cdot \Delta \hat{\theta}(x,y,z) \, dv = \int_D \nabla \eta \cdot \nabla \bar{\theta} \, dv$$

Pour toute fonction $\eta(x,y,z)$ élément d'une base complète des fonctions de trois variables, les formulations *intégrale et différentielle sont équivalentes*.

La méthode des éléments finis est essentiellement une méthode d'approximation de la fonction $\hat{\theta}(x,y,z)$ sur un domaine d'intégration par des fonctions inconnues généralement polynomiales. Pour déterminer les fonctions $\hat{\theta}(x,y,z)$, on procède à une discrétisation en deux étapes :

- On suppose les valeurs de la solution $\hat{\theta}(x,y,z)$ connues en un certain nombre de points du domaine d'intégration et la fonction $\hat{\theta}(x,y,z)$ est

obtenue par interpolation entre ces points :

$$\hat{\theta}(x,y,z) = \sum_j N_j(x,y,z) \theta_j$$

$N_j(x,y,z)$ fonction d'interpolation,

θ_j valeur aux noeuds de la solution.

En fait, il est difficile d'approcher $\hat{\theta}(x,y,z)$ par un polynôme dans tout le domaine D. Par contre, cela est beaucoup plus facile dans un ensemble de sous-domaines. Ainsi, la fonctionnelle énergétique précédente peut être décomposée en fonctionnelles élémentaires δu_e .

$$\delta u = \sum_e \delta u_e$$

définie sur des éléments finis D_e constituant une partition du domaine d'intégration D.

- On remplace la variation $\eta(x,y,z)$ par un ensemble de fonctions indépendantes $\eta_1, \eta_2 \dots \eta_n$. Pour chacune de ces fonctions :

$$\delta u_{1e} = \int_{D_e} \eta_1(x,y) \cdot \Delta \hat{\theta}(x,y) \cdot dv$$

les fonctions $\eta_1(x,y)$ peuvent être obtenues à l'aide des mêmes fonctions d'interpolation $N_1(x,y)$ en faisant varier de façon arbitraire les valeurs des températures θ_1 aux noeuds du maillage. Si les variations arbitraires de ces quantités sont représentées par $\delta \hat{\theta}_1$

$$\eta_1(x,y) = N_1 \delta \hat{\theta}_1$$

La minimisation de la fonctionnelle intégrale revient alors à déterminer les fonctions d'interpolation $N_j(x,y,z)$ de façon à annuler la somme :

$$\delta u = \sum_e \delta u_{1e} = \sum_e \delta \hat{\theta}_1 \int_{D_e} N_1(xy) \Delta(N_j \hat{\theta}_j) dv$$

dans le domaine d'intégration lorsque l'on effectue une variation virtuelle des températures nodales.

II - MISE EN OEUVRE D'UN LOGICIEL DE SIMULATION PAR ELEMENTS FINIS

Compte tenu des résultats précédents, la modélisation d'un milieu continu consiste à substituer au système réel un ensemble d'éléments formant un système discret équivalent au milieu continu à modéliser. Le modèle est généré en pratique par un préprocesseur qui opère en plusieurs étapes :

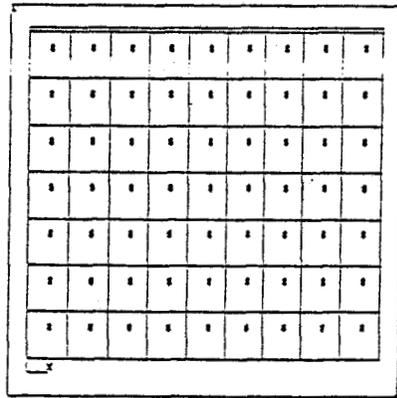
- . génération des noeuds du modèle,
- . définition des éléments du modèle,
- . affectation de caractéristiques physiques à chacun des éléments,
- . Application des conditions limites.

La construction du modèle s'effectue en mode itératif ce qui permet des modifications immédiates en cas d'erreurs et une modélisation progressive plus sûre. La précision de la modélisation est étroitement liée à la finesse du maillage et au type d'éléments utilisés. Des menus d'aide et une documentation en ligne facilitant l'apprentissage du logiciel et apportant une assistance à chacune des étapes de l'analyse.

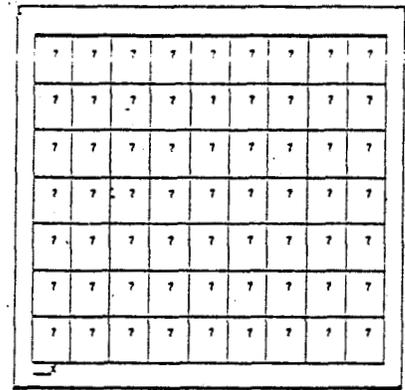
Les instructions du code ANSYS sont décrites en appendice sur l'exemple simple d'un milieu monodimensionnel. Notre objectif étant de calculer la sensibilité, nous allons appliquer ce logiciel au calcul de la différence de potentiel induite par le passage d'un flux thermique dans une structure multicouche comportant un circuit imprimé bimétallique.

III - MODELISATION 3D DU CHAMP DE TEMPERATURE DANS UN FLUXMETRE THERMIQUE SIMPLE FACE

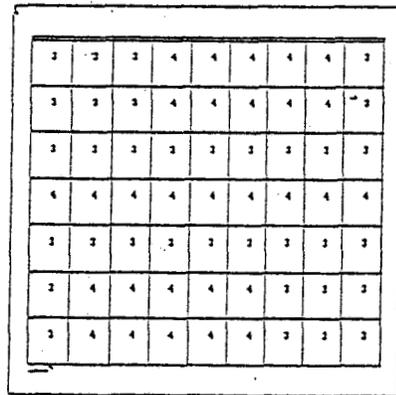
La façon la plus simple de traiter le problème de la *conception et l'optimisation* des structures multicouches hétérogènes sensibles au flux thermique est de faire correspondre à chaque couche de matériau



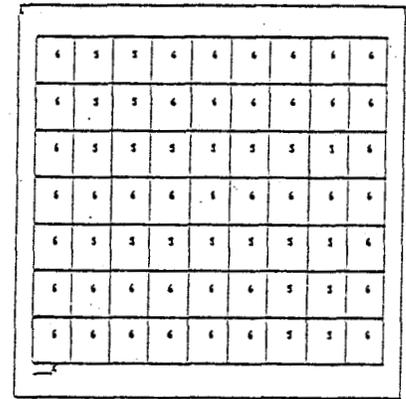
cuivre $e= 35 (\mu\text{m})$



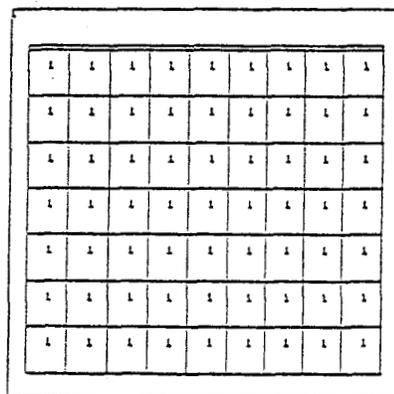
kapton $e=25 (\mu\text{m})$



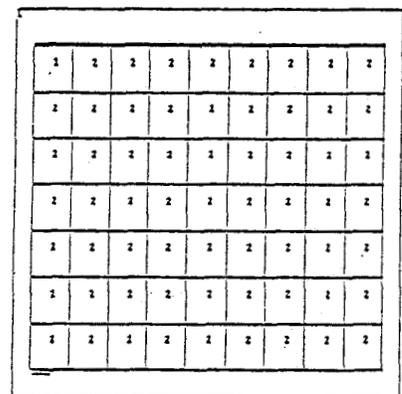
constantan-air $e=25 (\mu\text{m})$



cuivre-air $e= 5 (\mu\text{m})$



cuivre $e=35 (\mu\text{m})$



kapton $e=25 (\mu\text{m})$

fig 1 modélisation de la structure multicouche.

constituant la structure un ensemble d'éléments d'épaisseurs égales à celles des matériaux superposés.

Nous aurons donc successivement en partant de la face inférieure de la structure multicouche figure 1 la partition suivante :

- une couche d'éléments cuivre d'épaisseur 35 μm ,
- une couche d'éléments kaptons d'épaisseur 25 μm ,
- une couche d'éléments "constantan" et d'éléments "air" correspondant au plan du laminé constantan gravé à la place des "trous", d'épaisseur 25 μm ,
- une couche d'éléments "cuivre" et d'éléments air d'épaisseur 5 μm constituant le plan du cuivrage électrolytique dans lequel sont délimitées les électrodes,
- une couche supérieure d'éléments "kapton" de 25 μm d'épaisseur,
- une couche supérieure d'éléments cuivre d'épaisseur 35 μm .

Compte tenu de la symétrie du circuit imprimé comportant des pistes parallèles entre elles et de largeur uniforme, nous avons utilisé, pour repérer les coordonnées du modèle, un système d'axes avec la direction Ox parallèle à la direction axiale de la thermopile, la direction Oz suivant la direction transversale et la direction Oy suivant l'épaisseur. L'objectif étant de résoudre l'équation de Fourier dans la structure multicouche et d'étudier la sensibilité de la cellule aux modifications de la forme géométrique du modèle, nous avons choisi une partition du modèle en éléments ayant la forme de briques parallélépipédiques d'épaisseur égale à celle des couches matérielles.

Cette modélisation conduit à substituer à la structure multicouche un réseau parallélépipédique de noeuds et à déterminer l'ensemble des températures nodales par mise en oeuvre du programme ANSYS.

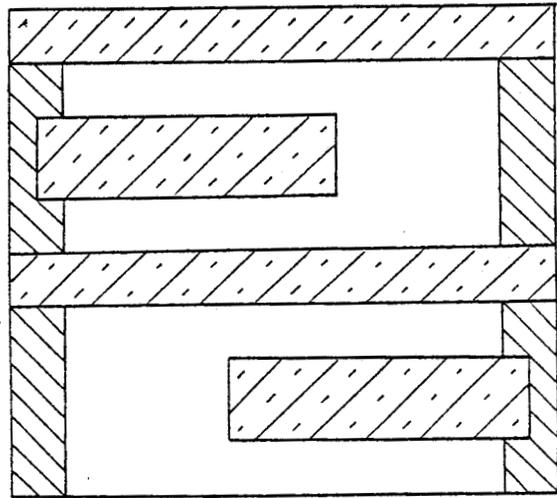
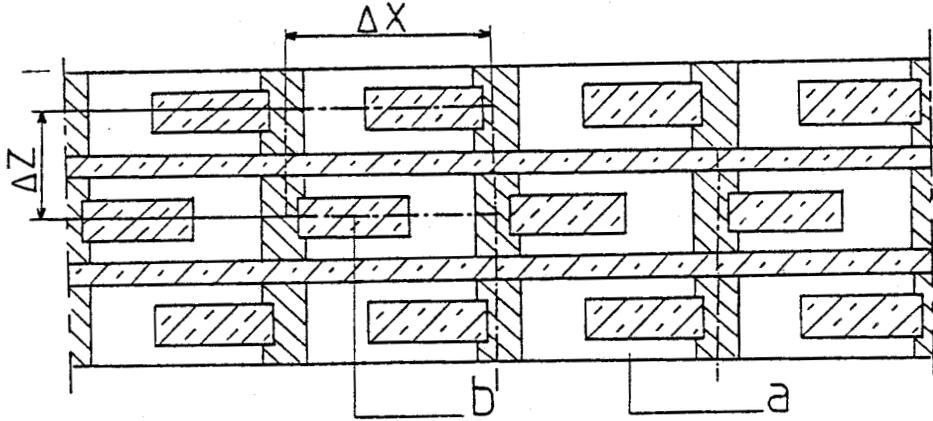
Le nombre de noeuds nécessaire à la description du circuit est en fait trop important compte tenu du nombre d'éléments nécessaires à la description détaillée du circuit imprimé bimétallique pris dans son ensemble. Le premier problème posé est l'analyse physique du problème permettant de réduire au maximum le nombre des températures nodales à déterminer compte tenu de la périodicité du modèle.

Pour des conditions limites du type "Dirichlet", sur les surfaces limites de la structure multicouche, les températures des noeuds situées sur les faces supérieure et inférieure du modèle sont supposées connues et les températures nodales sont à déterminer en chacun des points intérieurs au réseau. Notons qu'il résulte des conditions de périodicité spatiale que la connaissance de la température en certains noeuds détermine la valeur des températures nodales en d'autres noeuds. Le circuit imprimé bimétallique présentant des périodicités spatiales suivant les directions Ox et Oz du plan parallèle au plan de lamination les températures nodales sont également périodiques suivant ces directions et la détermination des températures nodales peut être limitée aux noeuds contenus dans un motif élémentaire permettant de générer l'ensemble de la structure par des opérations de symétrie.

Délimitons ce motif élémentaire à partir de considérations physiques sur la périodicité du modèle physique initial. Suivant la direction axiale Ox, le champ de température est périodique et la période spatiale est égale à la longueur ΔX de la cellule élémentaire du circuit imprimé bimétallique. Si nous considérons une ligne de noeuds du réseau d'éléments substitués à la structure multicouche, les noeuds indépendants seront localisés entre 0 et ΔX suivant la direction Ox du plan de lamination et nous aurons entre les températures nodales $T(0, y, z)$ et $T(\Delta X, y, z)$ sur les frontières perpendiculaires à x du motif élémentaire la relation :

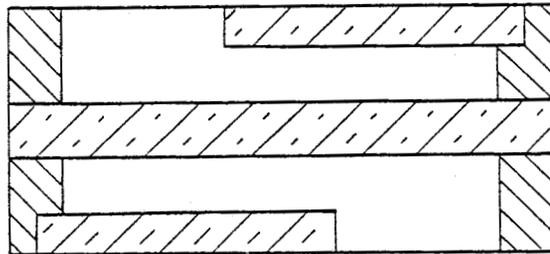
$$T(0, y, z) = T(\Delta X, y, z)$$

ou de façon plus générale entre deux noeuds situés aux abscisses x et x +



detail: a

fig 2a modèle à deux cellules.



detail: b

fig 2b modèle à deux demi-cellules.

fig 2 circuit imprimé bimétallique

ΔX :

$$T(x,y,z) = T(x + \Delta X , y , z)$$

Compte tenu de la périodicité du champ des températures nodales suivant la direction Ox, l'analyse numérique peut être limitée aux noeuds compris entre 0 et ΔX . Nous dirons qu'il y a *périodicité directe* du champ de température suivant la direction Ox du modèle.

Considérons maintenant la périodicité suivant la direction transversale Oz. Dans les circuits bimétalliques utilisés en pratique les rangées de cellules thermoélectriques sont reliées entre elles électriquement à la limite du circuit imprimé et les dissymétrie thermiques introduites par constriction dans deux cellules voisines sont situées en quinconce par rapport au milieu des électrodes.

Par contre, il y a périodicité directe si nous considérons les rangées i et $i+2$. Si ΔZ est la largeur du circuit bimétallique suivant la direction Oz, la structure multicouche de départ peut être caractérisée par la condition de périodicité directe suivante suivant Oz

$$T(x,y,z) = T(x,y + 2 \Delta Z , y)$$

Le motif élémentaire dans lequel les températures nodales sont indépendantes est donc limité par un rectangle de côtés $(\Delta X, \Delta Y)$ dans le plan de section droite du circuit bimétallique.

En fait le degré de symétrie du circuit imprimé bimétallique est plus élevé puisqu'il y a symétrie dans le motif élémentaire.

En effet, le champ des températures nodales est invariant si l'on effectue une translation directe égale à x_m suivant Ox suivie d'une translation transversale à ΔZ suivant Oz. Nous aurons donc :

$$T(x,y,z) = T(x + \Delta X, z + \Delta Z, z)$$

Cette condition peut encore être exprimée par l'invariance par rapport à une translation de ΔZ suivant la largeur de la cellule suivie d'une réflexion par rapport au milieu de la cellule. Le champ des températures nodales :

$$T(x,y,z) = T(\Delta X - x, z + \Delta Z, y)$$

Compte tenu de cette nouvelle condition de périodicité, la modélisation du champ de températures nodales peut être limitée au rectangle de côtés (ΔX , ΔZ) dans le plan du circuit imprimé.

Pour valider toutes les performances du logiciel ANSYS, nous avons calculé le champ de température dans la structure multicouche en utilisant comme motif élémentaire :

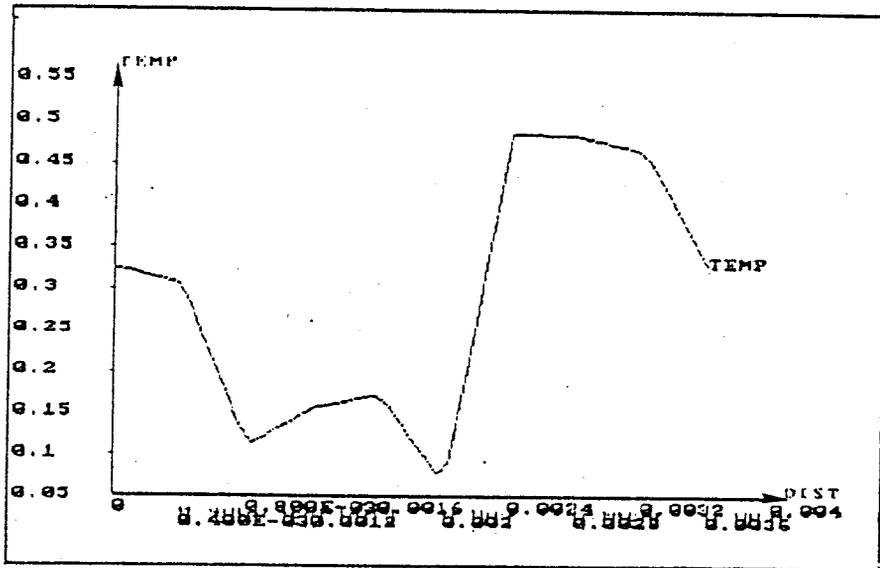
- un ensemble de deux cellules supposées se répéter périodiquement suivant la direction axiale Ox et la direction transversale (périodicité directe suivant les 2 directions du plan), fig 2
- un ensemble de deux demi-cellules invariant par translation suivant Ox et par translation et réflexion pour un déplacement suivant Oz .

Le motif élémentaire est caractérisé d'un point de vue géométrique par sa longueur $\Delta X = 3,6$ mm et sa largeur $\Delta Z = 2,8$ mm. La périodicité des deux modèles étant compatible avec la forme du circuit imprimé bimétallique, les champs de température dans la structure multicouche doivent être identiques en utilisant les deux types de modèle.

Pour des conditions limites du type Dirichlet sur les faces supérieure et inférieure et une différence de température de 1 K entre ces faces le flux traversant le "modèle à deux cellules" est égal à 46 mW, valeur à partir de laquelle nous obtenons la résistance de la cellule :

$$R = 21,74 \text{ K/W}$$

Le champ de température n'est évidemment pas uniforme dans le plan de la jonction thermoélectrique. Les courbes représentant la température et le gradient thermique suivant la direction axiale sont représentées figure 5.6. L'étude des profils de température et des gradients thermiques montre que la valeur du flux thermique moyen circulant suivant la direction tangentielle de la jonction thermoélectrique a une valeur différente de zéro. Connaissant la valeur du gradient thermique au centre de chacun des éléments du matériau constantan, nous avons pu calculer la valeur du flux

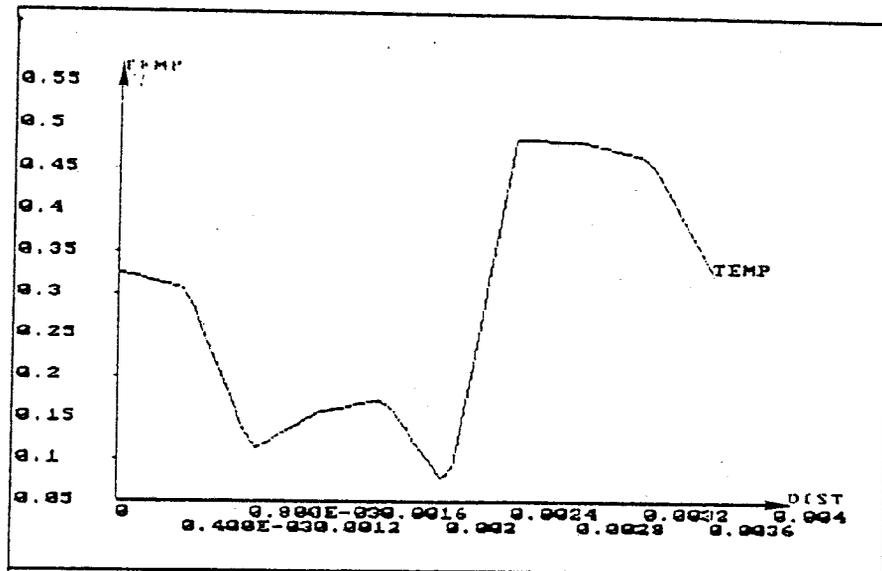


```

ANSYS 4.3A2
JAN 27 1983
11:16:21
PLOI NO. 4
POST1
STEP1
ITER1
PATH PLOT
NODE11
MOD11
TEMP 11
ZU 1
DIS 1
XF 1
YF 1
ZF 1

```

A



```

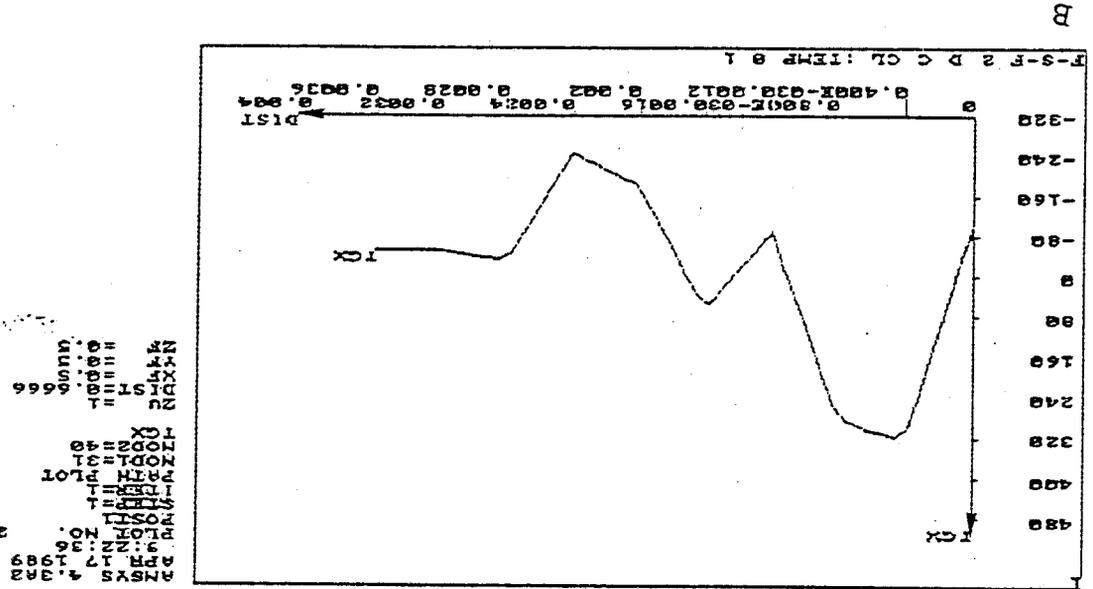
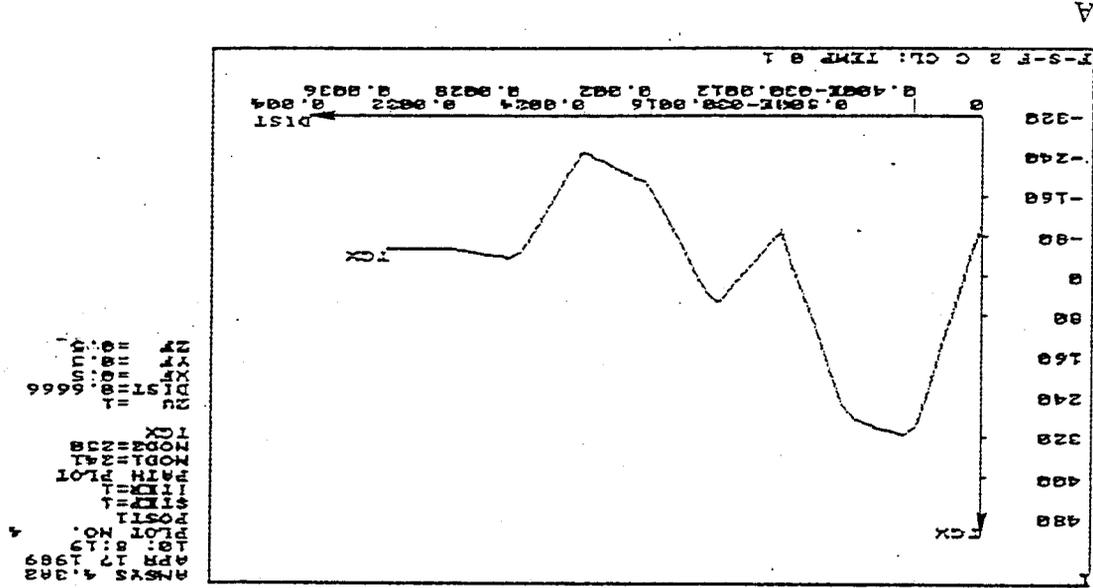
ANSYS 4.3A2
JAN 27 1983
11:16:21
PLOI NO. 3
POST1
STEP1
ITER1
PATH PLOT
NODE11
MOD11
TEMP 11
ZU 1
DIS 1
XF 1
YF 1
ZF 1

```

B

fig 3 profils de température suivant la direction axiale du circuit thermoélectrique, pour deux cellules (A), et deux demi-cellules (B)

Fig 4 profils des gradients thermiques suivant la direction axiale du circuit thermique, pour deux cellules (A) et deux demi-cellules (B).



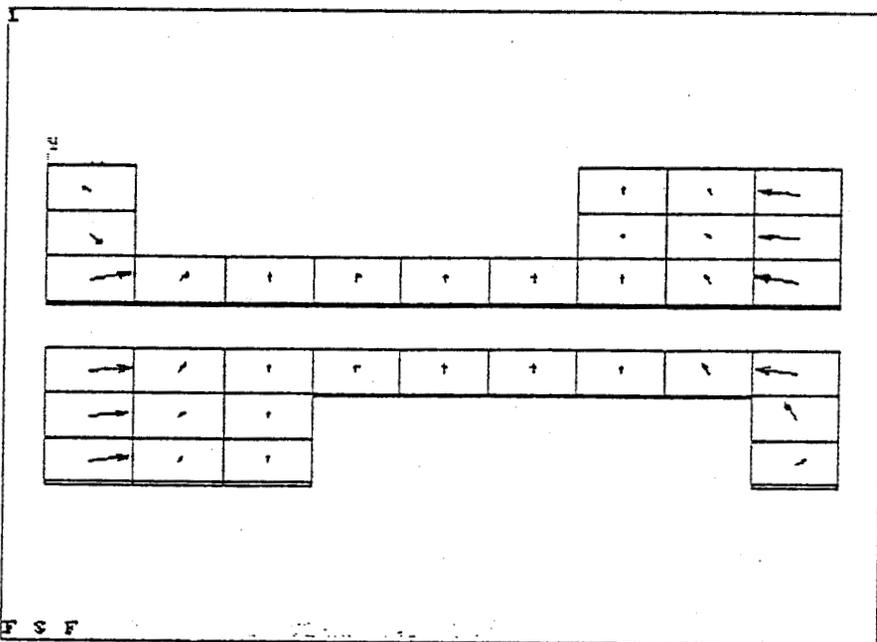
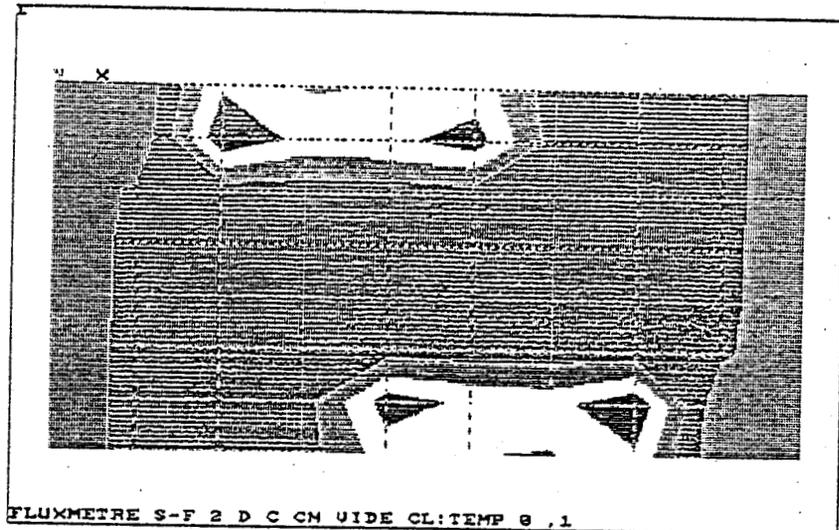
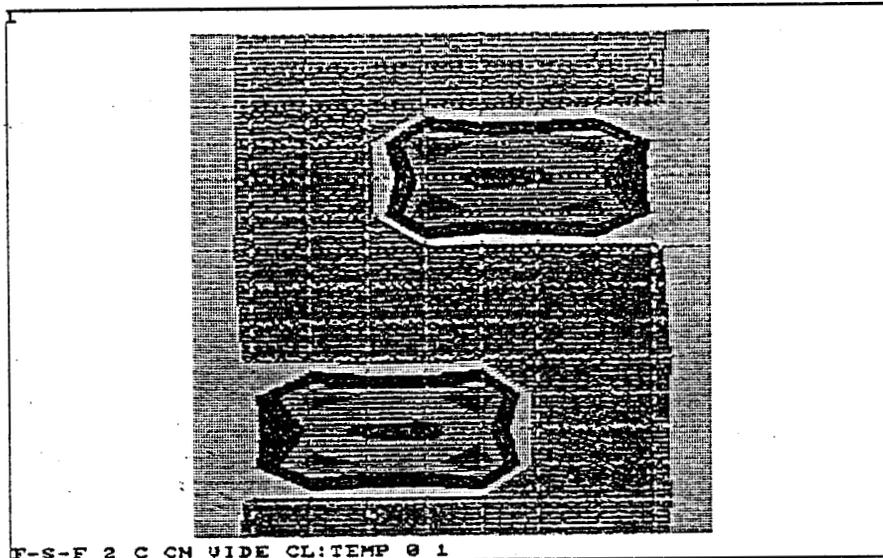


fig 5 champs de température dans le plan de la jonction bimétallique et les gradients thermiques dans les éléments du constantan modélé à deux demi-cellules.



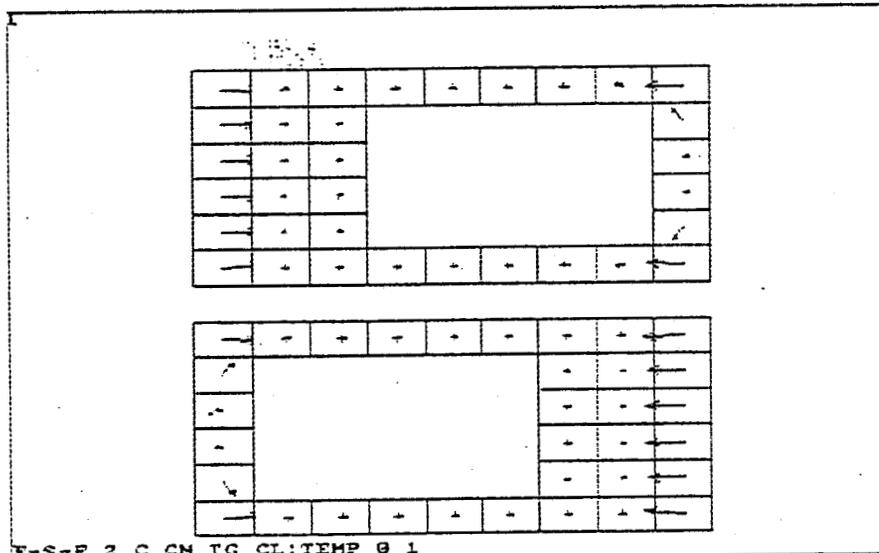
```

ANSYS 4.3A2
JAN 28 1989
9:33: 2
PLOT NO. 1
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMN = -0.143484
SMX = 1.151

YU = -1
DIST = 0.00399
XF = 0.0018
YF = 0.758E-04
ZF = 0.0028
-0.00138
0.142643
0.286667
0.430691
0.574711
0.718733
0.862762
1.007
1.151

```

F-S-F 2 C CN UIDE CL:TEMP 0 1



```

ANSYS 4.3A2
JAN 28 1989
9:36: 2
PLOT NO. 2
POST1 SECTOR
STEP=1
ITER=1
TG
MAX = 393.429
ELEM=397

YU = -1
DIST = 0.00399
XF = 0.0018
YF = 0.758E-04
ZF = 0.0028

```

F-S-F 2 C CN TG CL:TEMP 0 1

fig 6 champs de température dans le plan de la jonction bimétallique et les gradients thermiques dans les éléments du constantan, modèle à deux cellules.

IV - SENSIBILITE AUX CONDITIONS LIMITES DES CIRCUITS BIMETALLIQUES "SIMPLE FACE".

La propriété essentielle d'un fluxmètre thermique est de fournir une différence de potentiel proportionnelle au flux thermique traversant la surface de mesure et ceci quelle que soit la nature des conditions limites représentatives des échanges énergétiques entre le fluxmètre et les milieux environnants.

L'objet des simulations présentées dans cette partie est de caractériser les variations de sensibilité en fonction des conditions limites.

IV-1 - Conditions limites du type Dirichlet

Les températures de chacune des surfaces limites du fluxmètre sont imposées par les milieux de part et d'autre du fluxmètre. La différence entre les températures imposées est de 1 K. Dans ces conditions, les surfaces limites de la structure multicouche sont isothermes et les lignes de flux thermique sont perpendiculaires à ces surfaces. La distorsion des lignes de flux à l'intérieur de la structure multicouche est uniquement déterminée par les hétérogénéités introduites par construction dans l'épaisseur du circuit thermoélectrique. La différence de potentiel générée dans le circuit thermoélectrique pour ce type de condition limite a été calculée précédemment. La sensibilité, $155 \mu\text{V/W}$, caractérise la déviation des lignes de flux suivant la direction axiale du circuit thermoélectrique par les hétérogénéités thermiques en forme d'orifices gravés.

IV-2- Conditions limites du type NEUMAN

Les densités de flux thermique sont imposées sur les surfaces limites du système. En régime permanent, des flux égaux et opposés sont imposés sur les surfaces d'échanges du capteur. Pour simuler le champ de température

correspondant à ce type de conditions limites, nous avons injecté des flux de $80 \mu\text{W}$ dans chacun des noeuds situés sur la face supérieure du capteur et extrait $80 \mu\text{W}$ de chacun des noeuds situés sur la face inférieure. Avec une densité de flux imposée sur les surfaces limites, la forme des lignes de flux dans la structure multicouche dépend du détail de la distribution des températures sur les surfaces limites. Nous avons vérifié qu'à partir d'une épaisseur suffisante des couches de cuivre (35 microns en pratique) les surfaces limites sont pratiquement isothermes. La courbure des lignes de flux dans la structure multicouche ne dépend plus que des hétérogénéités thermiques introduites par construction sur la surface du circuit thermoélectrique. A partir des résultats de la simulation, nous avons obtenu pour la différence entre les températures moyennes des surfaces limites une valeur égale à $3,48 \text{ mK}$ ce qui conduit compte tenu de la valeur du flux à une résistance de :

$$R = \frac{\Delta T}{\Phi} = 43,55 \text{ K/W}$$

sensiblement égale à la valeur obtenue précédemment.

Compte tenu des résultats de simulation, la sensibilité a une valeur de $149,6 \mu\text{V/W}$ légèrement inférieure ($- 5 \%$) à la valeur obtenue avec les conditions limites du type Dirichlet.

IV-3- Conditions limites du type Fourier

Pour compléter ces résultats, nous avons simulé des échanges décrits par une condition limite du type Fourier sur l'une des surfaces limites du capteur. Pour ce type de condition limite, la température de surface dépend du flux traversant la surface du capteur suivant la relation classique :

$$\phi_{\text{W/m}^2} = h [T_s - T_e]$$

T_e température extérieure, h en $\text{W/m}^2\text{K}$ paramètre caractéristique de l'interaction surface - milieu environnant.

En prenant les valeurs suivantes : $T_o = 20$, $h = 10 \text{ W/m}^2\text{K}$ pour caractériser l'interaction du fluxmètre et le milieu environnant et en imposant une condition de Dirichlet $T = 0$ sur la surface inférieure du capteur, le flux simulé est de 2 mW. Compte tenu de cette valeur et de la température de surface moyenne, $T_s = 0,879 \text{ K}$, nous obtenons une résistance thermique $R = 43,77 \text{ K/W}$ tout à fait compatible avec les valeurs précédentes. En utilisant la même méthode de calcul que précédemment nous avons obtenu une sensibilité de $153,2 \text{ } \mu\text{V/W}$ intermédiaire entre les valeurs correspondant à une condition limite du type Dirichlet et une condition limite du type Neuman.

Les résultats de simulation montrent que lorsque la structure multicouche est disposée entre des couches de cuivre d'épaisseur supérieure à $35 \text{ } \mu\text{m}$ la sensibilité du capteur est pratiquement indépendante du type des conditions limites.

IV-4 - Echange radiatif avec le milieu environnant

Pour compléter l'étude sur la dépendance de la sensibilité avec les conditions limites, nous avons modélisé un échange radiatif entre la face supérieure du fluxmètre et le milieu environnant. Partant de la relation classique représentant l'échange radiatif entre deux surfaces aux températures absolues T_i et T_j :

$$\Phi_{ij} = A_i \varepsilon \sigma f_{ij} (T_i^4 - T_j^4)$$

T_i et T_j températures absolues des surfaces indicées i et j ,

Φ_{ij} flux radiatif échangé entre les surfaces,

σ constante de Stéphan Boltzman,

ε émissivité

A_i surface de l'élément de la paroi à température T_i ,

f_{ij} facteur de forme de la surface i par rapport à la surface j .

Cette relation modélisant l'échange radiatif entre deux surfaces i et j introduit une conductance non linéaire pour représenter le couplage entre la face supérieure du fluxmètre et le milieu environnant. Compte tenu de ce terme source, l'équation de Fourier n'est pas linéaire et la température de surface soumise à l'échange radiatif ne peut être obtenue que par un calcul itératif dans lequel la température de surface est modifiée jusqu'au moment où l'équation de Fourier est vérifiée.

En régime permanent, le flux radiatif échangé par la face supérieure du capteur disposé sur un plan à température constante est égal au flux conductif traversant la face inférieure du capteur maintenue à température constante. lorsque la face supérieure du fluxmètre est soumise au rayonnement provenant d'un élément plan parallèle (situé à une distance de 1 cm) et portée à une température de 100° par rapport au plan de référence :

- le flux traversant le plan à température imposée est égal à 10 mW,
- la température moyenne de la face supérieure du fluxmètre est de 0,439 K
- la résistance thermique obtenue à partir de ces valeurs $R = 43,96 \text{ K/W}$ est sensiblement égale aux valeurs obtenues précédemment pour les autres types de conditions limites,

En utilisant la distribution de gradients thermiques tangentiels, nous avons obtenu pour la sensibilité :

$$S = 150,3 \mu\text{V/W}$$

une valeur comprise dans les valeurs obtenues précédemment :

$$149,7 \mu\text{V/W} < S < 155 \mu\text{V/W}$$

Ce résultat numérique montre que la condition limite obtenue par modélisation d'un échange radiatif s'apparente à une condition du type "flux imposé" puisque la sensibilité est voisine de la valeur obtenue pour une condition de Newman. La figure 6 montre que le champ de température sur la face supérieure du capteur n'est pas parfaitement isotherme.

Même lorsque les conditions limites ne peuvent être linéarisées, la sensibilité prend une valeur sensiblement égale à la valeur déterminée pour des conditions limites du type Dirichlet.

Reprenant la simulation avec échange radiatif sur la face supérieure, nous

avons imposé une condition de Cauchy ($T_e = 20$, $h = 10 \text{ W/m}^2\text{K}$) sur la face inférieure du fluxmètre.

Les températures moyennes des faces inférieure et supérieure étant 84,9 et 86 sont différentes de 1,1 K pour un flux de 1,99 mW, nous obtenons pour la résistance 45,15 K/W.

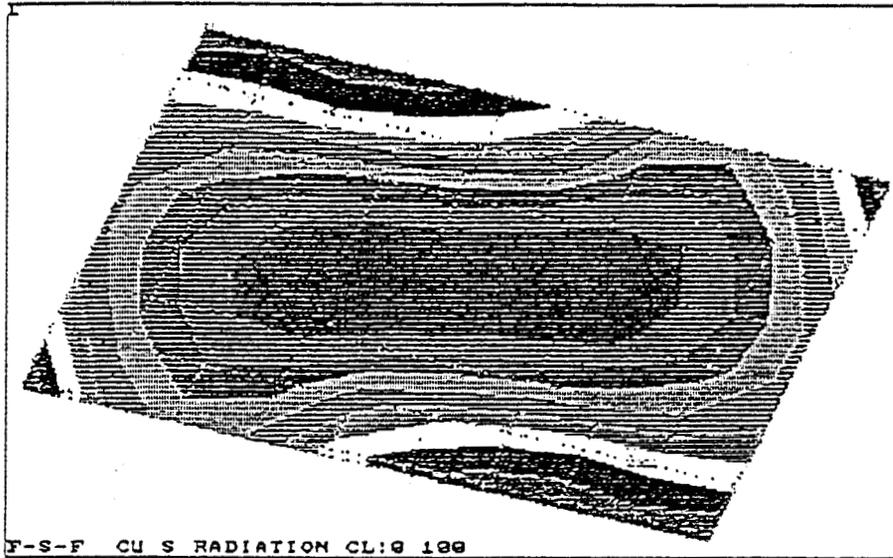
La sensibilité 153,3 $\mu\text{V/W}$ est sensiblement égale à la valeur obtenue avec d'autres conditions limites. L'ensemble des résultats est représenté dans le tableau :

Condition limite	$\Delta V \text{ } \mu\text{V}$	$\Phi = G \text{ mW}$	$S \text{ } \mu\text{V/W}$
Dirichlet [0 1]	21.5	23	155
Neuman [+80 μW -80 μW]	0.07	0,08	149,6
Cauchy $h = 10$ $T_e = 20$ Dirichlet 0	1.9 $T_s = 0.087$	1	153,2
Radiation $T_r = 100^\circ\text{C}$ Dirichlet $T = 0^\circ\text{C}$	8.9 $T_s = 0.43$	10	150,3
Radiation $T = 100^\circ\text{C}$ Cauchy $T_e = 20$ $h = 20 \text{ W/m}^2\text{K}$	1.8 $\Delta T_s = 0.19$	2	153,3

et montre qu'une structure multicouche dans laquelle est inséré un circuit thermoélectrique simple face a une sensibilité indépendante des propriétés des milieux environnants et de la nature des échanges avec ces milieux lorsque les faces extrêmes sont recouvertes d'une métallisation d'épaisseur égale au moins à 35 microns.

Pour des conditions limites du type "flux imposé", les surfaces externes ne sont pas parfaitement isothermes et les faibles gradients subsistant sur la surface sont à l'origine d'une faible diminution de la sensibilité du fluxmètre. fig 7

Dans ces conditions, la sensibilité ne dépend pratiquement que des hétérogénéités thermiques dissymétriques introduites dans le plan de la

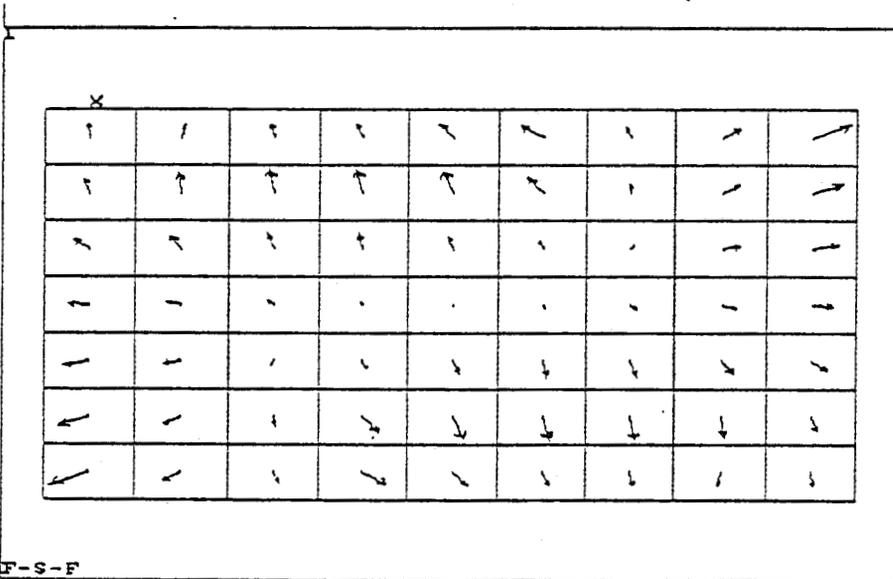


```

PZSKY 4.322
MURK 1989
SU: UNO
ST: ON 2
STERR HVI
ITERM HVI
TERR HVI
MAX HVI
ELX HVI
YU HVI
DICT HVI
XXF HVI
NY HVI

```

F-S-F CU S RADIATION CL:0 100



```

SU: UNO
ST: ON 1
STERR HVI
ITERM HVI
TERR HVI
MAX HVI
ELX HVI
YU HVI
DICT HVI
XXF HVI
NY HVI

```

F-S-F

fig 7 champs de température et gradients thermiques dans la face supérieure du fluxmètre dans le cas d'un échange radiatif.

thermopile pour "courber" les lignes de flux suivant la direction axiale. Le problème posé maintenant est de déterminer la taille de ces orifices gravés pour obtenir une grande sensibilité.

V - OPTIMISATION DES DIMENSIONS GEOMETRIQUES DE L'ORIFICE GRAVE

Dans le cas particulier d'une thermopile simple face, la dissymétrie thermique est due à la présence d'un "orifice rectangulaire" gravé sur la surface de chaque jonction thermoélectrique. Optimiser les dimensions géométriques de cet orifice revient à étudier la dépendance de la sensibilité en fonction de la position et des dimensions de l'orifice gravé sur la surface de la jonction thermoélectrique. fig 8

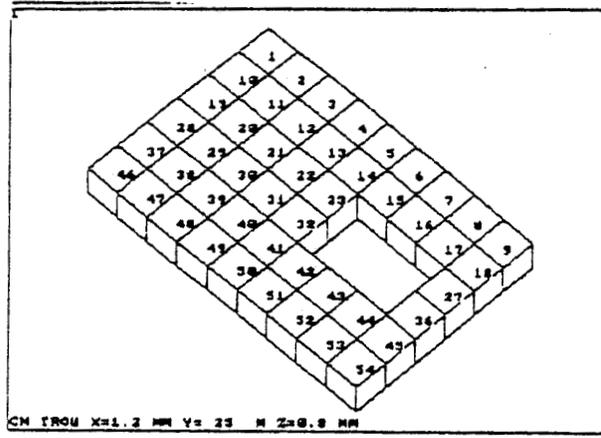
Nous avons tout d'abord observé que le maximum de sensibilité était obtenu lorsque l'orifice était gravé tangentiellement par rapport à la ligne frontière de la jonction thermoélectrique.

Partant de ce résultat essentiel, nous avons réalisé des simulations et calculé la sensibilité pour des orifices de dimensions variables suivant les directions axiale et transversale. Les résultats de simulation sont présentés dans le tableau suivant :

Orifice gravé		surface cuivrée longueur = 2.8 mm largeur = 2.4mm			
longueur mm	longueur mm	ΔV μV	R_T K/W	Φ mW	S $\mu V/W$
1.2	0.8	10.9	2390	27.9	65
1.2	1.6	22.4	2679.8	25.7	145
1.6	1.6	22.15	4676.9	24.3	151
1.6	2	21.5	5250.7	23	155

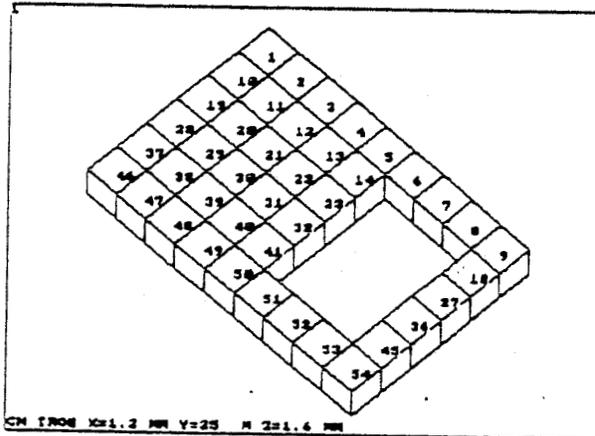
Plus l'importance relative de l'orifice gravé augmente par rapport à la surface de la jonction thermoélectrique, plus la conductance thermique

S = 65 $\mu\text{V}/\text{W}$



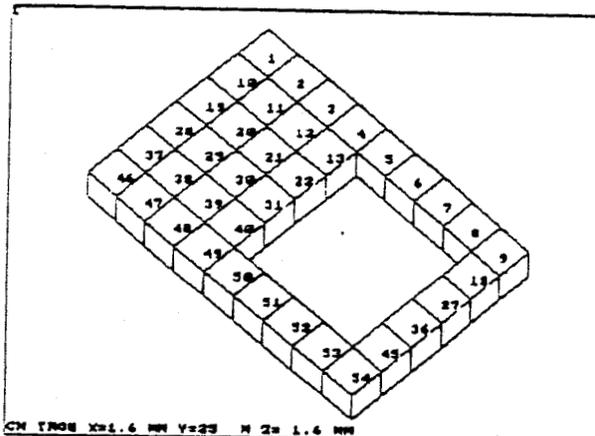
```
ANSYS 4.382
OCT 17 1989
18:39:3
PLOT NO. 1
ELEMENTS 1
XU 21
YU 21
ZU 21
DIST=0.001437
XP =0.0018
YP =0.188E-02
ZP =0.0012
XRT0=0.3
```

S = 145 $\mu\text{V}/\text{W}$



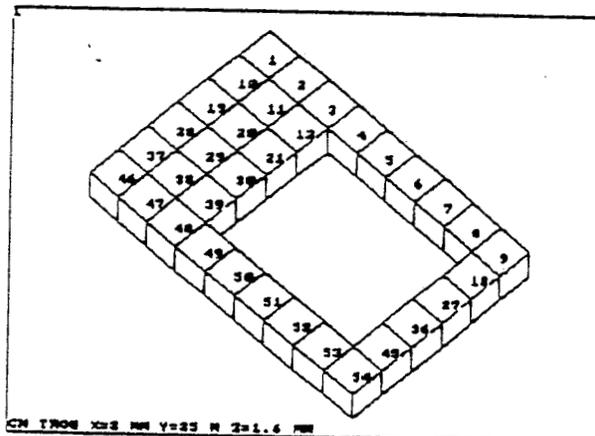
```
ANSYS 4.382
OCT 17 1989
18:44:1
PLOT NO. 3
ELEMENTS 3
XU 21
YU 21
ZU 21
DIST=0.001437
XP =0.0018
YP =0.188E-02
ZP =0.0012
XRT0=0.3
```

S = 151 $\mu\text{V}/\text{W}$



```
ANSYS 4.382
OCT 17 1989
3:47:36
PLOT NO. 1
ELEMENTS 1
XU 21
YU 21
ZU 21
DIST=0.001437
XP =0.0018
YP =0.188E-02
ZP =0.0012
XRT0=0.3
```

S = 155 $\mu\text{V}/\text{W}$



```
ANSYS 4.382
OCT 17 1989
18:53:26
PLOT NO. 2
ELEMENTS 2
XU 21
YU 21
ZU 21
DIST=0.001437
XP =0.0018
YP =0.188E-02
ZP =0.0012
XRT0=0.3
```

fig 8 effet des dimensions de "l'orifice gravé" sur la sensibilité d'un fluxmètre simple face

diminue puisque le trou gravé fait obstacle à la progression de la chaleur. Cette diminution de la conductance thermique est accompagnée d'une courbure des lignes de flux suivant la direction axiale du circuit thermoélectrique puisque la sensibilité est multipliée par facteur 5 lorsque la taille de l'orifice gravé est doublé. Ce résultat montre clairement que la dissymétrie du champ de température est déterminée par la présence de trous gravés sur le circuit bimétallique et que l'augmentation de sensibilité est liée à l'augmentation de la résistance tangentielle suivant la longueur du circuit.

Pour montrer clairement l'influence des trous gravés dans toute l'épaisseur du circuit thermoélectrique, nous avons simulé une cellule sans orifice gravé (figure 9). La dissymétrie du champ de température est due à la gravure de la seule électrode sur une épaisseur de 5 μm . Dans ces conditions, la composante tangentielle du flux est à prendre en compte à l'intérieur de l'orifice gravé et nous avons obtenu pour cette configuration une sensibilité beaucoup plus faible :

$$S = 29 \mu\text{V/W}$$

Soit une sensibilité 5,4 fois plus faible que la valeur précédente. Cet écart entre les sensibilités montre l'intérêt d'utiliser des structures à orifices gravés.

VI - INFLUENCE DES DIMENSIONS GEOMETRIQUES DU CIRCUIT THERMOELECTRIQUE

Le phénomène de distorsion des lignes de flux dans l'épaisseur de la structure multicouche étant déterminée par la forme du circuit bimétallique, la sensibilité dépend des dimensions géométriques des cellules du circuit.

VI - 1 - Influence de la largeur

La déviation des lignes de flux dans l'épaisseur de la structure multicouche dépend fortement des dimensions latérales du circuit puisque lorsque toutes les dimensions transversales sont divisées par deux, la différence de potentiel reste sensiblement la même alors que *le flux inducteur est divisé par 2*, et ceci quelle que soit la nature des

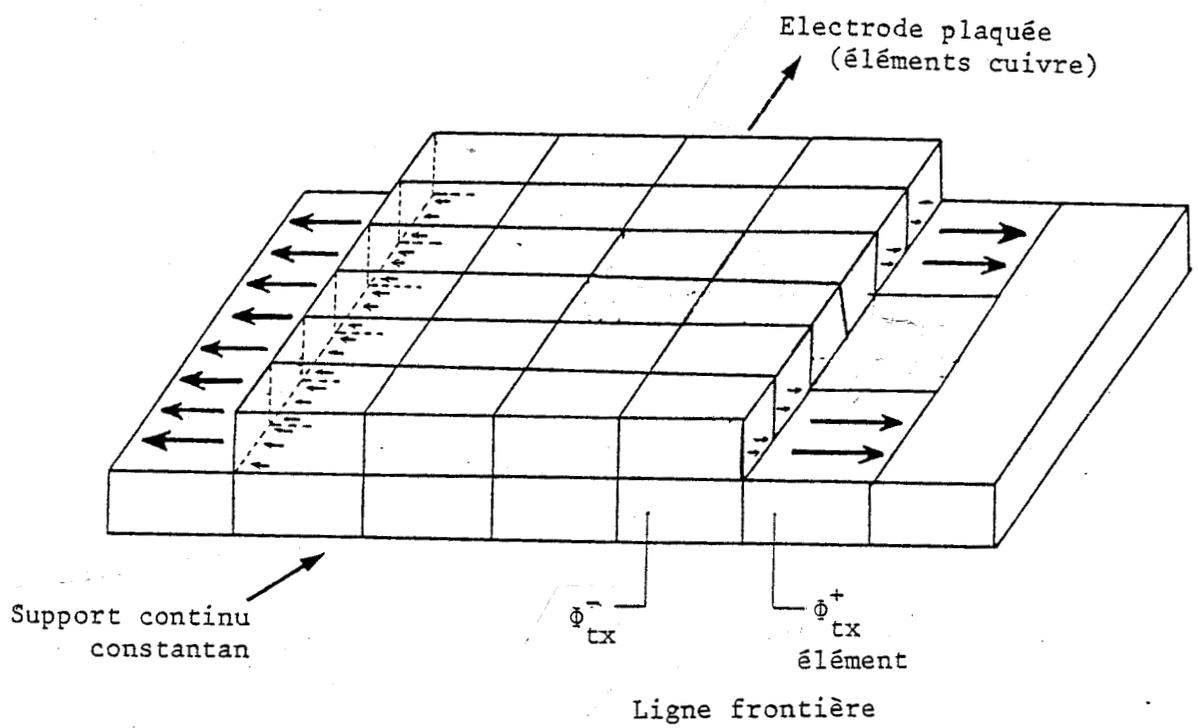


fig 9 jonction bimétallique sans "l'orifice gravé"

conditions limites.

Largeur divisée par 2 =		$\Delta y = 1.4 \text{ mm}$	
	$\Delta V \text{ } \mu\text{V}$	$\Phi \text{ mW}$	S $\mu\text{V/W}$
Dirichlet [0 1]	21.8	11.5	320,2
Neuman [+80 μW -80 μW]	0.15	80	325

Quelles que soient les conditions limites extérieures, la forme des tubes de flux thermique dépend du circuit thermoélectrique et le phénomène de constriction suivant la direction tangentielle est amplifié en divisant les dimensions transversales par 2. On aura donc intérêt à utiliser des cellules de très faible largeur.

VI - 2 - Influence de l'épaisseur des feuilles isolantes de la structure multicouche.

Dans toutes les simulations précédentes, le circuit thermoélectrique "simple face" était disposé entre deux feuilles de kapton d'épaisseurs égales à 25 microns.

Pour évaluer l'effet d'une dissymétrie de la structure multicouche, nous avons simulé plusieurs structures dissymétriques : cuivre : 35 μm , kapton supérieur d'épaisseur e_{sup} , circuit thermoélectrique comportant des cellules (longueur 3,6 mm, largeur 2,8 mm, kapton inférieur d'épaisseur e_{inf} et cuivre inférieur d'épaisseur 35 μm).

Dissymétrie de l'épaisseur des couches de kapton			
épaisseur en microns	ΔV μV	Φ mW	S $\mu V/W$
e sup = 5 e inf = 40	40.7	28.5	263,1
e sup = 5 e inf = 50	36.7	21.6	277,8
e sup = 25 e inf = 25	21.5	23	155,7
e sup = 40 e inf = 5	-7	25	63
e sup = 50 e inf = 5	-5.3	21	55

L'examen des résultats obtenus montre que pour une épaisseur totale d'isolant de 45 μm , la conduction tangentielle est fortement augmentée puisque la sensibilité passe à 263 (au lieu de 155 obtenue précédemment) pour une épaisseur de la couche isolante en contact avec les électrodes égale à 5 microns.

La sensibilité peut encore être augmentée en augmentant l'épaisseur de la couche isolante inférieure au prix d'une légère augmentation de la résistance thermique.

VI - 3 - Influence d'un matériau résistant entre les métaux de la jonction thermoélectrique

Dans la modélisation précédente, nous avons supposé un contact thermique parfait entre les matériaux constituant la structure multicouche. Dans cette partie, nous simulons l'influence d'une couche résistive entre les métaux de la jonction thermoélectrique. L'hypothèse de la présence d'une telle couche peut être envisagée lorsque le cuivre est d'abord déposé par

voie chimique.

Nous modélisons donc une couche intermédiaire de un micron d'épaisseur de conductivité variable entre $\lambda = 0,03$ et $0,5$ W/mK.

Influence d'une couche isolante intermédiaire isolante $e = 1 \mu\text{m}$			
conductivité thermique W/mK	$\Delta V \mu\text{V}$	$\Phi \text{ mW}$	S $\mu\text{V/W}$
contact parfait	21.5	23	155,7
0.03	15.8	21.1	121
0.05	16.2	21.7	123,4
0.4	22.5	22.8	157,1
0.5	21.9	22.9	159,7

Ces résultats montrent que l'effet thermique d'une couche intermédiaire isolante est de diminuer la sensibilité du capteur. Il faut toutefois remarquer que l'étude ne concerne que la perturbation des propriétés thermiques puisque nous supposons que la relation électrique de passage $E_{t_1} = E_{t_2}$ reste vérifiée. En fait, la présence d'un isolant électrique change la condition limite électrique et la façon la plus simple de caractériser cette influence est de partir de donnée expérimentale sur la corrélation entre résistance électrique et sensibilité du circuit thermoélectrique.

En conclusion, sur ces premières simulations, nous avons obtenu les résultats suivants :

- la conduction axiale tout d'abord dans le circuit thermoélectrique est déterminée par les dimensions et la dissymétrie des cellules du circuit thermoélectrique,
- l'effet des couches isolantes environnantes est également important puisqu'il est possible de doubler la sensibilité en diminuant jusqu'à une

valeur minimale l'épaisseur d'isolant en contact avec les électrodes du circuit et en augmentant l'épaisseur d'isolant supportant le ruban de constantan.

Ces premiers résultats montrent qu'il est possible de développer une optimisation des circuits thermoélectriques "simple face". En fait, puisqu'il n'est pas plus difficile en pratique de réaliser des circuits thermoélectriques "double face", nous allons caractériser de la même façon les structures multicouches à circuit imprimé avant de poursuivre le problème de l'optimisation.

VII - GENERALISATION A LA MODELISATION DES FLUXMETRES THERMIQUES "DOUBLE FACE"

VII-1- Calcul de la sensibilité

Dans un fluxmètre thermique double face, deux circuits thermoélectriques identiques sont disposés de part et d'autre d'une feuille de kapton, les supports en constantan étant situés face à face figure 10. Les orifices gravés dans chacun des circuits thermoélectriques sont disposés en "quinconce" de façon à maximiser les transferts tangentiels dans l'épaisseur de la structure multicouche. Pour montrer l'intérêt de ces structures, nous allons considérer des cellules de mêmes dimensions que les cellules "simple face" étudiées précédemment $\Delta x = 3,6$ mm, $\Delta y = 2,8$ mm. Les dimensions des orifices gravés sont prises d'abord assez faibles pour qu'il n'y ait pas chevauchement ; elles sont ensuite augmentées progressivement afin de mettre en évidence les variations de sensibilité liées à la distorsion des lignes de flux tangentiels dans cette structures. Dans toutes les simulations, la structure multicouche est disposée entre deux couches de cuivre de $35 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Toutes les couches de kapton ont une épaisseur égale à 25 microns.

Pour dissymétriser la partie cuivrée du circuit thermoélectrique, des orifices ont été gravés tangentiellement à l'une des lignes frontières du dépôt électrolytique, (ceci afin de dissymétriser au maximum la forme géométrique de l'électrode).

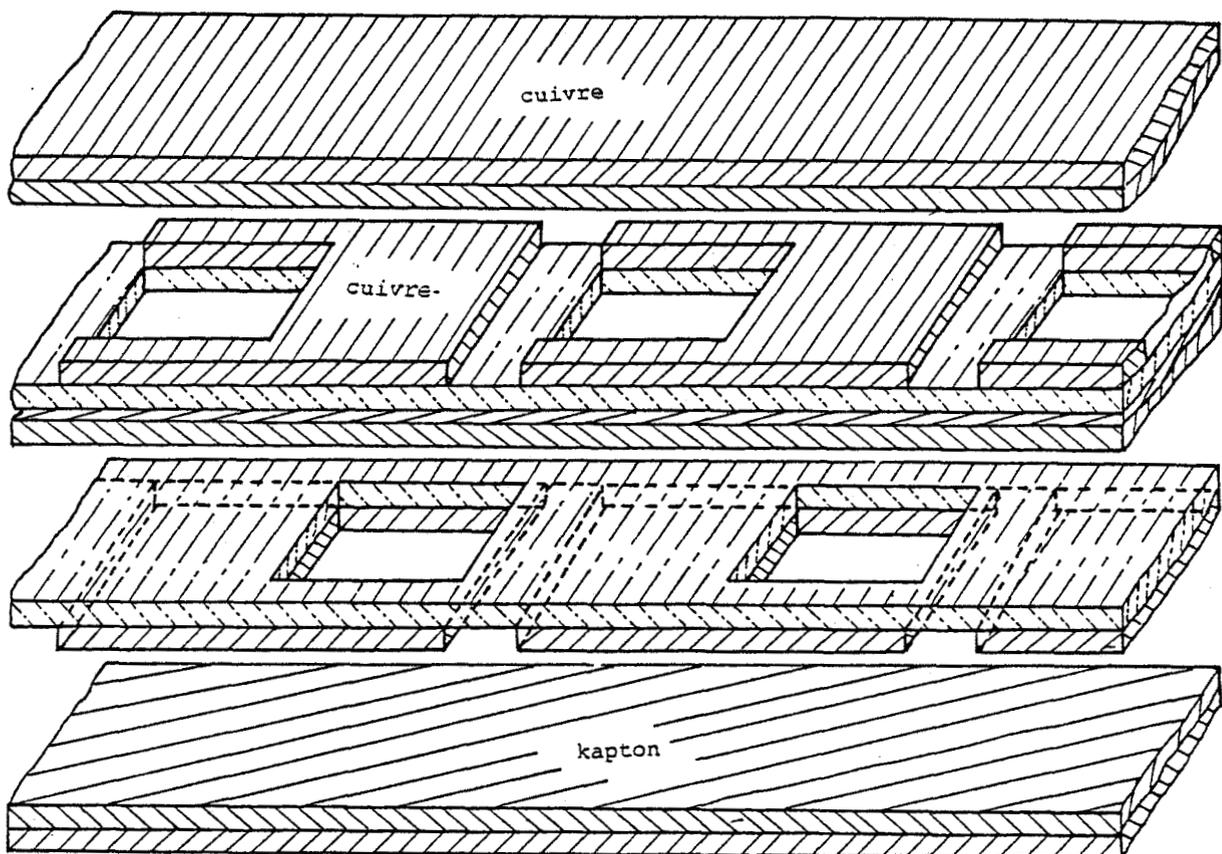


fig 10 fluxmètre double faces.

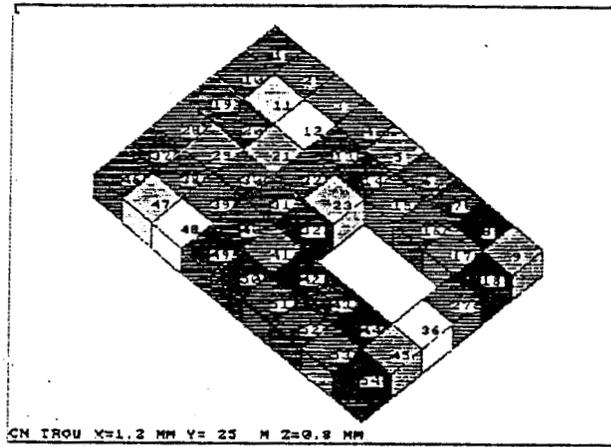
Des cellules comportant des "orifices gravés" de dimensions différentes sont représentées figure (11). Les orifices gravés étant disposés en quinconce, ce n'est que dans le cas d'une dimension longitudinale suffisante que ces orifices ont une partie commune. La forme du champ de température et la distribution de gradients thermiques dans le ruban de constantan est fortement influencée par les dimensions de l'orifice gravé figures 12 et 13. Les profils de température et de gradient thermique suivant la direction axiale du circuit sont représentés figures 14 et 15. Les résultats de simulation sont présentés dans le tableau suivant :

Effet des dimensions de "l'orifice gravé" dans la surface cuivrée de longueur = 2.9 mm et de largeur = 2.4 mm					
longueur mm	largeur mm	ΔV μV	Φ mW	Rt K/W	S $\mu V/W$
1.2	0.8	7.5	17.8	2390	70.4
1.2	1.6	15.5	15.7	2679.8	164.9
1.6	1.6	46	14.2	4676.1	538.1
1.6	2	43.7	13.8	5270.7	526.6

Ces résultats montrent que pour les "orifices gravés" de petite dimensions suivant la direction longitudinale, les lignes de flux sont moins déviées que dans le cas d'un circuit bimétallique "simple face" et la sensibilité de la structure "double face" n'est pas doublée par rapport à celle du "simple face".

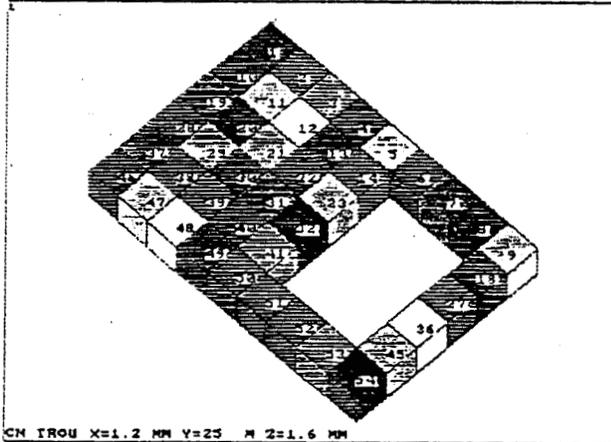
Par contre, dans le cas où les orifices gravés sur chacune des faces du circuit imprimé ont une partie commune, l'augmentation de la sensibilité peut être plus que doublée et l'utilisation d'une structure "double face" permet d'obtenir un capteur de grande sensibilité sans augmentation significative de l'épaisseur de la structure multicouche.

S=70.4 $\mu\text{V}/\text{W}$



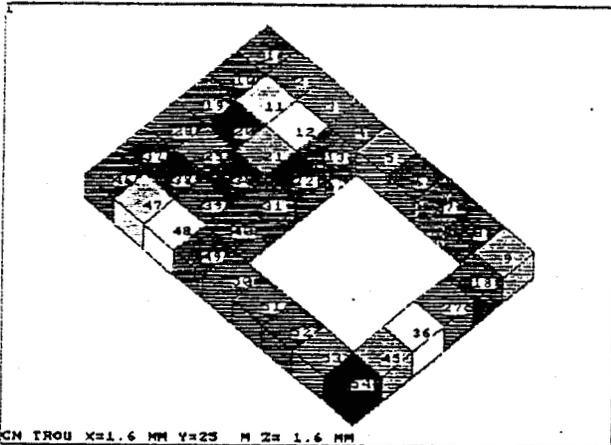
```
ANSYS 4.3a2
OCT 19 1989
19:39: 3
PLOT NO. 1
ELEMENTS
XU =1
YU =1
ZU =1
DIST=0.001427
XF =0.0018
YF =0.100E-03
ZF =0.0012
XRT0=0.3
```

S=164.9 $\mu\text{V}/\text{W}$



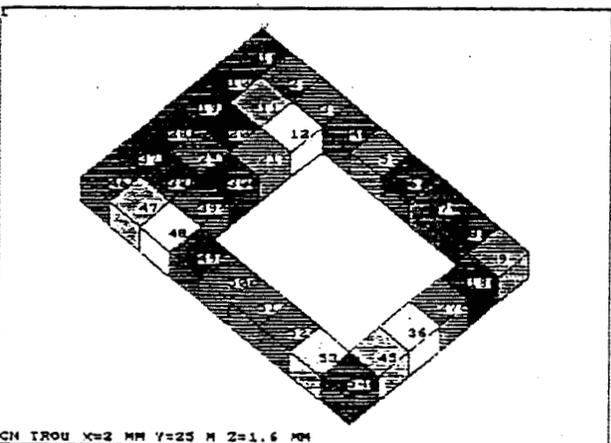
```
ANSYS 4.3a2
OCT 19 1989
19:44: 1
PLOT NO. 3
ELEMENTS
XU =1
YU =1
ZU =1
DIST=0.001427
XF =0.0018
YF =0.100E-03
ZF =0.0012
XRT0=0.3
```

S=538.1 $\mu\text{V}/\text{W}$



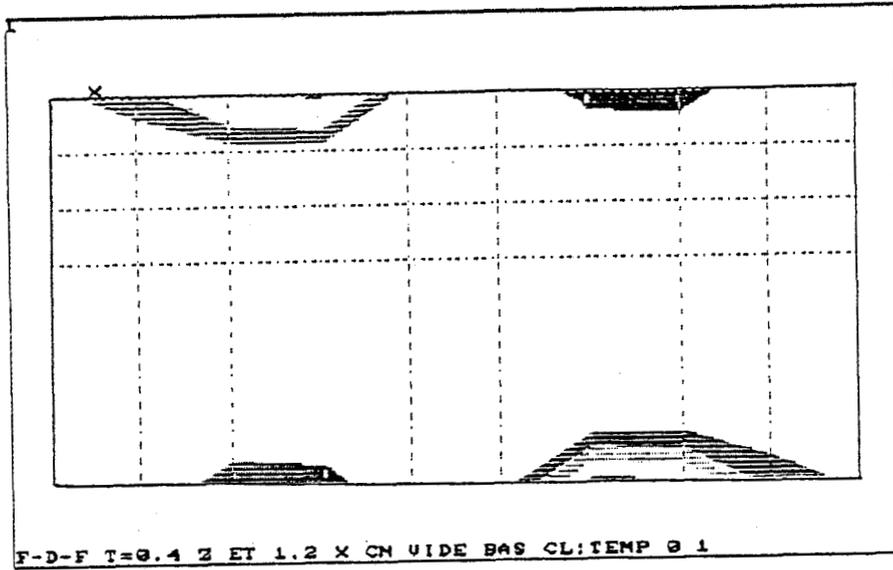
```
ANSYS 4.3a2
OCT 19 1989
19:47:26
PLOT NO. 1
ELEMENTS
XU =1
YU =1
ZU =1
DIST=0.001427
XF =0.0018
YF =0.100E-03
ZF =0.0012
XRT0=0.3
```

S=526.6 $\mu\text{V}/\text{W}$



```
ANSYS 4.3a2
OCT 19 1989
19:52:26
PLOT NO. 3
ELEMENTS
XU =1
YU =1
ZU =1
DIST=0.001427
XF =0.0018
YF =0.100E-03
ZF =0.0012
XRT0=0.3
```

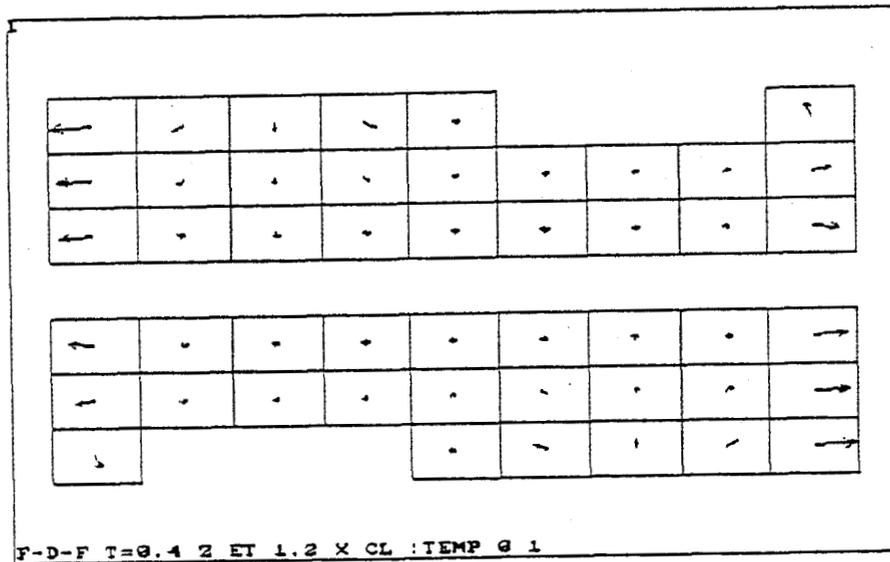
fig 11 effet des dimensions de "l'orifice gravé" sur la sensibilité d'un fluxmètre double faces.



```

ANALYS 4.302
APR 24 1989
9:48:32
PLOT NO. 2
POST1 VECTOR
STEP=1
ITER=1
TC
MAX = 249.217
ELEM=36
YU = -1
DIST = 0.00199
XZF = 0.0018
ZF = 0.0014

```



```

ANALYS 4.302
APR 24 1989
9:48:32
PLOT NO. 2
POST1 VECTOR
STEP=1
ITER=1
TC
MAX = 249.217
ELEM=36
YU = -1
DIST = 0.00199
XZF = 0.0018
ZF = 0.0014

```

fig 13 champs de température dans le plan de la jonction bimétallique et gradients thermiques dans les éléments du constantan pour une petite dimension de "l'orifice gravé"

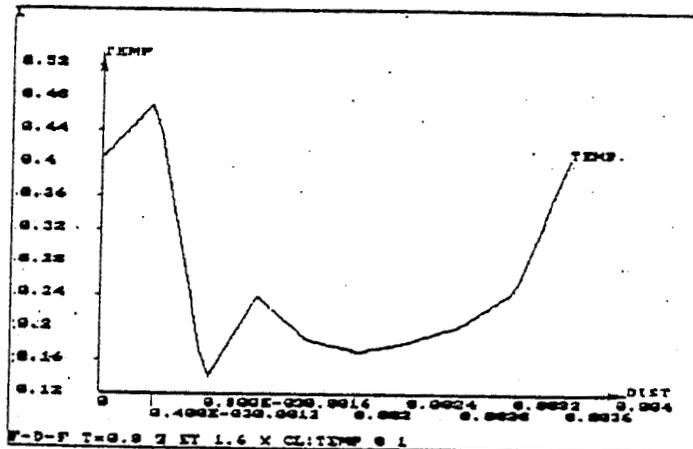
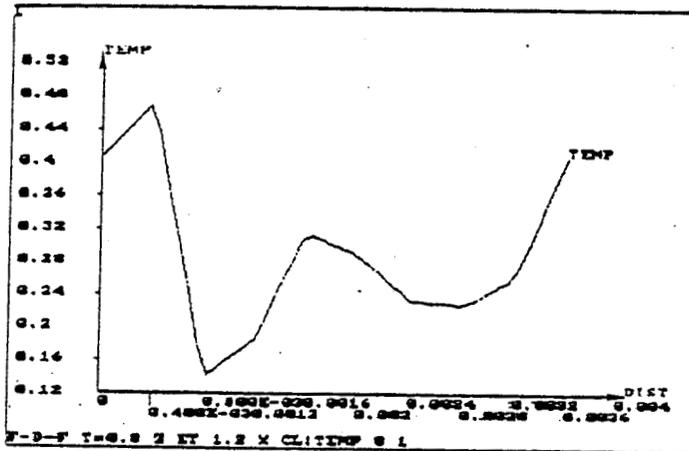
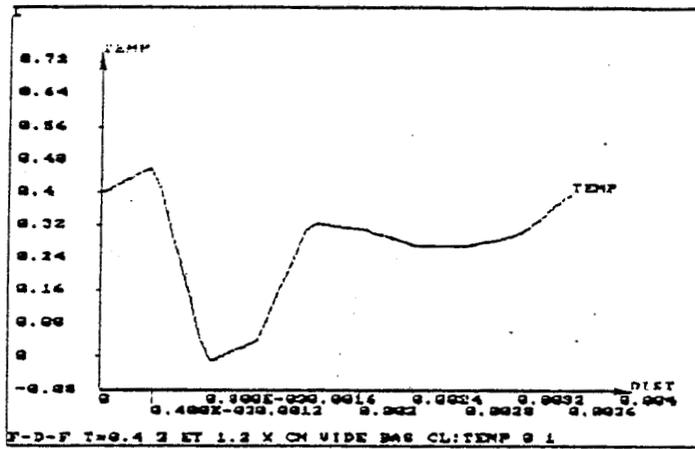
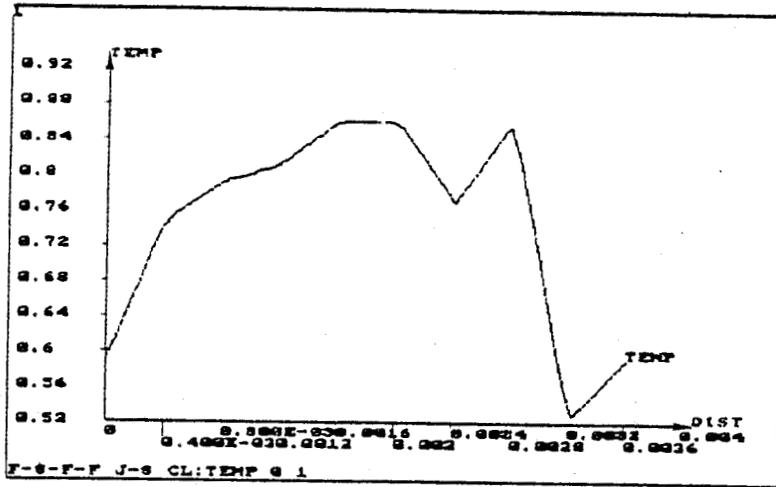
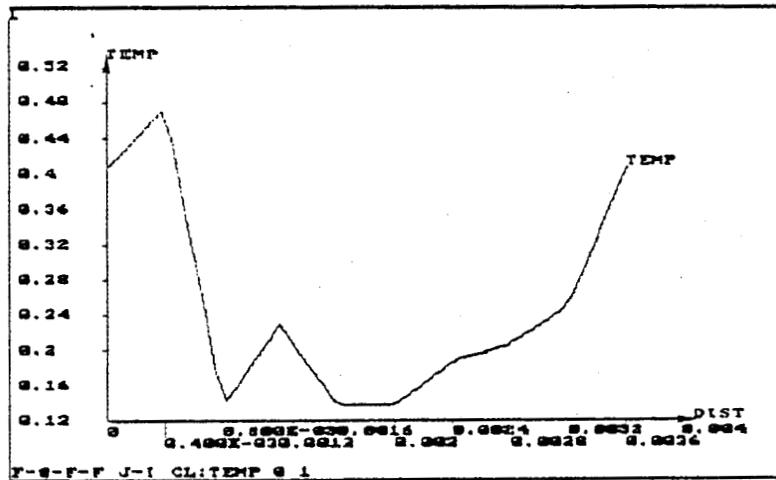


fig 14 effet des dimensions de "l'orifice gravé" sur les profils de température suivant la direction axiale.

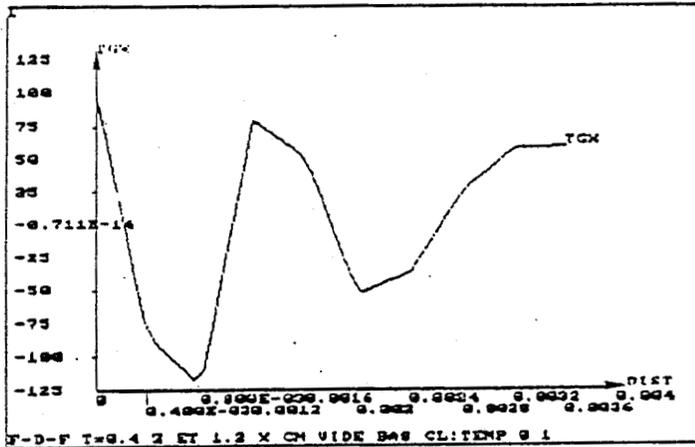


A



B

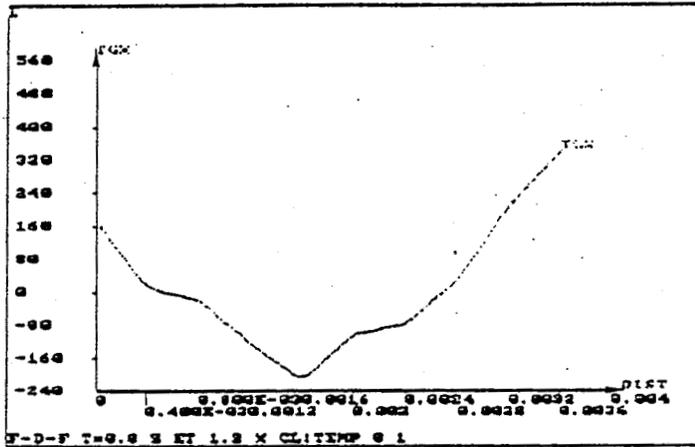
fig14 profils de température dans le plan axial de la jonction bimétallique supérieure (A) et inférieure (B) pour une condition limite de type dirichlet



```

ANVYS 4.382
APR 24 1989
LAW 0:34
POST1 NO. 4
STEP=1
ITER=1
PATH PLOT
NOD1=31
NOD2=48
TGX

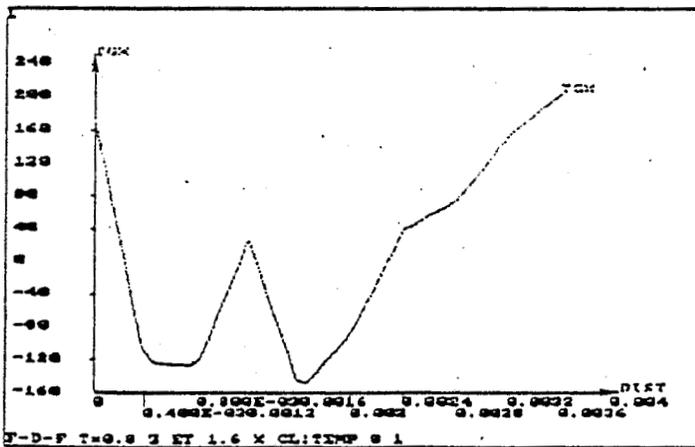
```



```

ANVYS 4.382
APR 24 1989
LAW 0:34
POST1 NO. 4
STEP=1
ITER=1
PATH PLOT
NOD1=31
NOD2=48
TGX

```

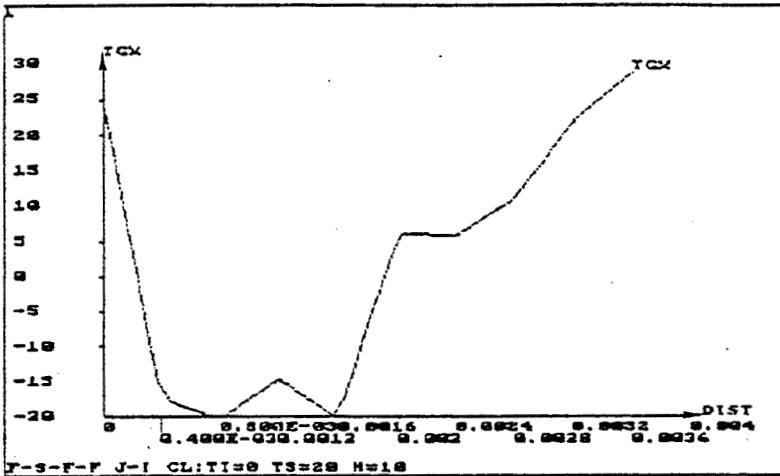


```

ANVYS 4.382
APR 24 1989
LAW 0:34
POST1 NO. 4
STEP=1
ITER=1
PATH PLOT
NOD1=31
NOD2=48
TGX

```

fig 15 effet des dimensions de "l'orifice gravé" sur les profils des gradients thermiques suivant la direction axiale.

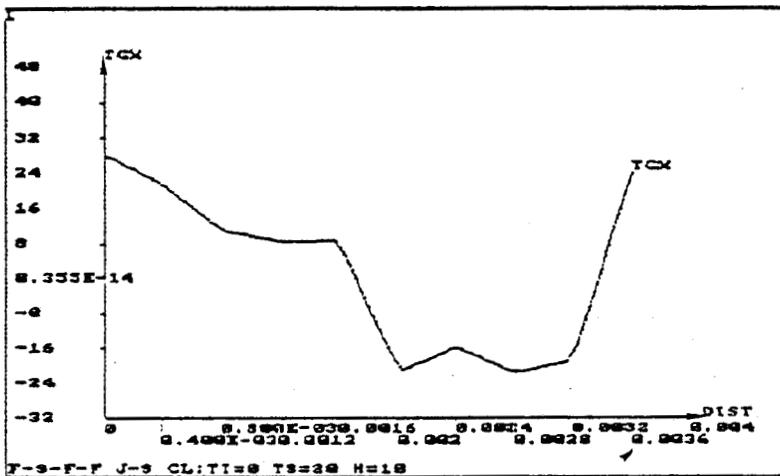


```

ANSYS 4.302
APR 17 1989
14:33:43
PLOT NO. 2
POST1
STEP=1
ITER=1
PATH PLOT
MOD1=31
MOD2=49
TCX
ZU =1
DIST=0.6666
XF =0.
YF =0.
ZF =0.

```

B



```

ANSYS 4.302
APR 17 1989
14:41:14
PLOT NO. 4
POST1
STEP=1
ITER=1
PATH PLOT
MOD1=61
MOD2=79
TCX
ZU =1
DIST=0.6666
XF =0.
YF =0.
ZF =0.

```

A

fig15 profils des gradients thermiques dans le plan axial de la jonction bimétallique supérieure (A) et inférieure (B) pour une condition de type Cauchy sur la face supérieure du fluxmètre, et une condition de type Dirichlet sur la face inférieure.

VII - 2 - Influence des dimensions

Comme dans le cas d'une structure multicouche avec circuit thermoélectrique simple face, la forme géométrique du circuit imprimé influence la forme des lignes de flux et la sensibilité dépend de la dimension transversale du circuit. pour mettre en évidence l'effet des dimensions transversales, nous avons divisé par 2, par 4, puis par 8 toutes les dimensions transversales. les résultats obtenus sont reportés dans le tableau suivant :

Influence de la dimension transversale (longueur : 3,6 mm)			
largeur mm	ΔV μV	Φ mW	S $\mu V/W$
2.8	43.67	13.8	526.4
1.4	41.14	7	983.1
0.7	34.53	3.5	1634.6

Ces résultats montrent clairement l'intérêt de réaliser des cellules élémentaires de dimension transversale la plus faible possible.

VII-3- Influence de la dimension longitudinale

Comme précédemment, pour déterminer l'effet d'une variation des dimensions longitudinales, nous avons simplifié toutes les dimensions suivant la longueur par 2.

Influence de la dimension longitudinale (largeur : 1,4 mm)			
longueur	ΔV μV	Φ mW	S $\mu V/W$
3,6	41.14	7	983.1
1,8	21.07	3.5	972

Les résultats obtenus montrent l'intérêt d'utiliser une cellule dont les dimensions longitudinale et transversale sont comparables.

Si, de plus toutes les dimensions sont divisées par 2 dans le sens de l'épaisseur, nous obtenons une sensibilité légèrement plus forte $S = 1053,4 \mu\text{V/W}$. Les performances d'une cellule élémentaire ne sont donc pas liées à son épaisseur puisque les performances ne sont pas diminuées lorsque toutes les épaisseurs sont divisées par 2.

VII-4- Sensibilité aux conditions limites

L'objectif de cette partie est d'étudier comme précédemment la variation de la sensibilité d'un circuit thermoélectrique "double face" en fonction des conditions limites supposées vérifiées sur les faces externes de la structure multicouche.

Les profils de température et de gradient thermique suivant la direction axiale de la jonction sont représentés figures 14 et 15

Nous considérons pour faciliter la comparaison avec les résultats de la partie précédente une cellule élémentaire de dimensions $\Delta X = 3,6 \text{ mm}$, $\Delta Z = 2,8 \text{ mm}$. En reprenant les mêmes types de conditions limites que dans la partie précédente, nous avons obtenu les résultats présentés dans le tableau suivant :

Influence des conditions limites sur une cellule double face			
Longueur 3.6 mm		Largeur 2.8mm	
Type de condition	$\Delta V \mu\text{V}$	$\Phi \text{ mW}$	$S \mu\text{V/W}$
Dirichlet [0 1]	43.7	13.8	526.4
Neuman [+80 μW -80 μW]	0.25	0.08	523
Cauchy $h=10\text{W/mK}$ $T_e=20$	6.3	2	526.2

Comme pour un circuit thermoélectrique simple face, la sensibilité d'un circuit thermoélectrique double face placé dans une structure multicouche

ne dépend pas des conditions limites lorsque les faces externes sont recouvertes d'une couche de cuivre d'épaisseur au moins égale à 35 microns.

Cette épaisseur de 35 microns est suffisante pour une cellule de largeur 2,8 mm. Lorsque toutes les dimensions transversales sont divisées par 2, une dépendance en fonction des conditions limites peut être mise en évidence.

Dépendance en fonction des conditions limites			
Largeur du circuit : 1,4 mm			
Type de condition	$\Delta V \mu V$	$\Phi \text{ mW}$	S $\mu V/W$
Dirichlet [0 1]	41.1	7	983.1
Neuman [+80 μW -80 μW]	0.42	0.08	882.5
Cauchy $h=10W/m^2K$ $T_e=20$	5.4	1	896

L'ensemble des résultats obtenus montre l'intérêt d'utiliser des cellules de dimension longitudinale comparables avec leur dimension transversale. Une structure double face ayant une sensibilité au moins égale au double de celle d'une structure simple face, l'utilisation de ces structures permet d'augmenter de façon significative la sensibilité tout en gardant une faible épaisseur.

L'objectif de la prochaine partie est de dégager de l'ensemble de ces résultats de simulation un critère permettant d'augmenter la sensibilité de façon significative et susceptible d'être vérifié expérimentalement.

OPTIMISATION DE STRUCTURES FLUXMETRIQUES ET APPLICATIONS

OPTIMISATION DE STRUCTURES FLUXMETRIQUES ET APPLICATIONS

I - EFFET DE LA CONDUCTIVITE DES COUCHES

L'ensemble des résultats de simulation précédents montre que la sensibilité d'une structure multicouche à un flux thermique perpendiculaire au plan de lamination est indépendante de la nature des milieux environnants lorsque les surfaces limites de la structure sont rendues isothermes par une couche conductrice d'épaisseur suffisante (au moins égale à 35 μm).

La sensibilité dépend toutefois de la forme détaillée du circuit thermoélectrique, de la conductivité et de l'épaisseur des couches de kapton disposées de part et d'autre du circuit thermoélectrique. Dans cette partie, nous allons étudier cette dépendance plus en détail;

Pour montrer clairement l'influence de cette couche isolante, nous allons substituer à l'une des feuilles de kapton une feuille isolante de conductivité 0,035 (polystyrène) ou 0,19 (plexiglass) ou 1,15 (verre) et d'épaisseur variable entre 5 microns et 710 microns (figure 1).

Comme précédemment, nous avons simulé le champ de gradient thermique dans le circuit constantan à partir duquel nous pouvons calculer la sensibilité de la structure multicouche. Les simulations ont d'abord été réalisées sur des circuits bimétalliques double face. La seule dissymétrie de la structure multicouche étant due à la différence entre les conductivités thermiques des couches électriquement isolantes disposées de part et d'autre du circuit thermoélectrique : d'un côté une feuille de kapton $\lambda = 0,156$, épaisseur 25 microns ; de l'autre une feuille isolante de conductivité λ et d'épaisseur e . figure 1

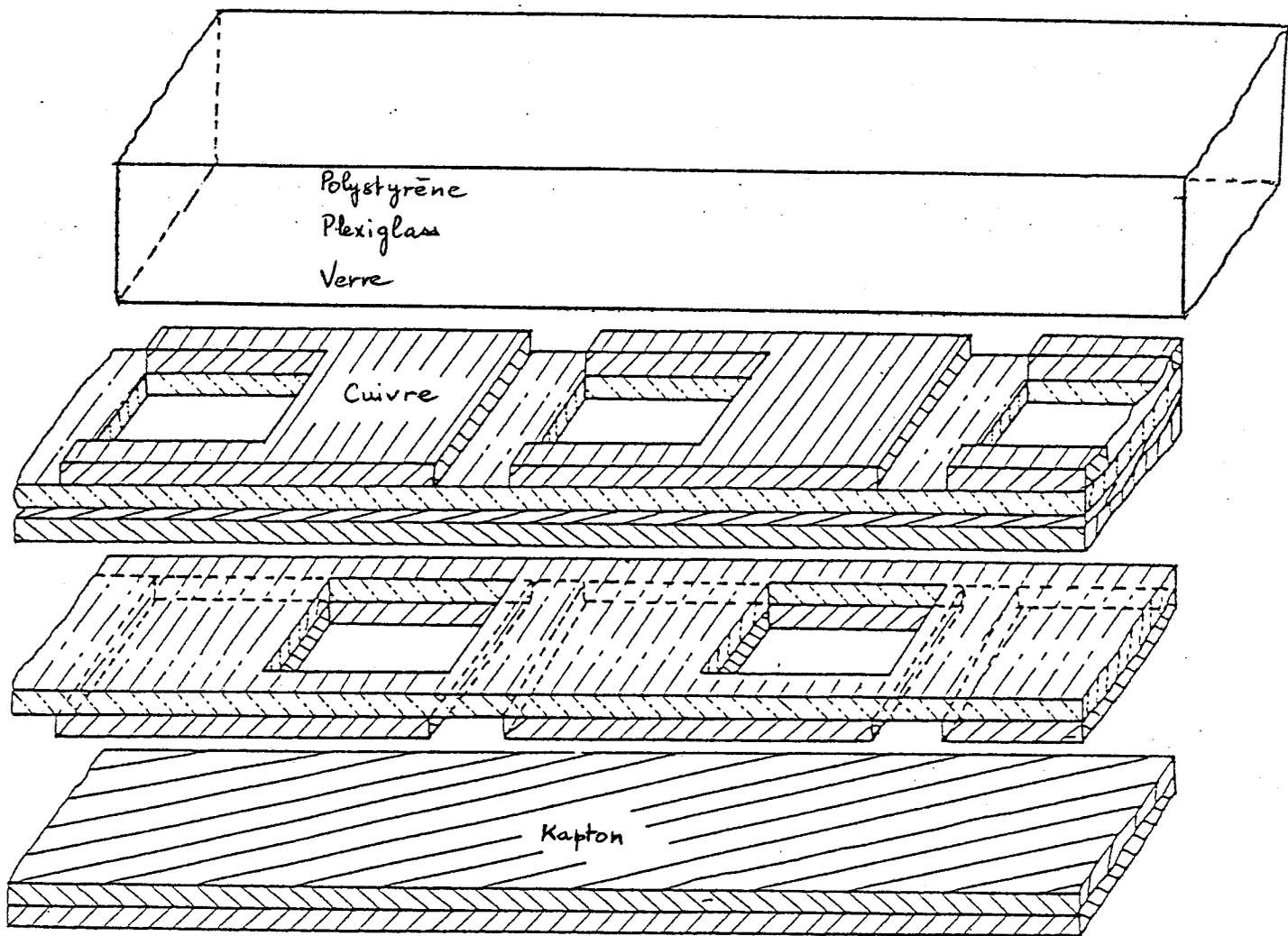


Fig 1 : Fluxmètre double face .

Le résultat de simulation le plus important est que les deux faces du circuit imprimé n'ont pas la même sensibilité. Pour un flux de 1 W traversant la surface de mesure, la face du circuit imprimé en contact thermique avec la feuille isolante est plus élevée que celle côté kapton lorsque la conductivité thermique de la feuille isolante est supérieure à celle du kapton (figure 2).

Pour obtenir une grande sensibilité, il faut disposer les électrodes du circuit bimétallique en contact thermique avec un matériau de grande conductivité thermique. Dans ces conditions de nombreuses lignes de flux sont *canalisées vers les électrodes à l'intérieur du matériau de grande conductivité* et une importante quantité de chaleur est diffusée suivant la longueur de la thermopile. En fait, cette "constriction" des lignes de flux par les électrodes est localisée dans la feuille isolante au *voisinage immédiat de la surface en contact avec les électrodes*. Lorsque l'épaisseur de la feuille isolante augmente, le phénomène de constriction des lignes de flux reste invariant au voisinage des électrodes et la sensibilité devient indépendante de l'épaisseur de la structure multicouche (figure 2-1).

La sensibilité d'une structure multicouche au flux thermique inducteur étant déterminée par la constriction des lignes de flux thermique au voisinage du circuit bimétallique, la sensibilité dépendra fortement de l'épaisseur de la feuille isolante dans le domaine des faibles épaisseurs puisque la constriction des lignes de flux n'est influencée par les dimensions géométriques que pour les faibles épaisseurs. Remarquons également que même pour une feuille de très faible conductivité thermique, lorsque l'épaisseur diminue fortement, la sensibilité côté feuille isolante augmente fortement pour devenir supérieure à la sensibilité de la face en contact thermique avec la feuille de kapton d'épaisseur 25 microns (figure 2.2).

Dans le cas où la conductivité de la feuille est grande par rapport à celle du kapton (figure 2-3) ($1,15 \text{ W/mK} \gg 0,15 \text{ W/mK}$) la sensibilité de la face du circuit bimétallique en contact est toujours plus grande que celle

fig 2.1 matériau=polystyrène

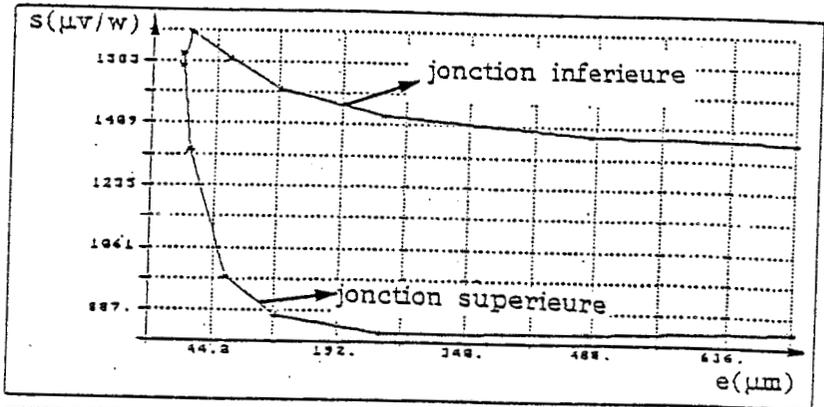


fig 2.2 matériau=plexiglass

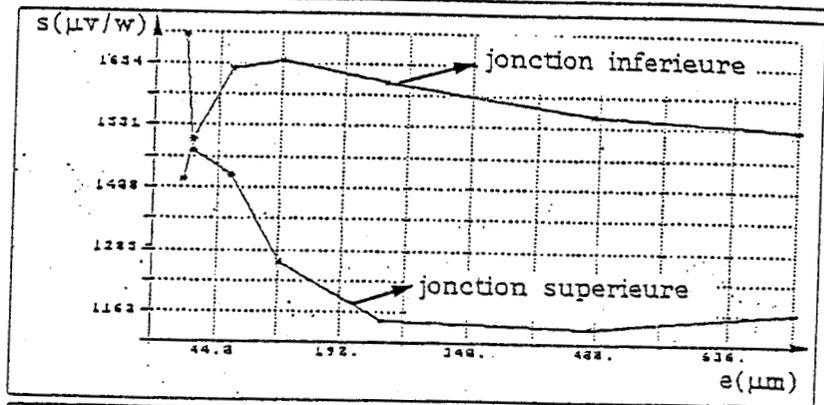


fig 2.3 matériau=verre

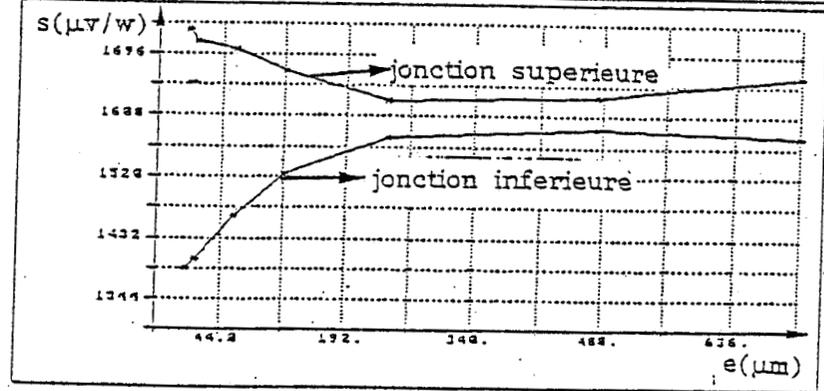


fig 2 variation des sensibilités des jonctions superieure et inferieure en fonction de l'épaisseur du matériau en contact thermique avec le circuit imprimé double faces.

du circuit en contact avec la feuille de kapton et ceci quelle que soit l'épaisseur du matériau de grande conductivité. Dans ce cas, le transfert de chaleur par constriction vers les électrodes du circuit bimétallique est facilité et les transferts tangentiels sont amplifiés dans l'épaisseur de la thermopile.

Ces résultats montrent que les sensibilités de chacune des faces d'un circuit bimétallique "double face" sont sensibles à l'environnement de ce circuit. Les sensibilités dépendant de la conductivité des feuilles en contact avec le circuit double face, de nouvelles méthodes de mesure fondées sur cette dépendance pourraient être envisagées.

Dans une telle structure multicouche, les transferts ne sont pas monodimensionnels et les relations entre grandeurs thermiques d'entrée et thermoélectrique de sortie ne sont pas liées de façon simple. Sur les figures 3a et 3b nous avons représenté les variations des tensions détectées sur la face supérieure ΔV_n (côté matériau) et sur la face inférieure ΔV_b (côté kapton, épaisseur 25 μm) en fonction du gradient thermique appliqué à la structure multicouche.

Les courbes de la figure 3 montrent une quasi linéarité entre le flux, les tensions ΔV_n et ΔV_b en fonction du gradient thermique inducteur appliqué suivant l'épaisseur de la structure multicouche. Le flux thermique traversant la structure est proportionnel au gradient thermique inducteur et il en est de même des tensions détectées sur chacune des faces du circuit imprimé bimétallique. Ces courbes montrent clairement que la relation f.e.m. détectée gradient thermique inducteur est sensiblement linéaire. Ce résultat peut être facilement interprété puisque les f.e.m. détectées sont directement proportionnelles de la distribution de gradients thermiques inducteurs.

Pour préciser cette dépendance, nous allons maintenant réaliser une partition dans la structure multicouche en séparant d'un côté la feuille de conductivité λ et d'épaisseur e (appelée matériau) et de l'autre le circuit bimétallique sur son support kapton (partie fluxmètre) et allons

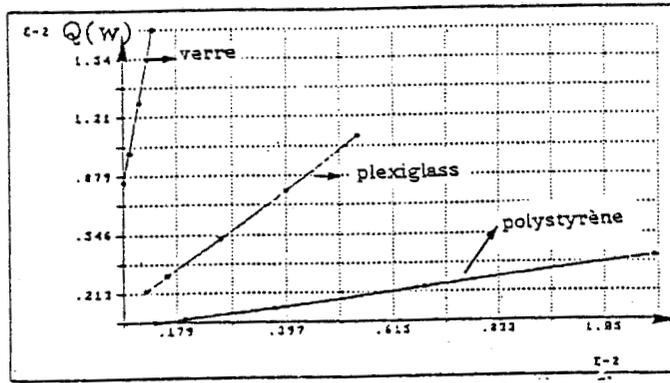


fig 3a flux traversant la structure multicouche

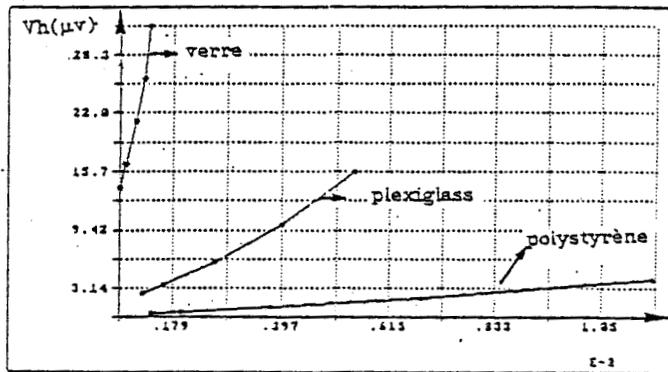


fig 3b f.e.m. détectée sur la face en contact thermique avec la feuille isolante

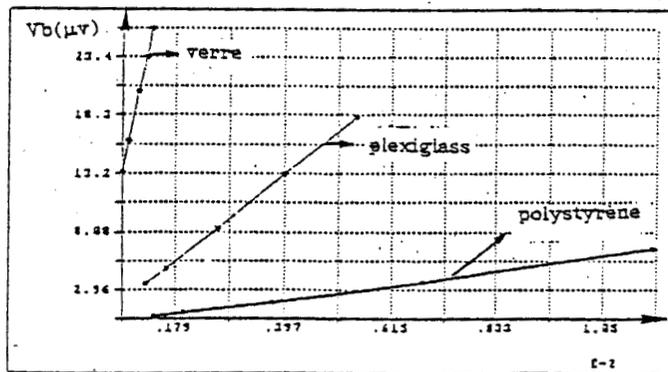


fig 3c f.e.m. détectée coté kapton

fig 3 variation en fonction du gradient thermique inducteur suivant la direction normale.

calculer l'énergie du champ de température stockée dans chacune de ces parties

II - ANALYSE DE LA DISTRIBUTION D'ENERGIE STOCKEE DANS LE CHAMP DE TEMPERATURE

Dans le cas particulier d'une structure bicouche en régime permanent, l'énergie stockée dans chaque couche peut s'exprimer en fonction du flux et de l'écart de température entre les surfaces limites de la couche :

$$W_s = \frac{\Delta T \Phi}{2} \quad \Phi \text{ flux thermique traversant la structure.}$$

Cette énergie stockée dans la structure bicouche est la somme des énergies stockées W_{s_1} et W_{s_2} dans chacun des matériaux disposés en cascade

$$W_s = W_{s_1} + W_{s_2}$$

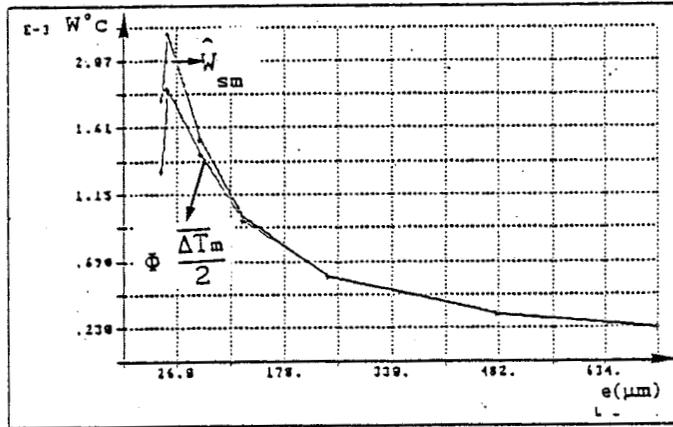
avec
$$W_{s_1} = \Phi \frac{\Delta T_1}{2} \quad W_{s_2} = \Phi \frac{\Delta T_2}{2}$$

ΔT_1 et ΔT_2 étant les écarts de température entre les surfaces limites des matériaux notés 1 et 2.

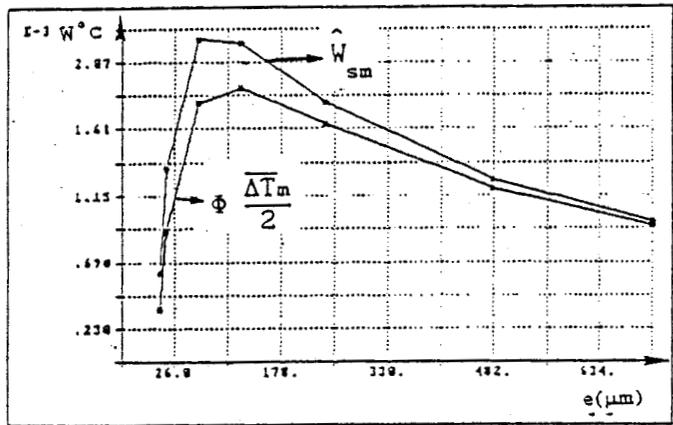
La structure multicouche précédente peut être utilisée pour modéliser le bicouche "matériau-fluxmètre" en régime permanent dans laquelle le champ de température *n'est pas monodimensionnel*. Nous allons donc introduire la température moyenne de la surface de séparation et la valeur moyenne des écarts $\overline{\Delta T}_m$ et $\overline{\Delta T}_f$ entre les surfaces limites du matériau et du fluxmètre (figure).

Dans ces conditions, nous pouvons calculer les énergies stockées \hat{W}_{sm} et \hat{W}_{sf} dans chacune des parties par sommation des énergies stockées dans chacun des éléments puis les quantités $\Phi \overline{\Delta T}_1 / 2$ et $\Phi \overline{\Delta T}_2 / 2$ qui sont égales aux énergies qui seraient stockées uniquement dans le cas de transfert *quasi monodimensionnels*.

polystyrène



plexiglass



verre

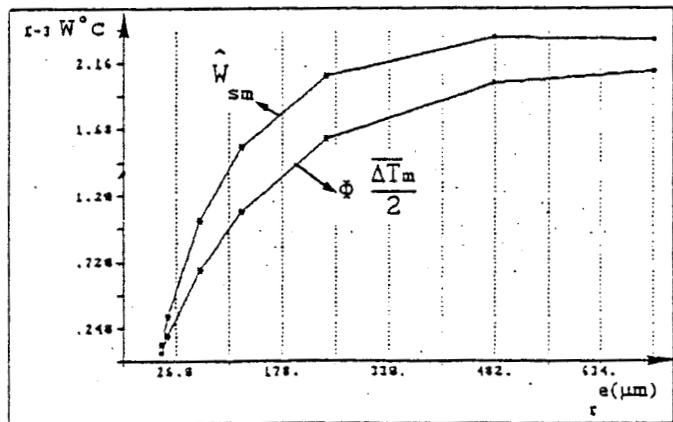


fig 4 variation de l'énergie stockée dans le matériau en fonction de l'épaisseur. comparaison avec les résultats obtenus par un transfert monodimensionnel.

A partir des résultats précédents, nous avons calculé et représenté figure 4 l'énergie stockée dans les matériaux et sur la même figure la quantité $\Phi \overline{\Delta T}_m / 2$ en fonction de l'épaisseur du matériau.

L'examen des variations montre que pour les matériaux en couche de forte épaisseur, la relation :

$$\hat{W}_{sm} = \Phi \frac{\overline{\Delta T}_m}{2}$$

est vérifiée et le transfert thermique s'apparente à un transfert monodimensionnel dans le matériau.

Par contre, pour les matériaux de faible épaisseur :

$$\hat{W}_{sm} > \Phi \frac{\overline{\Delta T}_m}{2}$$

et la différence entre les courbes est due à l'énergie stockée dans le champ de température tridimensionnel (constriction des lignes de flux).

Ces remarques s'appliquent également aux courbes de la figure représentant l'énergie stockée dans la partie fluxmètre. Remarquons toutefois que pour les faibles épaisseurs, l'énergie stockée dans le fluxmètre est beaucoup plus importante que dans le matériau puisque la constriction des lignes de flux surtout localisée au voisinage du circuit bimétallique. fig 5

Les énergies stockées dans le fluxmètre et dans le matériau sont représentées figure 6.

Ces courbes peuvent être utilisées pour déterminer une épaisseur critique de matériau e_1 telle que pour :

$e < e_1$, l'énergie du champ de température est surtout localisée dans la partie fluxmètre,

$e = e_1$, l'énergie est également répartie entre le fluxmètre et le matériau,

$e > e_1$, l'énergie du champ de température est surtout localisée dans le matériau et la sensibilité dépend alors des propriétés thermiques du matériau.

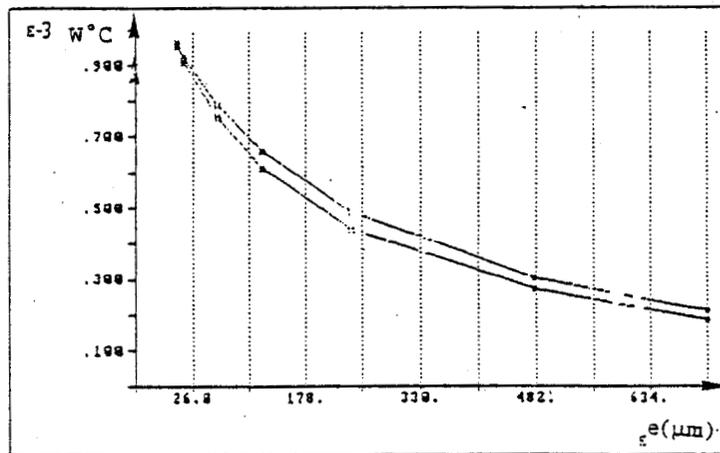
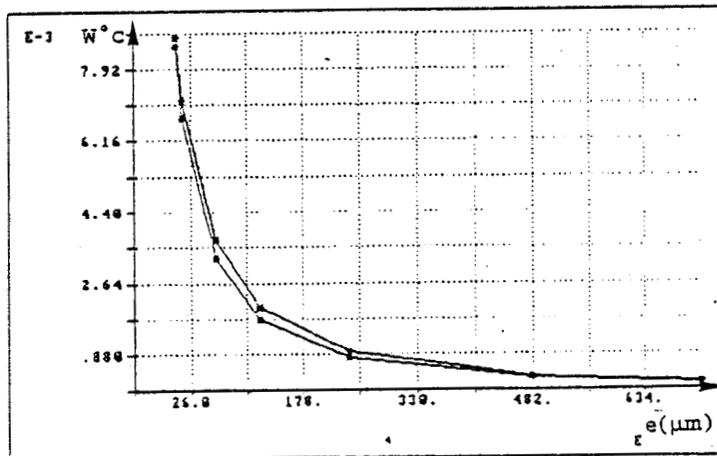
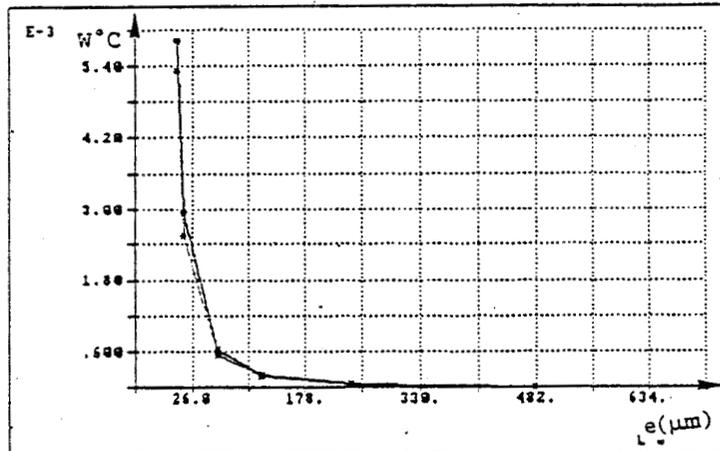


fig 5 variation de l'énergie stockée dans le fluxmètre en fonction de l'épaisseur dans le cas d'un transfert uniforme et non uniforme

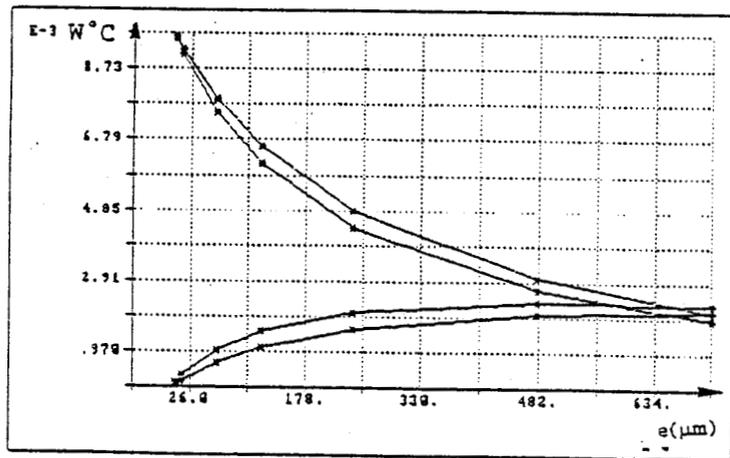
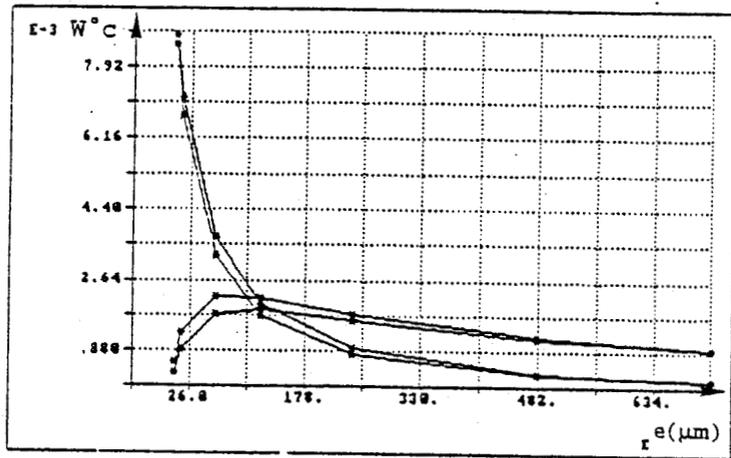
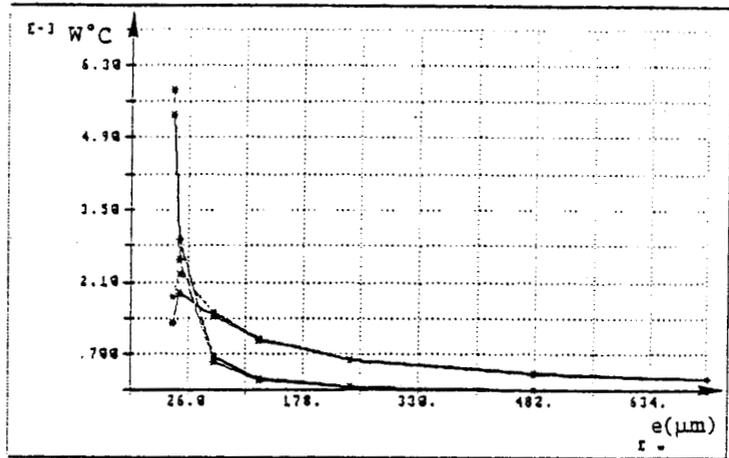


fig 6 variation de l'énergie stockée dans le fluxmètre et dans le matériau pour un transfert uniforme et non uniforme.

Nous pouvons également déterminer les proportions relatives d'énergies stockées dans le matériau et dans le fluxmètre

$$\frac{\hat{W}_{sm}}{\hat{W}_{st}} \quad \text{et} \quad \frac{\hat{W}_{sf}}{\hat{W}_{st}}$$

avec la conductivité du matériau comme paramètre. Les courbes de la figure 7 montrent clairement que :

$$e_{1 \text{ poly}} < e_{1 \text{ plexi}} < e_{1 \text{ verre}}$$

avec

$$\begin{aligned} e_{1 \text{ poly}} &= 26 \mu\text{m} \\ e_{1 \text{ plexi}} &= 76 \mu\text{m} \\ e_{1 \text{ verre}} &= 508 \mu\text{m} \end{aligned}$$

Les courbes obtenues montrent également que pour des structures multicouches de faible épaisseur, l'énergie du champ de température est localisée dans le fluxmètre et que ce stockage énergétique correspond à une sensibilité maximale de chacune des faces du circuit thermoélectrique. La couche de matériau correspondant à cette condition de fonctionnement de la structure multicouche est d'autant plus épaisse que la conductivité thermique prend une valeur élevée. Pour un matériau ayant la conductivité thermique du verre, l'énergie du champ de température est stockée dans le fluxmètre pour des épaisseurs de matériau allant jusqu'à 508 μm . Ces résultats montrent l'intérêt des structures multicouches de faible épaisseur pour réaliser des capteurs directement sensibles au flux thermique de grande sensibilité.

Ces résultats permettent de mettre en évidence une relation entre la sensibilité d'un circuit thermoélectrique et la conductivité de la couche en contact thermique avec les électrodes. Cette dépendance pourra être mise à profit pour mesurer la conductivité thermique de matériaux en faible épaisseur. Dans ce type d'application, il faut que l'énergie du champ de température soit localisée dans le matériau et l'épaisseur de la couche à caractériser sera supérieure à l'épaisseur critique e_1 définie précédemment. Pour une épaisseur de matériau égale à 710 μm , l'énergie du

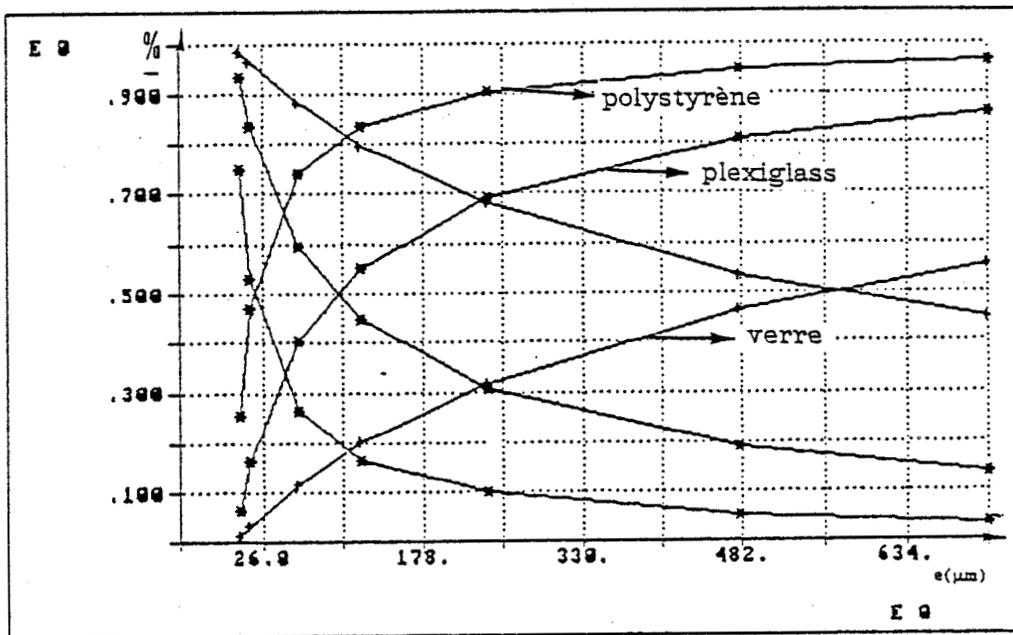


fig 7 variation en pourcentage de l'énergie stockée dans un fluxmètre double faces et dans les matériaux en fonction de l'épaisseur

champ de température sera répartie de la façon suivante :

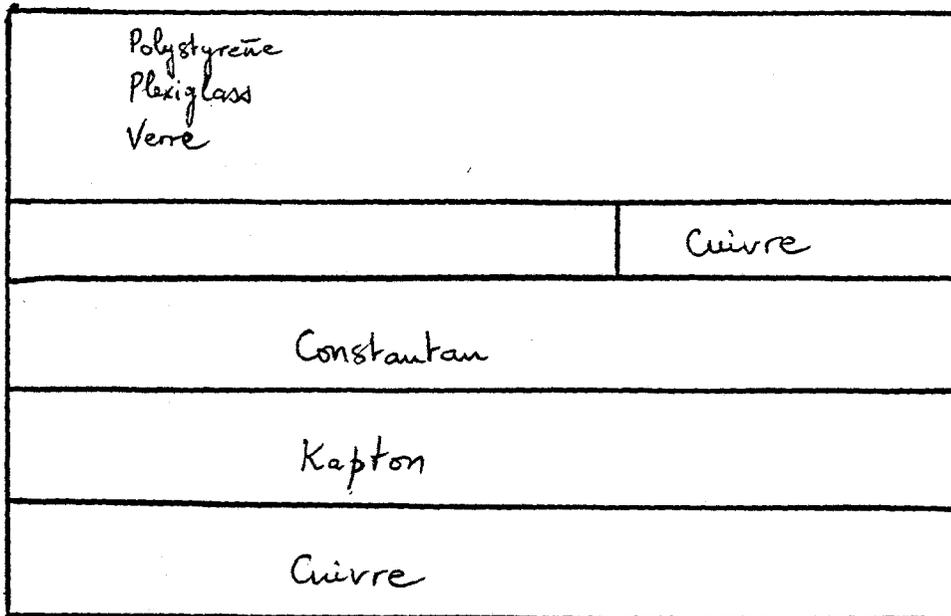
Répartition de l'énergie stockée			
	$\lambda = 0,035$ polystyrène	$\lambda = 0,19$ plexiglass	$\lambda = 1,15$ verre
matériau	98 %	86 %	55 %
fluxmètre	2 %	14 %	45 %

montrant clairement que dans le cas d'un matériau de faible conductivité thermique, la force électromotrice détectée par le circuit thermoélectrique est représentative du champ de température localisée essentiellement dans la couche isolante. De plus, dans ces conditions le transfert thermique est pratiquement monodimensionnel dans la couche de faible conductivité.

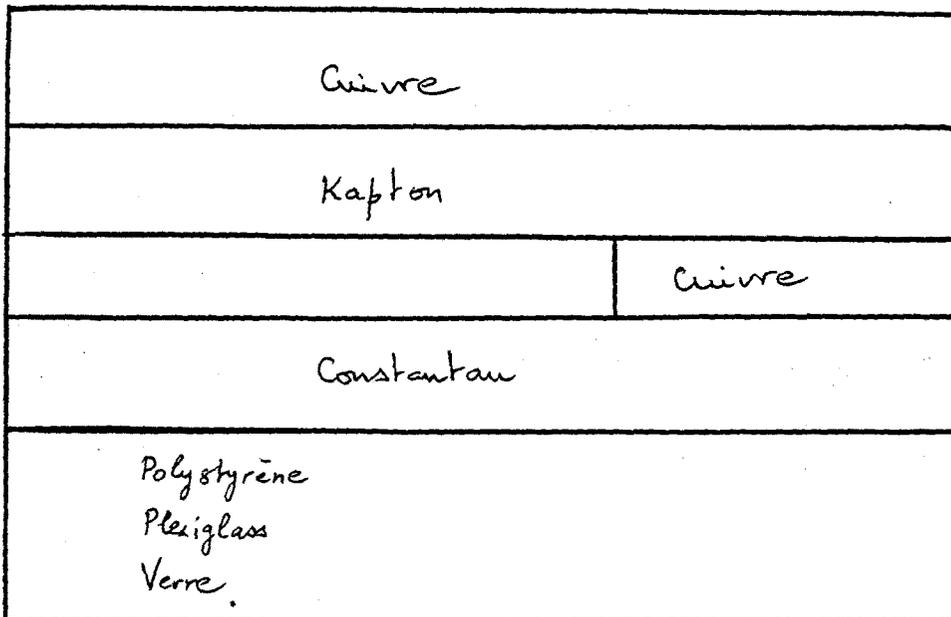
En conclusion, nous retiendrons que dans le cas de structure multicouches de très faible épaisseur, l'énergie du champ de température est surtout localisée dans le circuit bimétallique. Le dispositif fonctionne en fluxmètre thermique.

Pour des structures comportant une couche de matériau d'épaisseur plus importante, la f.e.m. dépend de la conductivité du matériau et la variation de la sensibilité avec la conductivité peut être utilisée pour caractériser les propriétés thermiques des matériaux en feuille.

Les résultats sont généraux et peuvent être généralisées au cas d'un "circuit bimétallique simple face". Un tel circuit ne comportant que des électrodes en cuivre sur une seule face est dissymétrique par construction et l'objet de cette partie est de mettre en évidence l'effet de l'environnement sur la différence de potentiel détectée par le circuit thermoélectrique. (Fig 8)



Circuit thermoélectrique ayant ses électrodes en contact thermique avec une feuille isolante.



Circuit thermoélectrique ayant sa face inférieure en contact thermique avec une feuille isolante.

Fig: 8

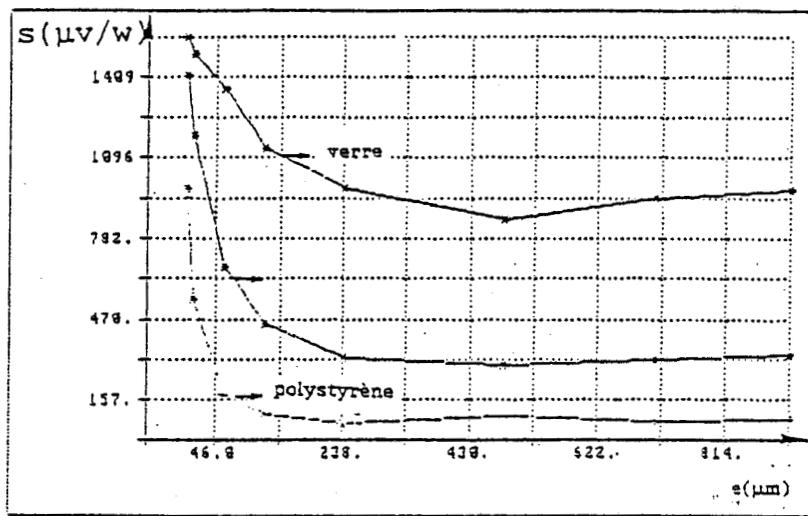


fig 8.1 variation de la sensibilité en fonction de l'épaisseur pour un circuit ayant ses électrodes en contact thermique avec une feuille isolante.

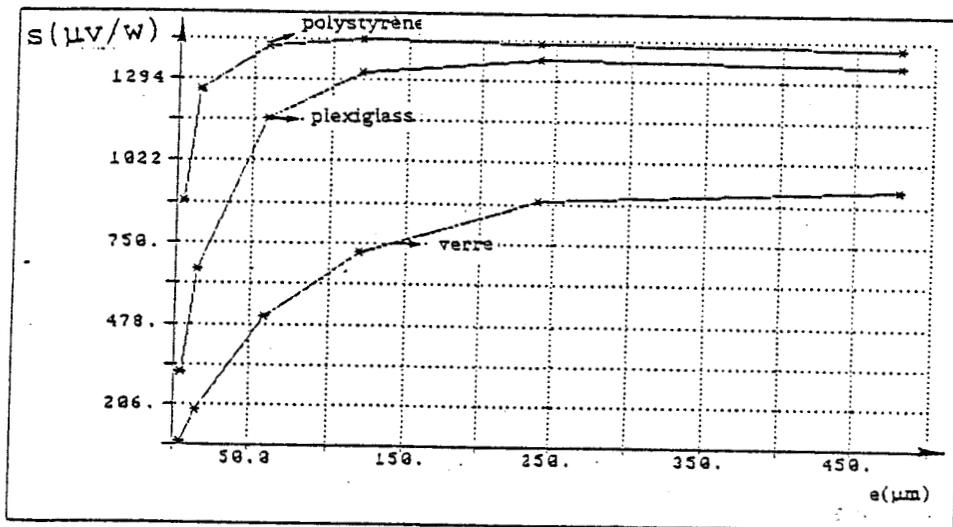


fig 8.2 variation de la sensibilité en fonction de l'épaisseur pour un circuit thermoélectrique ayant sa face inférieure en contact thermique avec une feuille isolante.

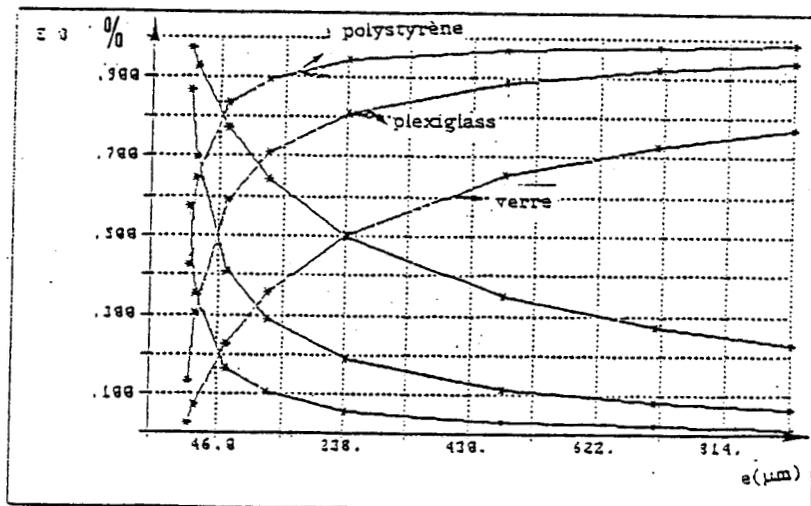


fig 8.3 variation du pourcentage de l'énergie stockée dans les matériaux et dans le fluxmètre en fonction de l'épaisseur.

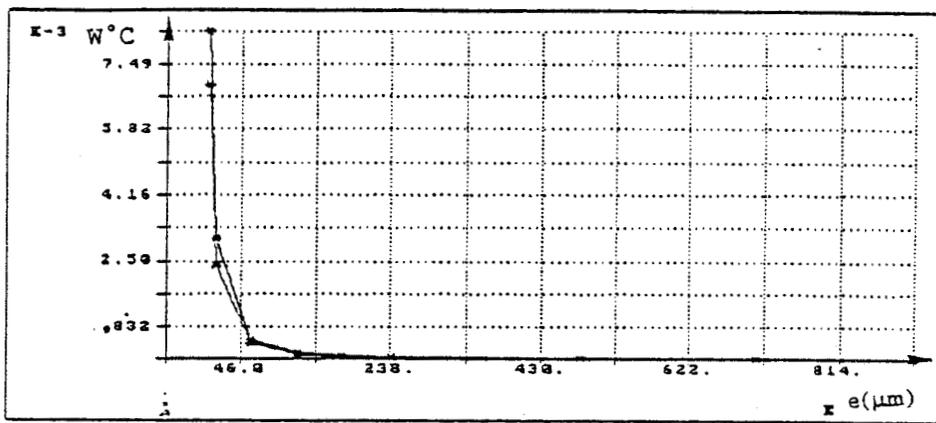
Considérons d'abord un circuit bimétallique disposé sur une feuille de kapton de 25 μm d'épaisseur ayant ses électrodes en contact thermique avec une feuille électriquement isolante de conductivité thermique λ et d'épaisseur e . La sensibilité est représentée figure 8-1 en fonction de l'épaisseur, la conductivité thermique de la feuille isolante étant considérée comme un paramètre.

Comme précédemment la sensibilité est d'autant plus importante que la conductivité du matériau en contact avec les électrodes a une valeur élevée. La différence de potentiel détectée est déterminée par la constriction des lignes de flux dans la feuille isolante et augmente fortement pour les faibles épaisseurs puisque la constriction des lignes de flux est alors influencée par l'épaisseur de la feuille isolante.

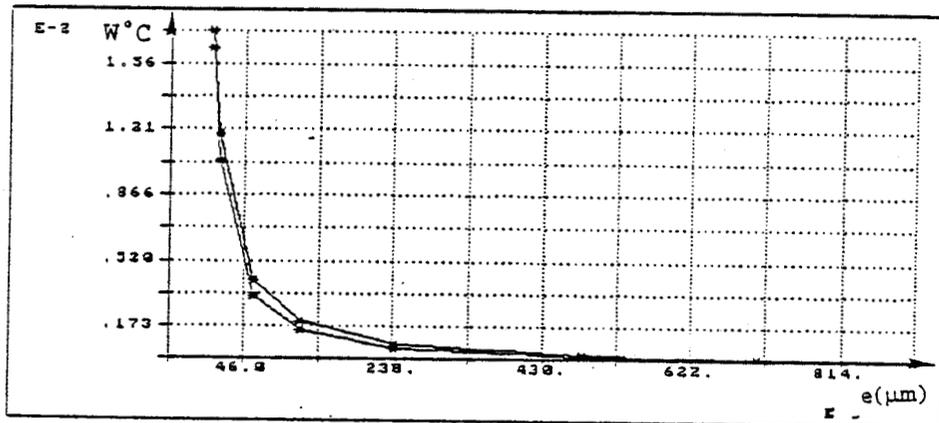
Dans la configuration complémentaire où les électrodes sont en contact thermique avec une feuille de kapton cuivre de 25 microns d'épaisseur (cuivre 35 microns), le ruban de constantan étant sur une feuille électriquement isolante d'épaisseur e et de conductivité λ , nous obtenons des résultats inverses. La sensibilité maximale est maximale lorsque la face inférieure du circuit de constantan est en contact thermique avec une feuille de faible conductivité thermique. Elle diminue lorsque la conductivité de la feuille support augmente pour prendre une valeur minimale dans le cas d'un support de conductivité thermique $\lambda = 1,15 \text{ W/mK}$.

Comme précédemment, nous avons assimilé l'ensemble "matériau, fluxmètre" (ensemble circuit thermoélectrique simple face sur la feuille de kapton de 25 μm d'épaisseur) à un bicouche et avons calculé l'énergie du champ de température localisée dans chacune des couches. Nous nous sommes d'abord intéressés à la configuration pour laquelle la couche isolante était placée en contact thermique avec les électrodes du circuit thermoélectrique simple face.

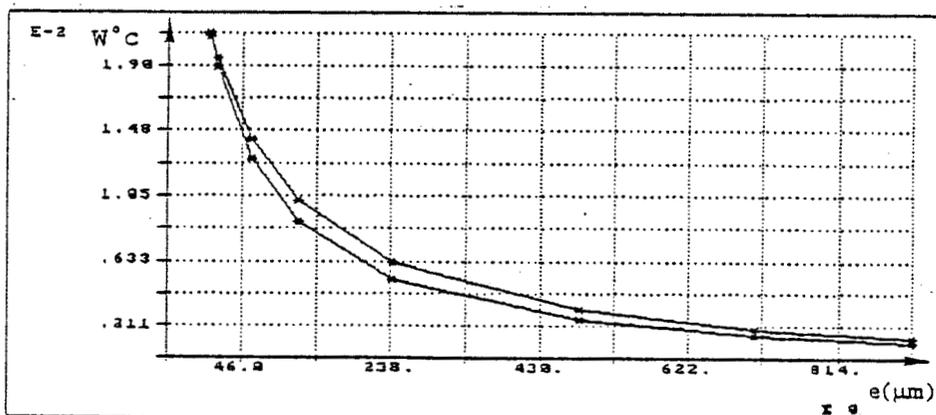
Même pour les faibles épaisseurs de matériau, le transfert thermique dans le matériau est monodimensionnel comme dans le cas d'un circuit bimétallique double face. (Fig 9-14)



circuit thermoélectrique simple
face en contact avec une feuille
de polystyrène.



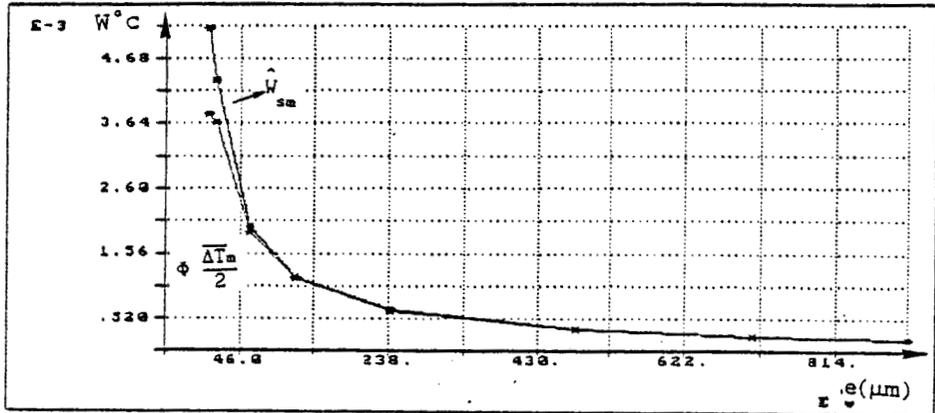
circuit thermoélectrique simple
face en contact avec une feuille
de plexiglass.



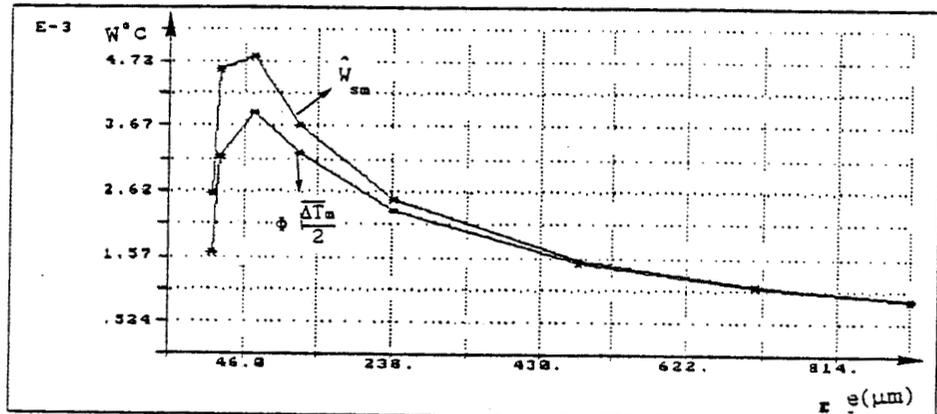
circuit thermoélectrique simple
face en contact avec une feuille
de verre.

fig 9 variation de l'énergie stockée dans le fluxmètre simple
face en fonction de l'épaisseur dans le cas d'un transfert
uniforme et non uniforme

polystyrène



plexiglass



verre

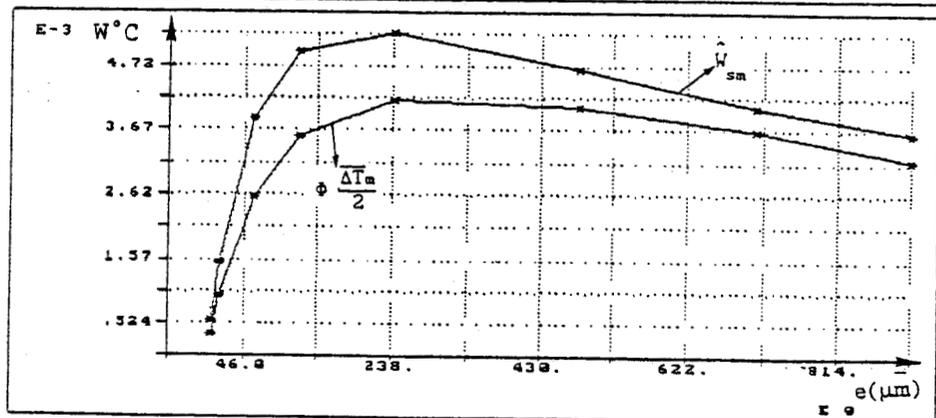


fig 10 variation de l'énergie stockée dans les matériaux en fonction de l'épaisseur dans le cas d'un transfert uniforme et non uniforme.

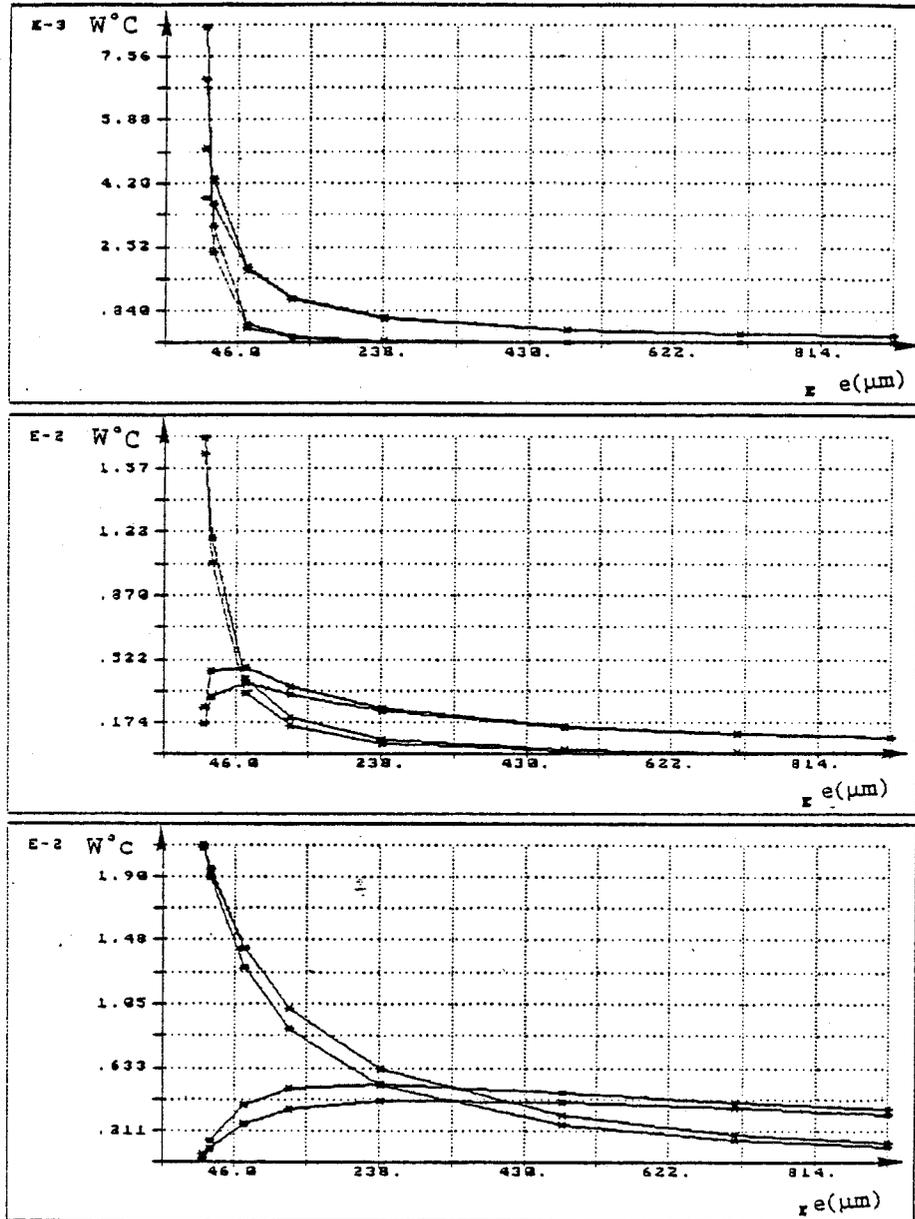
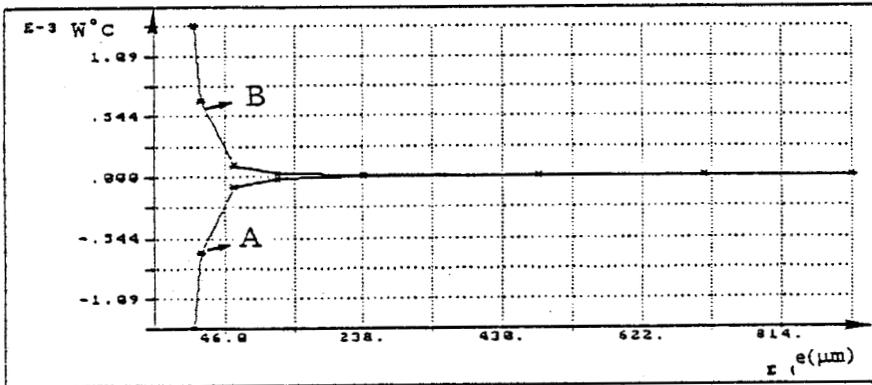
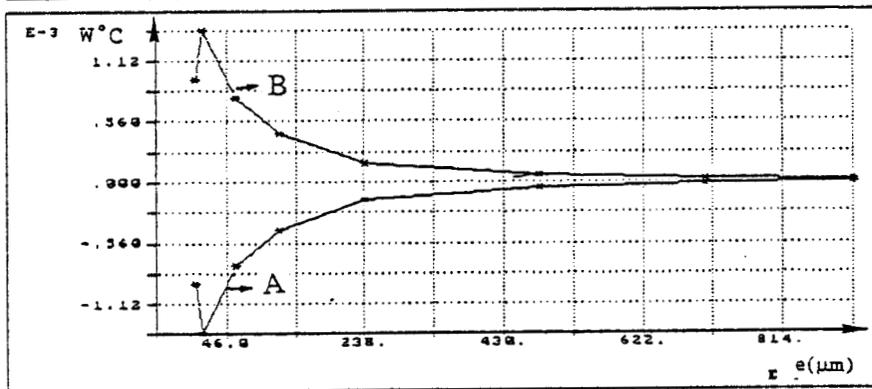


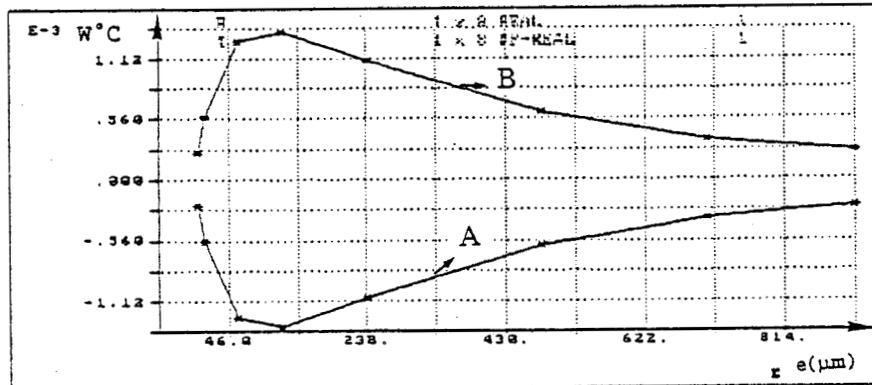
fig 11 variation de l'énergie stockée dans le fluxmètre simple face et dans le matériau pour un transfert uniforme et non uniforme



polystyrène



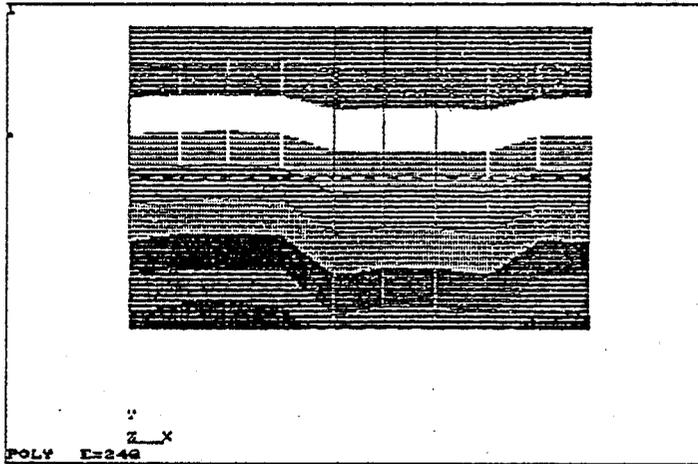
plexiglass



verre

fig 12 variation de la difference entre l'énergie stockée dans le cas d'un transfert uniforme et non uniforme en fonction de l'épaisseur dans le fluxmètre (A) et dans le materiau (B).

polystyrène



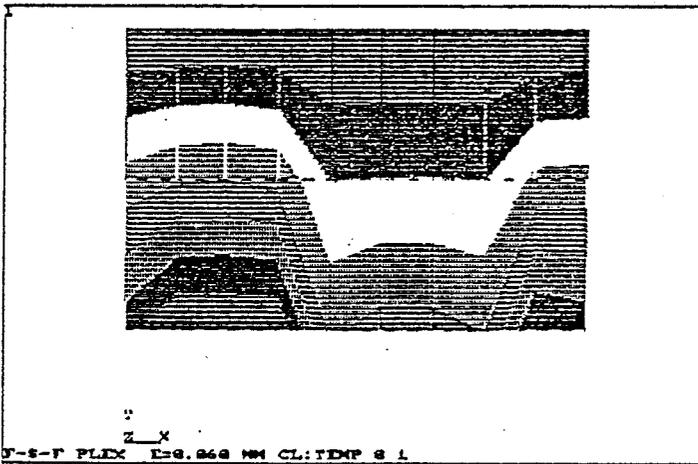
```

ANSYS 4.302
APR 7 1998
21:33: 9
PLOT NO. 1
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMX =1

ZU =1
DIST=0.002723
XP =0.0018
YP =0.163E-03
ZF =0.0014
VRTO=15
0.111111
0.222222
0.333333
0.444444
0.555556
0.666667
0.777778
0.888889
1

```

plexiglass



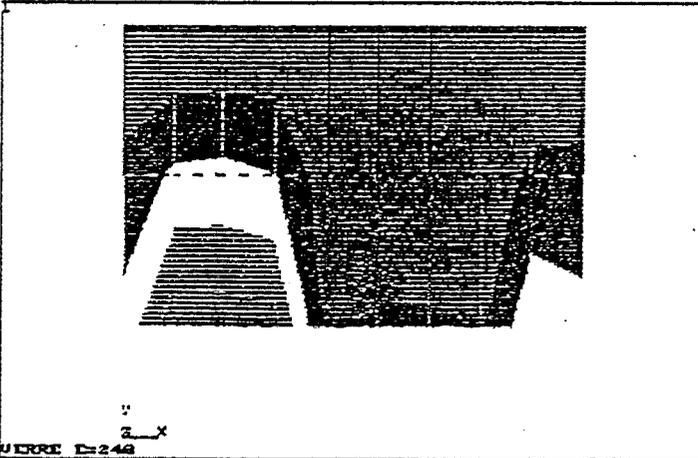
```

ANSYS 4.302
APR 7 1998
21:32: 6
PLOT NO. 1
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMX =1

ZU =1
DIST=0.002723
XP =0.0018
YP =0.163E-03
ZF =0.0014
VRTO=15
0.111111
0.222222
0.333333
0.444444
0.555556
0.666667
0.777778
0.888889
1

```

verre



```

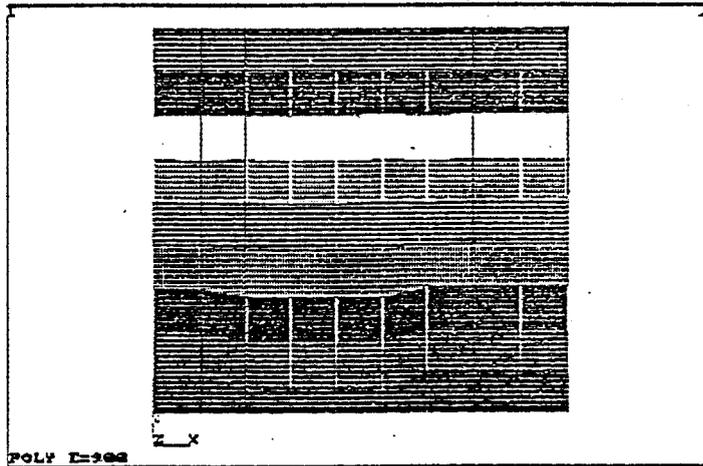
ANSYS 4.302
APR 7 1998
22: 7:44
PLOT NO. 1
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMN =-0.128151
SMX =1

ZU =1
DIST=0.002723
XP =0.0018
YP =0.163E-03
ZF =0.0014
VRTO=15
0.01169
0.114771
0.241233
0.367694
0.494153
0.620616
0.747078
0.873539
1

```

fig13 champs de température dans les matériaux pour une épaisseur de 240 e(µm)

polystyrène



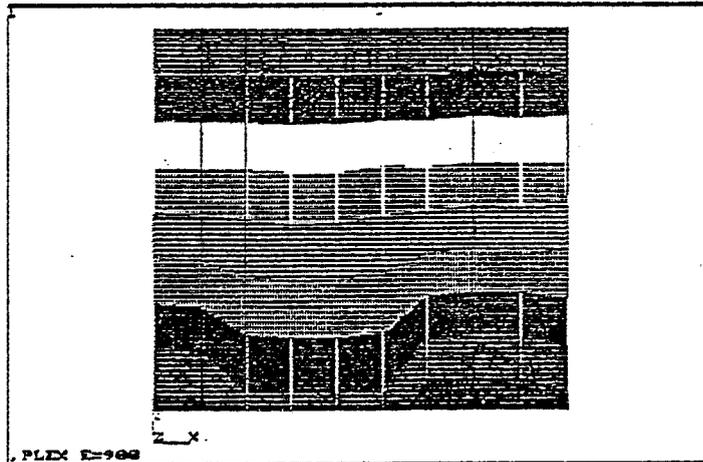
```

ANSYS 4.3A2
APR  7 1998
23:12:38
PLOT NO.    1
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMX  =1
ZU   =1
DIST=0.003053
XP   =0.0018
YF   =0.355E-03
ZF   =0.0014
VRTO=3
=====
0.111111
0.222222
0.333333
0.444444
0.555556
0.666667
0.777778
0.888889
1

```

POLY E=900

plexiglass



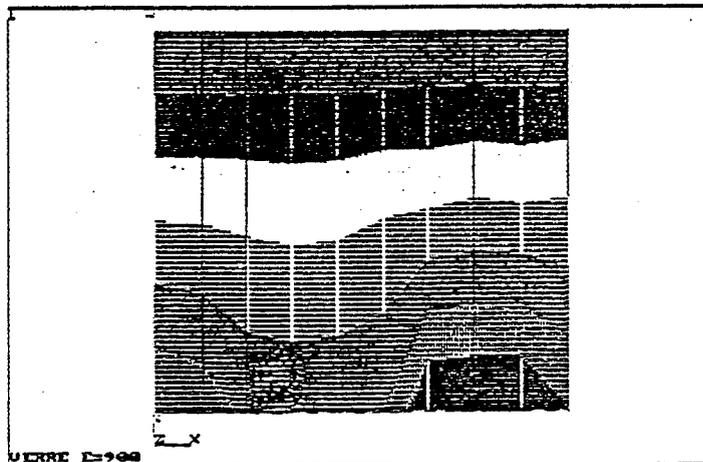
```

ANSYS 4.3A2
APR  7 1998
23:08:34
PLOT NO.    1
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMX  =1
ZU   =1
DIST=0.003053
XP   =0.0018
YF   =0.355E-03
ZF   =0.0014
VRTO=3
=====
0.111111
0.222222
0.333333
0.444444
0.555556
0.666667
0.777778
0.888889
1

```

PLEX E=900

verre



```

ANSYS 4.3A2
APR  8 1998
0:21:23
PLOT NO.    2
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMX  =-0.004461
SMX  =1
ZU   =1
DIST=0.003053
XP   =0.0018
YF   =0.355E-03
ZF   =0.0014
VRTO=3
=====
0.062524
0.179788
0.296893
0.414077
0.531262
0.648446
0.765631
0.882815
1

```

VERRE E=900

fig 14 champs de température dans les matériaux pour une épaisseur de 700 e(µm)

APPLICATION A LA MESURE DE CONDUCTIVITE THERMIQUE DE MATERIAUX EN FEUILLE

Les résultats de simulation précédents montrent clairement que la sensibilité d'une structure multicouche dépend de la conductivité thermique des feuilles disposées de part et d'autre du circuit bimétallique.

Ce résultat est important et peut avoir des applications puisque le passage d'un flux connu (1 w par exemple) à travers la surface du circuit bimétallique génère une différence de potentiel dépendant de la conductivité thermique des couches disposées de part et d'autre du circuit bimétallique.

I - CIRCUIT SIMPLE FACE ENTRE DEUX FEUILLES DE MEMES CONDUCTIVITES

Par raison de simplicité, nous allons d'abord considérer un circuit bimétallique "simple face" disposé entre deux feuilles de conductivité λ et d'épaisseur égale à 60 μm . Les conditions limites sur les faces extérieures sont du type Dirichlet (température 1 et 0) et l'hétérogénéité du champ de température sur les surfaces limites peut être réalisée en métallisant les surfaces externes de la structure multicouche. Les résultats de simulation sont présentés dans le tableau suivant :

Sensibilité en fonction de la conductivité thermique			
λ W/mK	ΔV μV	Φ mW	S $\mu\text{V/W}$
0.19	10.19	12.6	143.9
1	43.2	55.2	130.5
2	49.1	102.7	95.9
4	72.3	191.1	62.2

et montrent clairement que lorsque la conductivité thermique des couches augmente, il y a augmentation de la conductance thermique de la structure

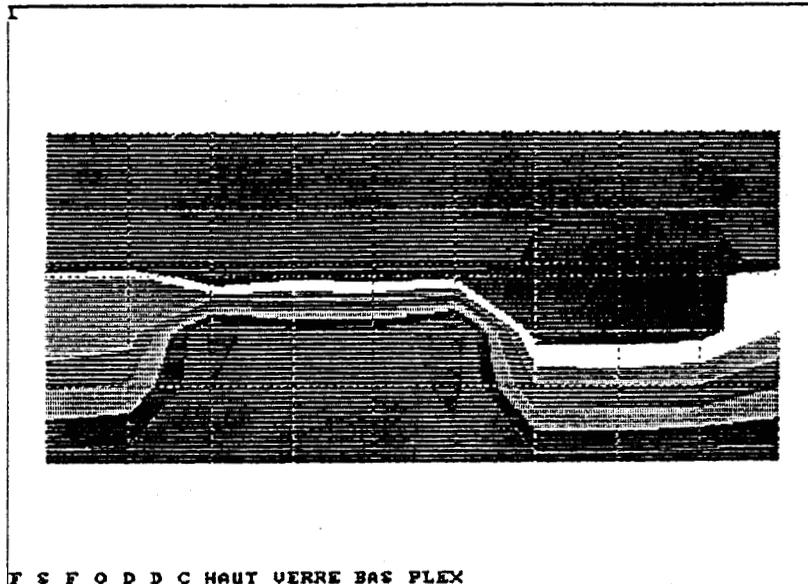
et diminution de la sensibilité puisque les transferts thermiques suivant la direction normale sont favorisés pour les λ croissants au détriment de la conduction tangentielle suivant la direction axiale de la thermopile. Pour $\lambda = 0,19$, la sensibilité est très voisine de la valeur obtenue précédemment pour un circuit bimétallique disposé entre deux feuilles de kapton de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

II - CIRCUIT SIMPLE FACE DISPOSE ENTRE DEUX FEUILLES DE CONDUCTIVITES THERMIQUES DIFFERENTES.

Pour augmenter la sensibilité à la conductivité thermique des milieux environnants, il est possible de placer le circuit bimétallique entre deux feuilles de conductivités λ_A et λ_B (d'épaisseurs égales à $60 \mu\text{m}$) et de comparer les sensibilités des structures A/B et B/A. Nous avons calculé les sensibilités pour $\lambda_A = 1 \text{ W/mK}$ et $\lambda_B = 0,19 \text{ W/mK}$ et avons obtenus les résultats du tableau suivant :

Sensibilité en fonction du contraste de conductivité			
$\frac{\lambda \text{ coté Cu}}{\lambda \text{ coté Cn}}$	ΔV μV	Φ mW	S $\mu\text{V/W}$
$\frac{1}{0,19}$	30,9	20,3	253,6
$\frac{0,19}{1}$	7,6	19,9	63,8

La conductance thermique qui est la même pour chacune des configurations n'est pas sensible à l'opération d'inversion effectuée sur l'environnement. Par contre le rapport des sensibilités est voisin de 4. Cette différence, tout d'abord due à une canalisation très importante des lignes de flux thermique lorsque les électrodes du circuit sont en contact thermique avec un milieu de grande conductivité. Elle est également due à la présence d'une feuille plus isolante côté support constantan qui fait



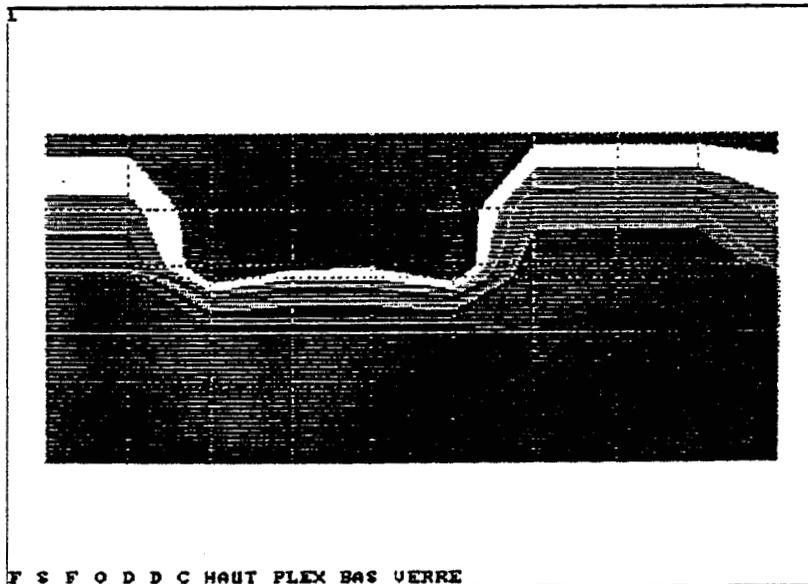
```

ANSYS 4.3A2
DEC 1 1989
8:37:26
PLOT NO. 1
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMN =-0.196832
SMX =1.035

ZU =1
DIST=0.00198
XF =0.0018
YF =0.750E-04
ZF =0.0014
YRTO=13
0.060013
0.076805
0.213624
0.350443
0.487251
0.62488
0.760999
0.897717
1.035

```

fig champs de température pour une jonction bimétallique placée entre deux couches: verre en haut et plexiglass en bas.



```

ANSYS 4.3A2
DEC 1 1989
9:20: 6
PLOT NO. 1
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMN =-0.032793
SMX =1.199

ZU =1
DIST=0.00198
XF =0.0018
YF =0.750E-04
ZF =0.0014
YRTO=13
0.104055
0.240904
0.377753
0.514601
0.65145
0.788298
0.925147
1.062
1.199

```

figA gradients thermiques dans les éléments du constantan pour une jonction placée entre deux couches: verre en bas et plexiglass en haut.

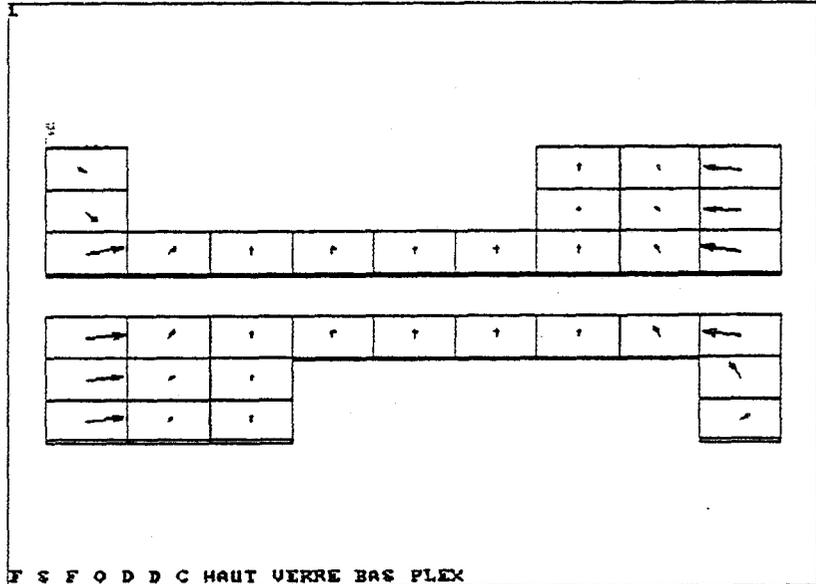


fig 1) gradients thermiques dans les éléments du constantan pour une jonction placée entre deux couches: du verre en haut et du plexiglass en bas

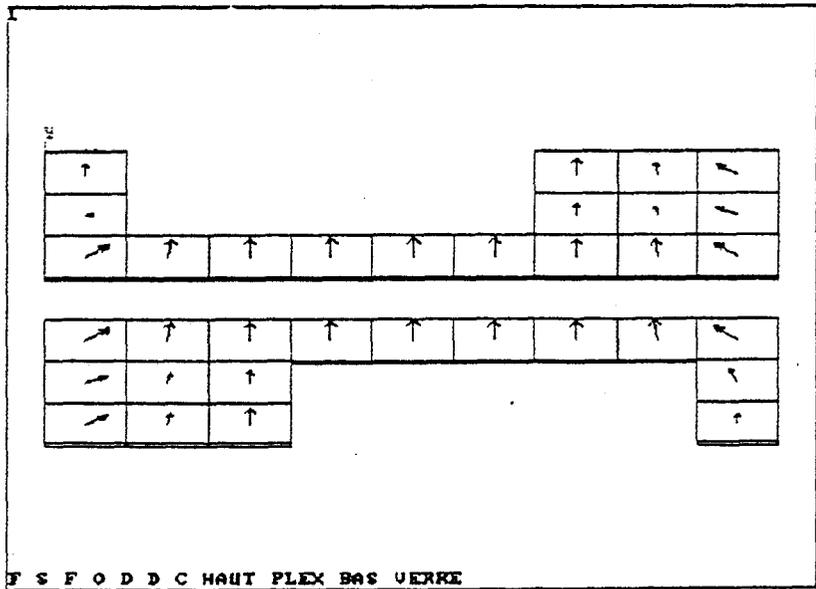


fig 2) gradients thermiques dans les éléments du constantan pour une jonction placée entre deux couches: verre en bas et plexiglass en haut.

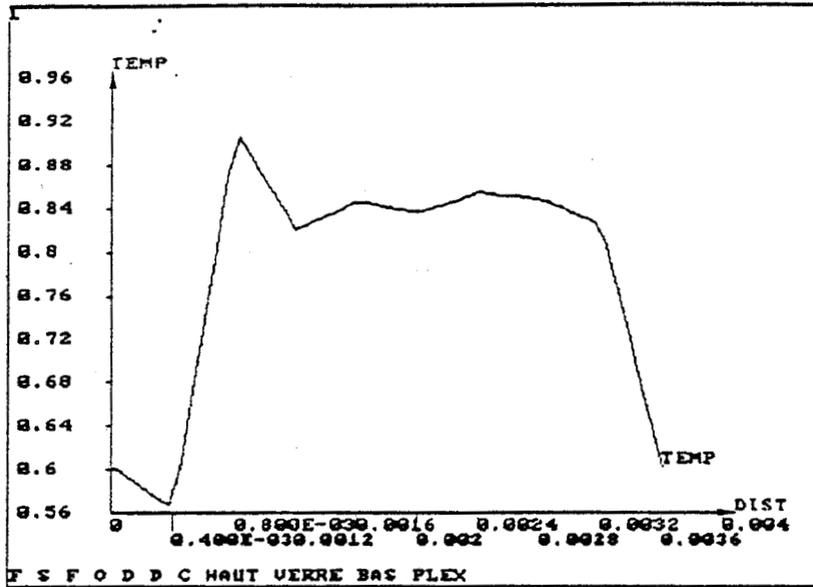


fig profils de température pour une jonction bimétallique placée entre deux couches: verre en haut et plexiglass en bas.

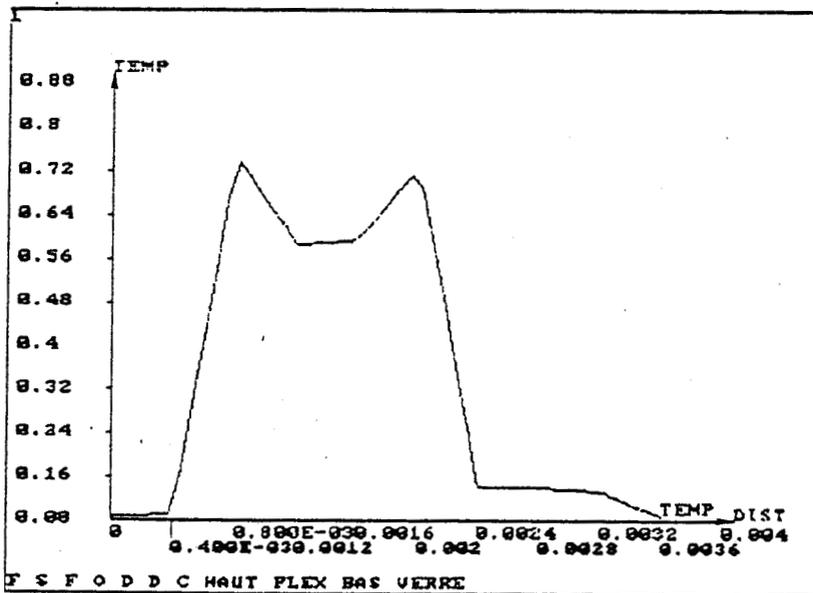


fig 3 profils de température pour une jonction bimétallique placée entre deux couches: verre en bas et plexiglass en haut.

obstacle à la diffusion de la chaleur suivant la direction normale et favorise en conséquence la présence de gradients thermiques tangentiels dans le support en constantan. (fig 1, 2, 3)

Ces phénomènes sont limités aux régions voisines de la surface du circuit thermoélectrique puisqu'en doublant l'épaisseur des feuilles isolantes, nous obtenons des résultats sensiblement identiques.

$\frac{\lambda \text{ coté Cu}}{\lambda \text{ coté Cu}}$	ΔV μV	Φ mW	S $\mu V/W$
$\frac{1}{0.19}$	30.9	20.3	255,6
$\frac{0.19}{1}$	7.6	19.9	64.3

La conductance thermique est divisée par 2 puisque l'épaisseur des feuilles a été doublée en maintenant les conductivités constantes. Par contre, les sensibilités qui n'ont pas été modifiées de façon appréciable ne semble dépendre que des phénomènes de *constriction localisés au voisinage du circuit bimétallique*.

III - SENSIBILITE DES STRUCTURES A CONDUCTIVITES THERMIQUES CONTRASTEES

L'intérêt pratique des structures à conductivités contrastées est évidemment leur grande sensibilité qui peut être mise à profit pour augmenter la précision sur les mesures de conductivité. Nous poursuivons les simulations sur des feuilles de 60 μm d'épaisseur. Pour toutes les simulations, la conductivité de la feuille inférieure sous le ruban de constantan garde une valeur constante égale à $\lambda = 0,19$ W/mK, la conductivité de la feuille en contact avec les électrodes est variable et de valeur beaucoup plus élevée.

Influence de la conductivité du matériau en contact avec les électrodes			
λ W/mn	ΔV μV	Φ mW	S $\mu V/W$
1	30.9	20.3	253.6
2	36.6	22	277.7
4	40.2	23	291.5

Les résultats de simulation montrent que la sensibilité varie fortement en fonction de la conductivité de la feuille en contact thermique avec les électrodes. Cette dépendance pourrait être utilisée pour déterminer la conductivité de feuilles conductrices mises en contact thermique avec le circuit bimétallique.

IV - VARIATION AVEC LA CONDUCTIVITE DE LA FEUILLE SUPPORTANT LE RUBAN DE CONSTANTAN.

Compte tenu des résultats précédents, la sensibilité de la structure multicouche augmente avec la conductivité de la feuille en contact thermique avec les électrodes. l'objet de cette partie est l'étude de la variation en fonction de la conductivité de la feuille supportant le circuit bimétallique. Nous avons pris pour la conductivité de la feuille en contact avec les électrodes une valeur très élevée $\lambda = 200$ (aluminium, épaisseur : 60 micron), et avons fait varier la conductivité du support entre les valeurs extrêmes égales à $\lambda = 0,015$ W/mK et $\lambda = 0,1$ W/mK, l'épaisseur de la feuille étant égale comme précédemment à 60 μm .

Influence de la conductivité du support de la thermopile			
λ W/mK	ΔV μV	Φ mW	S $\mu V/W$
0.015	4.75	2.3	335.9
0.035	10.7	5.2	342,6
0.05	14.8	7.2	343,5
0.07	20.1	9.8	341,8
0.09	24.9	12.3	338,4
0.1	27.3	13.5	336,3

Ces résultats montrent que la sensibilité d'une structure fortement contrastée ne varie pas de façon significative avec la conductivité du matériau support. Seules, les variations de la conductance sont significatives et pourraient être utilisées éventuellement pour la mesure de la conductivité thermique des feuilles isolantes.

En pratique, les feuilles de grande conductivité thermique sont également conductrices de l'électricité. Il faudra donc utiliser pour la feuille de grande conductivité un métal dont la surface a été traitée de façon à être électriquement isolante pour ne pas court-circuiter le circuit thermoélectrique (aluminium anodisé par exemple). La feuille de grande conductivité sera donc constituée par un métal dont la surface est isolée sur une très faible épaisseur. Pour mettre en évidence l'effet de cette isolation sur la sensibilité, nous avons fait varier la conductivité thermique de l'isolant, son épaisseur étant maintenue constante égale à 1 micron.

Effet d'une couche isolante en contact thermique avec les électrodes épaisseur 1 μm			
λ W/mK	ΔV μV	Φ mW	S $\mu\text{V/W}$
0.02	12.3	6.9	297
0.04	13.4	7	315.5
0.08	13.9	7.1	326
e = 0	14.8	9.8	343.3

Ces résultats ont été obtenus pour la valeur maximale de la sensibilité obtenue pour une conductivité $\lambda = 0,05$ W/mK de la feuille isolante.

V - INFLUENCE D'UNE FEUILLE DE CONDUCTIVITE THERMIQUE ANISOTROPE

Après avoir montré en détail la forte influence des contrastes de conductivité sur la sensibilité d'une structure multicouche, nous avons étudié l'effet du caractère anisotrope de la feuille en contact thermique avec le circuit imprimé simple face. Il est intuitif que le phénomène de constriction des lignes de flux étant influencé par l'anisotropie du milieu isolant, la sensibilité de la structure multicouche dépendra également de l'anisotropie représentée par la relation matricielle :

$$|\lambda| = \begin{vmatrix} \lambda_x & & \\ & \lambda_z & \\ & & \lambda_y \end{vmatrix} \quad \begin{array}{l} x \text{ direction axiale} \\ z \text{ " transversale} \\ y \text{ épaisseur} \end{array}$$

Le circuit bimétallique étant disposé sur un support kapton de 25 microns d'épaisseur, nous avons disposé en contact thermique avec les électrodes une feuille de conductivité isotrope $\lambda_x = \lambda_y = \lambda_z$ et d'épaisseur 240

microns. Les résultats sont présentés dans le tableau suivant.

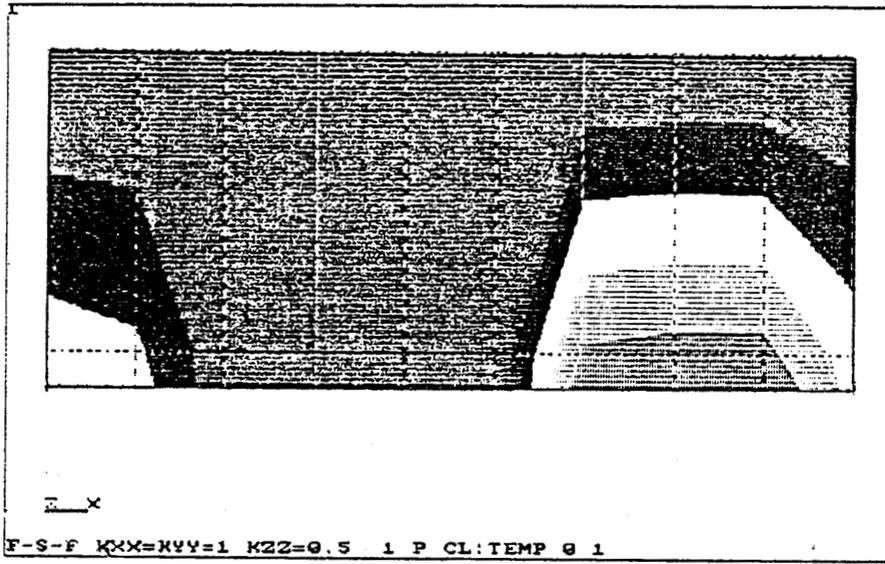
Influence de l'anisotropie du milieu en contact avec les électrodes					
λ_x axial	λ_y transversal	λ_z épaisseur	ΔV μV	Φ mW	S $\mu V/W$
1	1	1	17.7	19.2	153.8
0.5	1	0.5	8.0	12.7	105.1
0.5	1	1	16.5	19.1	144
1	0.5	1	17.6	19.14	153.2

Les résultats présentés montrent que la sensibilité prend une valeur maximale lorsque la feuille isolante mise en contact avec les électrodes est thermiquement isotrope. La sensibilité reste sensiblement égale à la valeur obtenue dans le cas isotrope lorsque la conductivité est égale à 1 suivant la direction perpendiculaire à l'épaisseur. Par contre, il y a diminution de la sensibilité lorsque la conductivité suivant cette direction prend une valeur plus faible (associée à une valeur plus faible de la conductance thermique). Pour interpréter ce résultat nous avons tracé le champ de température dans un plan de coupe (x y) suivant l'épaisseur dans les deux cas suivants :

fig.(4) $\lambda_x = \lambda_y = 1$ $\lambda_z = 0,5$
 fig.(4) $\lambda_x = \lambda_y = 0,5$ $\lambda_z = 1$

Dans la première configuration, la conductivité de valeur élevée suivant l'épaisseur $\lambda_y = 1$ facilite le transfert de l'énergie vers le circuit bimétallique soumis à des échanges tangentiels importants et à une différence de potentiel de valeur élevée. (Fig 5)

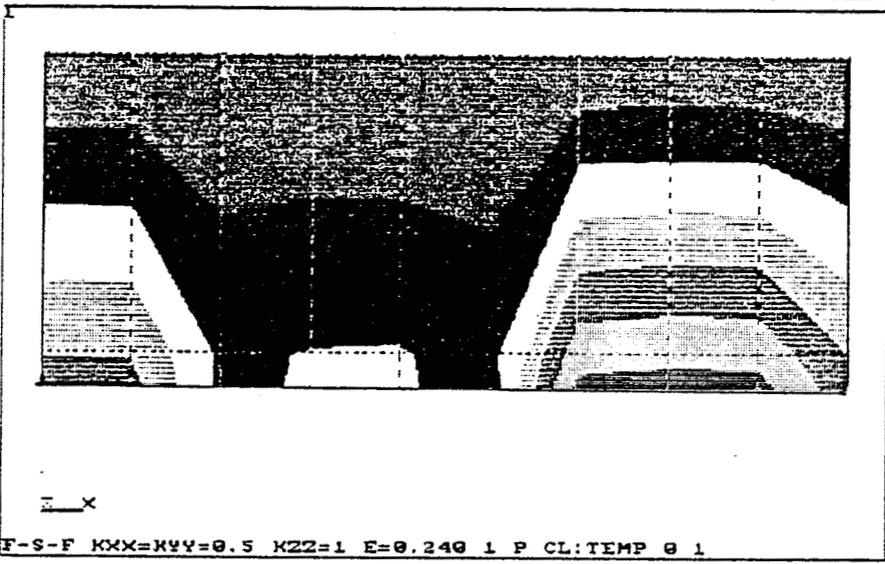
Par contre, pour la deuxième configuration, le transfert d'énergie suivant l'épaisseur de la structure est limité par la valeur plus faible de la



```

ANSYS 4.3A2
FEB 3 1989
11:13:21
PLOT NO. 1
STRESS 0
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMN = -0.115871
SMX = 1
ZU = 1
DIST = 0.198E-03
XF = 0.0018
YF = 0.165E-03
ZF = 0.0014
XRT0 = 0.1
0.008115
0.132101
0.2356086
0.390072
0.484037
0.628043
0.752029
0.876014
1

```

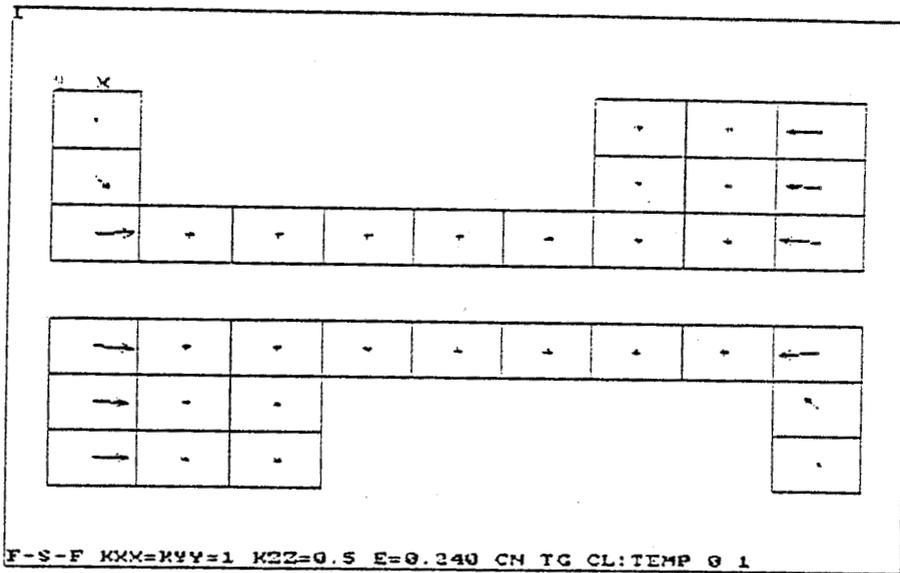


```

ANSYS 4.3A2
FEB 3 1989
16:10:13
PLOT NO. 1
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
SMN = -0.053164
SMX = 1
ZU = 1
DIST = 0.198E-03
XF = 0.0018
YF = 0.165E-03
ZF = 0.0014
XRT0 = 0.1
0.063054
0.180072
0.297099
0.414037
0.531029
0.648043
0.765029
0.882014
1

```

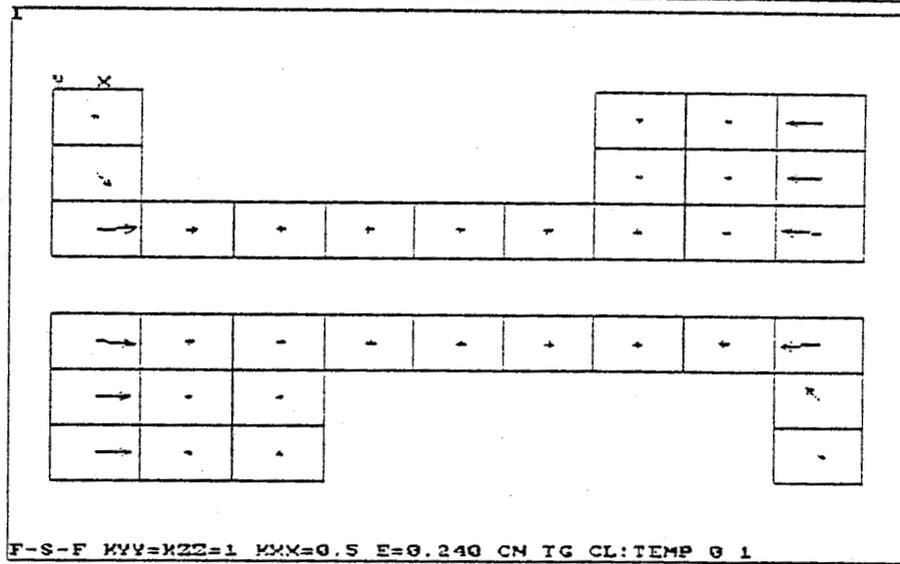
fig4 champs de température dans les matériaux composites pour une épaisseur de 240 (µm)



```

ANSYS 4.302
FEB 3 1989
14:35:06
PLOT NO. 1
POST1 UVECTOR
STEP=1
ITER=1
TG
MAX =327.183
ELEM=235
YU = 1
DIST=0.00198
XF =0.0018
YF =0.163E-03
ZF =0.0014

```



```

ANSYS 4.302
FEB 3 1989
14:38:39
PLOT NO. 1
POST1 UVECTOR
STEP=1
ITER=1
TG
MAX =311.019
ELEM=127
YU = 1
DIST=0.00198
XF =0.0018
YF =0.163E-03
ZF =0.0014

```

fig 5 gradients thermiques dans les éléments du constantan

conductivité suivant la direction normale provoquant une diminution des transferts tangentiels et de la f.e.m. détectée par le circuit bimétallique.

Ces résultats sont compatibles avec les précédents ; la sensibilité d'une structure multicouche avec circuit bimétallique simple face est d'autant plus grande que la conductivité thermique de la feuille en contact avec les électrodes a une conductivité thermique importante et favorise les transferts thermiques vers la surface des électrodes.

APPLICATION A LA CONCEPTION DE NOUVELLES CELLULES FLUXMETRIQUES.

Les résultats précédents qui ont permis de mettre en évidence la sensibilité des structures multicouches à la conductivité thermique des couches en contact avec le circuit bimétallique peuvent également être appliqués à l'optimisation des fluxmètres thermiques. Pour obtenir une structure simple face de grande sensibilité, il suffit de remplacer la feuille de kapton cuivré en contact avec les électrodes par une feuille métallique rendue électriquement isolante par un traitement de surface approprié.

Nous considérons donc maintenant les structures multicouches suivantes :

- feuille métallique de grande conductivité $\lambda = 200$ traitée en surface (isolation sur 1 micron d'épaisseur),
- en contact thermique avec les électrodes du circuit bimétallique,
- le tout sur un support kapton de 25 microns ayant sa face externe recouverte d'une couche de cuivre de 35 μm d'épaisseur.

Une caractéristique importante des fluxmètres thermiques étant de ne pas dépendre de la nature des conditions limites supposées vérifiées sur les surfaces externes de la structure multicouche, nous présentons dans le tableau suivant les valeurs des sensibilités calculées pour plusieurs types de conditions limites.

Influence des conditions aux limites			
nature de la condition	ΔV μV	Φ mW	S $\mu V/W$
Dirichlet [0 1]	14.9	7.2	343.5
Derichlet côté sup. $\lambda = 200$ $h = 10$ $T_e = 20$ de l'autre	3.8	1.9	326
Derichlet côté $\lambda = 200$ $h = 1$ $T_e = 20$ de l'autre	0.4	0.21	324.4
Flux imposés +80 μW , -80 μW	0.3	0.08	571
Flux imposés +80 μW , avec $\lambda = 200, e = 35 \mu m$	0.16	0.08	573.4

L'étude de ces résultats montre que la sensibilité ne subit de variations sensibles que pour la condition limite du type "flux imposé". Dans tous les autres cas, la distorsion des lignes de flux thermique dans l'épaisseur de la structure ne dépend que des hétérogénéités thermiques du circuit thermoélectrique.

Par contre, pour une densité de flux imposée sur la face inférieure du support kapton, la forme des lignes de flux thermique est modifiée et la sensibilité est augmentée compte tenu de la présence de gradients tangentiels plus importants dans l'épaisseur de la structure multicouche.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons ajouté une feuille de grande conductivité sur la face inférieure de la structure ($\lambda = 200$ V/mK, $e = 35$ microns) et nous avons vérifié que pour une condition limite du type flux imposé, la sensibilité obtenue était la même que dans le cas d'une condition limite du type Dirichlet.

Le rôle essentiel de la couche de cuivre est donc d'uniformiser la température sur la surface limite du capteur et de rendre la sensibilité indépendante de la condition limite supposée vérifiée sur la face inférieure du capteur. Cet effet d'uniformisation de la température est effectif pour des épaisseurs de cuivre de 35 microns d'épaisseur. Pour des épaisseurs moindres des gradients de température présents sur la surface limite provoquent une diminution de la sensibilité de la structure multicouche. Nous présentons dans le tableau suivant les valeurs calculées des sensibilités pour une condition de Cauchy. $T = 0$ côté feuille de grande conductivité ($\lambda = 200$) et une condition de Cauchy ($h = 20 \text{ W/m}^2\text{K}$, $T = 20$) côté couche de cuivre d'épaisseur variable.

Influence de l'épaisseur de la couche de cuivre côté isolant			
épaisseur en microns	ΔV μV	Φ mW	S $\mu V/W$
0	3.7	2	304.8
1	3.5	2	289
5	3.1	2	261
35	2.9	2	244.8

Pour une épaisseur de cuivre de 35 μm d'épaisseur, la sensibilité devient indépendante des conditions limites. Elle dépend toutefois de l'épaisseur du matériau isolant supportant la thermopile. Cette variation est représentée par le tableau suivant :

Epaisseur de la feuille de kapton supportant le circuit thermoélectrique	
épaisseur microns	sensibilité
25	234,3
50	265
80	298,2
120	306,5

Ces résultats sont indépendants de la nature des conditions limites et montrent qu'une cellule fluxmétrique placée en contact avec des feuilles de conductivités thermiques contrastées est d'autant plus sensible que le support de la thermopile a une grande résistance thermique.

MINIATURISATION DES CELLULES FLUXMETRIQUES

L'ensemble des résultats précédents a permis de définir dans quelles conditions un cellule avait une sensibilité importante. Il est nécessaire pour cela d'établir un bon contact thermique entre la surface des électrodes et les faces externes du capteur et d'isoler la face inférieure de la cellule dans le cas d'une structure simple face. L'objet de cette partie est de montrer comment diminuer la dimension des cellules fluxmétriques tout en gardant une bonne sensibilité. Nous partons donc d'une cellule fluxmétrique sur support kapton de 25 μm d'épaisseur, l'épaisseur du circuit constantan est 25 μm , les électrodes ont 5 microns d'épaisseur. L'ensemble est recouvert par une feuille de conductivité $\lambda = 200$ et de 60 μm d'épaisseur.

Soit ΔX la dimension de la cellule suivant la direction longitudinale, ΔZ suivant la direction transversale, ΔY suivant l'épaisseur. Nous allons représenter dans le tableau suivant les résultats de simulation obtenus en divisant toutes les dimensions suivant X par 2 (opération notée $\Delta X/2$), toutes les dimensions suivant Y par 2 (opération notée $\Delta Y/2$). La

configuration de départ est dite normale (notée N).

L'orifice gravé est rectangulaire tangent à l'une des frontières du dépôt électrolytique. Comme précédemment, les dimensions du trou sont prises égales à 2 mm suivant la direction longitudinale et 0,8 mm suivant la direction transversale. Partons de la configuration $\Delta X = 3,6$ mm , $\Delta Z = 2,8$ mm, $\Delta Y = 116$ μ m, nous présentons dans le tableau suivant les résultats obtenus en diminuant les dimensions de la cellule.

Miniaturisation de la cellule					
Transformation			ΔV	ϕ	S
x	z	y			
N	$\Delta Z/2$	N	56.7	39.1	241.4
N	$\Delta Z/4$	N	58	19.7	481.3
$\Delta X/2$	$\Delta Z/4$	N	30	5.1	979,3
$\Delta X/4$	$\Delta Z/4$	N	12.2	2.6	779.5
$\Delta X/4$	$\Delta Z/8$	N	11.2	1.3	1404
$\Delta X/4$	$\Delta Z/8$	$\Delta Y/2$	30	2.6	1958.8
$\Delta X/4$	$\Delta Z/8$	$\Delta Y/4$	56.8	4.9	1924.9
$\Delta X/4$	$\Delta Z/16$	$\Delta Y/4$	58	2.5	3890

L'ensemble de ces résultats montre que les interactions thermoélectriques sont distribuées le volume de la jonction thermoélectrique et que les cellules fluxmétriques peuvent être miniaturisées avec augmentation de leur sensibilité. Une augmentation par un facteur 16 de la sensibilité peut être obtenue lorsque l'on passe d'une cellule de $\Delta X = 3,6$ mm , $\Delta Z = 2,8$ mm , $\Delta Y = 0,12$ mm à une cellule beaucoup plus petite : $\Delta X = 0,9$ mm ,

$\Delta Z = 0,17$ mm , $\Delta Y = 0,03$ mm. Le grand avantage des jonctions bimétalliques plaquées est donc de pouvoir être miniaturisées avec gain de sensibilité.

AUGMENTATION DE LA SENSIBILITE DES STRUCTURES MULTICOUCHES PAR DES HETEROGENEITES THERMIQUES.

L'étude précédente nous a permis d'expliquer le fonctionnement des fluxmètres thermiques à circuits imprimés bimétalliques. Les électrodes en cuivre du circuit bimétallique canalisent la chaleur qui diffusent suivant la direction axiale du circuit thermoélectrique lorsque la résistance thermique du milieu supportant le circuit thermoélectrique est suffisamment élevée. La sensibilité de la structure peut donc être améliorée en introduisant par construction des facteurs permettant de rendre plus effective la canalisation des lignes de flux thermique par le circuit thermoélectrique.

Une façon très simple de perturber la forme des lignes de flux consiste à disposer des hétérogénéités thermiques au voisinage du circuit thermoélectrique jouant le rôle de résistance thermique.

Supposons tout d'abord la présence d'une épaisseur de colle (25 μm) entre le ruban de constant et la feuille de kapton supportant le circuit thermoélectrique. Une telle épaisseur peut être réalisée en pratique puisque les traitements chimiques mis en oeuvre pour la gravure du circuit permettent d'enlever la colle entre les rangées de la thermopile. Le principal effet de cette épaisseur de colle est donc d'augmenter la résistance thermique opposée au passage de la chaleur sous le circuit thermoélectrique donc de provoquer une augmentation de la sensibilité. La simulation a été réalisée sur une structure comportant des feuilles de kapton disposées de part et d'autre du circuit thermoélectrique (épaisseurs égales à 25 μm) ; il y a augmentation de la sensibilité d'une cellule de dimension standard qui passe de 155 $\mu\text{V/W}$ à 265,6 $\mu\text{V/W}$ (la conductivité de la colle a été prise égale à 1,15 $\mu\text{V/mK}$), ($G = 12,2$ mW/K). Cet effet d'augmentation est d'autant plus prononcé que le phénomène de constriction des lignes de flux est important. Avec une feuille de kapton d'épaisseur 5 μm , disposée sur la face supérieure du circuit

thermoélectrique, la sensibilité prendra une valeur plus élevée : $275,6 \mu\text{V/W}$ ($G = 21,5 \text{ mW/K}$).

En reprenant les mêmes simulations avec une épaisseur de colle de $35 \mu\text{m}$ sous le circuit thermoélectrique, nous avons obtenu une sensibilité de $353,8 \mu\text{V/W}$ ($G = 15,2 \text{ mW/K}$).

Ces résultats montrent l'importance des hétérogénéités thermiques qui influencent fortement la canalisation des lignes de flux thermique par le circuit de la thermopile.

Une autre façon de modifier le phénomène de constriction des lignes de flux consiste à altérer le contact thermique entre les électrodes.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

VERIFICATION EXPERIMENTALE.

L'ensemble des résultats de simulation présentés montre que la résistance thermique et la sensibilité des structures multicouches à circuit imprimé bimétallique dépendent des propriétés thermique et géométrique des couches disposées autour du capteur.

La résistance thermique reste toujours très faible, pour un circuit imprimé de surface 1 dm^2 nous trouvons les valeurs suivantes correspondant aux valeurs mesurées par ailleurs (thèse OIRY) [18]

$$R = 56,9 \cdot 10^{-4} \quad \text{K/W/m}^2$$

Cette valeur est très inférieure aux résistances de contact localisées sur les surfaces limites de la structure multicouche. La mesure de résistance thermique aussi faible est trop difficile au niveau expérimental. Les variations d'une faible résistance en fonction de la conductivité thermique des couches sont pratiquement impossibles à mesurer, le seul résultat d'intérêt pratique est donc la dépendance de la sensibilité en fonction du détail de la structure multicouche.

L'étude expérimentale consistera donc à mesurer la sensibilité :

$$K = V/Q$$

L'évaluation de la sensibilité K c'est à dire de la tension délivrée par le capteur en régime établi quand on le soumet à une densité de flux imposée de 1 W/m^2 .

cette mesure doit être complétée par une étude de linéarité tension mesurée-flux imposé. le dispositif utilisé pour évaluer la sensibilité est schématisé figure 1

Le capteur à étalonner est placé sur la plaque échangeuse inférieure. On lui superpose une résistance électrique plane, un fluxmètre auxiliaire de sensibilité connue et un "matelas isolant". L'ensemble est légèrement comprimé par la plaque échangeuse supérieure mobile grâce à un vérin pneumatique.

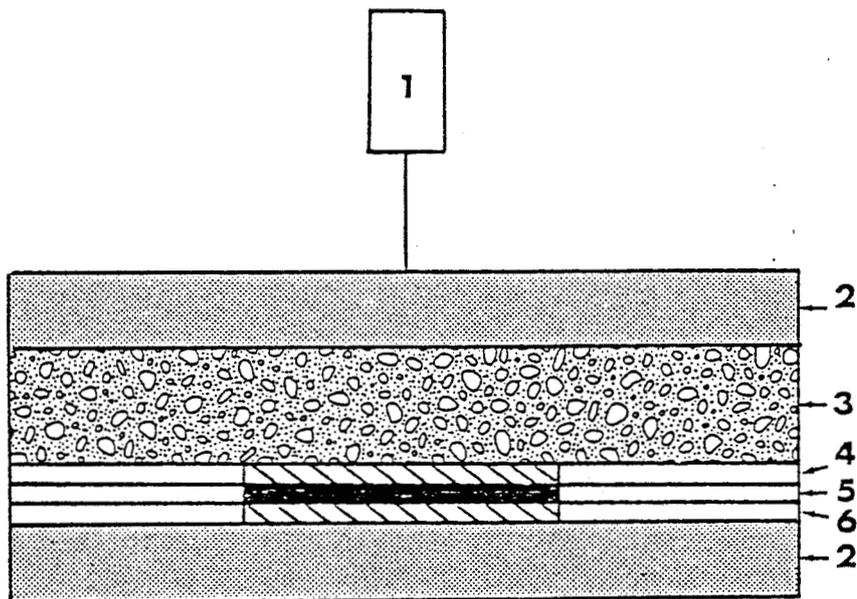
La résistance électrique de dimensions rigoureusement égales à celles du fluxmètre est constituée d'un réseau de constantan gravé sur un support de kapton de 0.1 mm d'épaisseur collé sur une plaque d'aluminium de même épaisseur, qui assure l'homogénéité de la température de surface de la source.

La résistance alimentée par une alimentation stabilisée délivre une puissance thermique réglable. Cette puissance se répartit de manière inégale dans le dispositif.

Le matelas isolant limite le flux ascendant Q_a mesuré par le fluxmètre auxiliaire à quelques pour cents de puissance totale dissipée. la différence $P_f - Q_a$ constitue le flux imposé dans le fluxmètre à tester; la sensibilité du capteur s'obtient alors par:

$$K = \frac{V}{P_f - Q_a} \quad (\mu V/W/M)$$

Si l'étalonnage avec des flux importants est relativement aisé, il n'en est pas de même pour les très faibles puissance pour les quelles est nécessaire d'utiliser une procédure d'essai très rigoureuse.



1-VERIN PNEUMATIQUE

2-PLAQUE ECHANGEUSE

3-ISOLANT THERMIQUE

4-FLUXMETRE AUXILLIAIRE

5-RESISTANCE CHAUFFANTE

6-FLUXMETRE A ETALONNER

FIGURE 1

les signaux détectés sont ^{alors} de très faible amplitude (dizaine de microvolt) et l'utilisation d'une chaîne de mesure à haute résolution est indispensable.

Les plaques échangeuses inférieures et supérieures sont régulées en température par une circulation d'eau à partir d'un bain thermostaté assurant une température constante à mieux de 1/20e de degré.

ce procédé permet d'éliminer tout flux parasite résultant d'un léger écart de température des plaques inférieure et supérieure.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pour valider en partie les résultats de simulation précédents, nous avons réalisé des structure multicouches dans lesquelles le circuit imprimé bimétallique était disposé entre deux milieux ayant leurs surfaces électriquement isolantes.

Nous avons tout d'abord vérifié que le circuit thermoélectrique fig 2 avait une sensibilité identiquement nulle quelle que soit la nature des couches isolantes disposées de part et d'autre du circuit. Cette observation peut être interpréter à partir des résultats de thermoélectricité représentés au début du travail. La couche de cuivre inférieure joue le rôle de court circuit électrique et les propriétés électrique et thermoélectrique du support de la thermopile sont sensiblement identiques à celles du cuivre.

Dans ces conditions la thermopile est thermoélectriquement homogène suivant sa direction tangentielle, et l'effet d'une

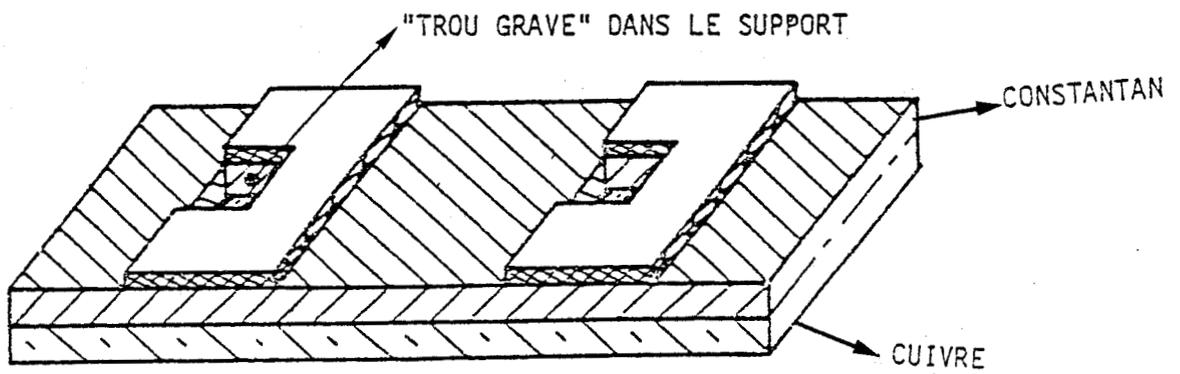


FIGURE 2 : ELECTRODES PLAQUEES DISSYMETRIQUES SUR UN SUPPORT DE CUIVRE

distribution non symétrique de gradients thermiques inducteur est identiquement nul.

Nous avons donc supprimé la couche de cuivre inférieure et avons réalisé des circuits thermoélectriques "double face" et "simple face" dont les dimensions correspondant au modèle de base de la simulation (couche de kapton de 25 μ m d'épaisseur).

Présentons tout d'abord les sensibilités mesurés sur une série de structures multicouche sans colle (en μ V/W).

S1=359 S2=313 S3=338 S4=333 S5=310 S6=360
S7=390 S8=250 S9=290 S10=340 S11=270 S12=320
S13=400 S14= 380 S15=315.

Les valeurs observées sont disposées autour de la valeur 320 obtenue dans la modélisation. La grande dispersion des valeurs peut être attribuée à la gravure chimique de la forme des électrodes en cuivre .une gravure dans un bain immobile provoque une diminution systématique de la sensibilité au voisinage de 200.

Nous avons mesuré les valeurs suivant:

S16=170 S17=180 S18=185 S19=175 S20=174.

Pour des circuits thermoélectriques réalisés suivant cette méthode.

Pour chacune des structures précédentes les sensibilités de chacune des faces sont sensiblement égales a 150 μ V/W. comme le prévoit la modélisation, nous avons pu vérifier que

les sensibilités des pistes étaient indépendantes l'une de l'autre.

CONCLUSION

CONCLUSION:

L'objectif de ce travail était de présenter la théorie de l'effet thermoélectrique distribué dans le circuit bimétallique à électrodes plaquées. la partie importante de notre travail a été de modéliser le champ de gradient thermique dans l'épaisseur du circuit thermoélectrique en vue de calculer la sensibilité pour divers types de structures multicouches.

la sensibilité calculée pour des structures "simple face" et "double face" placée entre feuilles de kapton de faible épaisseur sont compatibles avec les valeurs mesurées expérimentalement.

La modélisation numérique a permis de montrer que la sensibilité de ces structures était indépendante de la nature des conditions limites donc que la f.e.m détectée était représentative du flux thermique traversant la structure multicouche.

le résultat le plus important de la modélisation numérique a été de montrer que la sensibilité dépendait fortement du contraste entre les conductivités des couches disposées de part et d'autre du circuit thermoélectrique. Des structures multicouches à conductivité contrasté et grande sensibilité ont pu être modélisées. La vérification expérimentale a permis de valider les résultats de simulation et de montrer comment utiliser avec profil le phénomène constriction des lignes de flux thermique dans les électrodes cuivrées du circuit thermoélectrique. Le résultat essentiel a été donc d'établir une relation entre la différence de potentiel mesurée par le circuit thermoélectrique et la distorsion des lignes de flux dans l'épaisseur de la thermopile .L'application directe

de ce travail concerne la réalisation de fluxmètre thermique de grande sensibilité. La vérification des résultats nécessite un contrôle très précis de la fabrication des circuits thermoélectriques. Avec les moyens de fabrication actuellement disponibles, nous avons pu valider les résultats théoriques.

Une autre conséquence importante est la possibilité de caractériser des matériaux "en feuille" puisque la sensibilité d'une structure multicouches dépend de l'épaisseur et de la conductivité du matériau en contact avec le circuit bimétallique. dans ces conditions, si le flux traversant la structure est imposé (1 W par exemple) la mesure de la sensibilité caractérise le matériau de conductivité thermique inconnue.

ANNEXE 1

Mise en oeuvre du programme ANSYS pour la résolution de l'équation de Fourier par éléments finis.

Préparation du modèle

La modélisation consiste à substituer au système réel un ensemble d'éléments formant un système discret équivalent au système réel à modéliser. le modèle est généré par un préprocesseur qui opère en plusieurs étapes:

- génération des noeuds du modèle,
- définition des éléments du modèle,
- détermination des caractéristiques physiques de chaque élément,
- application des conditions limites.

Pour entrer dans le détail de la méthode de génération du modèle nous allons modéliser une configuration très simple: un ensemble de deux plaques (verre et polystyrène) disposée en cascade et constituant un système bicouche.

- la largeur des plaques est $x_{max} = 20$ cm.
- l'épaisseur des plaques est $y_{max} = 2$ cm.

étape 1 :génération des noeuds :

on utilise un maillage régulier qui comporte 11 noeuds suivant l'axe x. le premier noeud a pour abscisse $x_{min} = 0$ le 11ème noeud a pour abscisse $x_{max} = 20$ cm ce qui nous donne dix

mailles régulières de 2 cm. de même, suivant l'axe y on génère 5 noeuds avec une incrémentation de 11. le pas d'espace $\Delta y = 0.5$ cm. (figure 1).

en pratique, pour générer les noeuds, nous utiliserons les instructions suivantes :

```
n , 1, 0           : premier noeud
n, 10, 0.10       : 10ème noeud
fill              : génère les noeuds entre 1 et 10 avec un
                  pas de 0.1 cm
nplo,1           : dessine les noeuds 1 à 10.
ngen,5,11,all,,,,0.005 :génère 5 noeuds suivant l'axe y
                  avec une incrémentation de 11.
```

```
nplo, 1
```

étape 2 : génération des éléments

les noeuds étant générés, il faut définir les éléments du modèle .

dans la modélisation 2 D un élément est constitué par 4 noeuds.

Le premier élément a pour noeuds 1 , 2 , 12 , 11 dans l'ordre.

on génère 10 éléments suivant l'axe x avec une incrémentation de 1 et 4 éléments, suivant l'axe y avec une incrémentation de 10 (figure 2)

on utilisera pour cela les instructions:

```
et, 1, 55         : caractérise un système bidimensionnel
e, 1, 2, 12, 11   : 1er élément
egen, 10 , 1, all : génère les éléments suivant l'axe x .
egen, 4, 11, all  : génère les éléments suivant l'axe y.
```

41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
31	32	33	34	35	36	37	38	39	40
21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

LES NOEUDS DU MODELE

```

ANSYS 4.3A2
MAY 30 1989
8:12:24
PLOT NO. 1
NODES
ZU = 1
DIST = 0.055
XF = 0.05
YF = 0.01
YRTO = 3

```

fig 1 modélisation des noeuds du système.

28	29	30	31	32	33	34	35	36
19	20	21	22	23	24	25	26	27
10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	2	3	4	5	6	7	8	9

LES ELEMENTS DU MODELE

```

ANSYS 4.3A2
MAY 30 1989
8:14:37
PLOT NO. 3
ELEMENTS
ZU = 1
DIST = 0.055
XF = 0.05
YF = 0.01
YRTO = 3

```

fig 2 modélisation des éléments du système.

eplo, 1 :dessine les éléments.

étape 3;introduction des caractéristiques thermophysiques des matériaux.

le matériau 1 de conductivité $K_{xx} = K_{yy} = 1,15 \text{ W/m}^\circ\text{c}$ est constitué par l'élément 1 jusqu'à 18. de même le matériau 2 de conductivité $K_{xx} = K_{yy} = 0.035 \text{ W/m}^\circ\text{c}$ est contitué par l'élément 19 jusqu'à 36. les conductivités sont affectées aux éléments par les instructions :

mat, 1 : matériau 1

Kxx, 1, 1.15 : la conductivité du matériau 1 est 1.15

esel, elem, 1, 18,1: sélection de l'élément jusqu'à 18

emodiff, all :affecte les éléments sélectionnés au maté.
- mat, 1

mat, 2

Kxx, 2, 0.035 :sa conductivité est 0.035 $\text{W/m}^\circ\text{c}$

esel, elem, 19, 36,1: sélection des éléments 19 jusqu'à 36 avec
une incrémentation de 1 .

emodiff, all : affecte les éléments sélectionnés au maté.
- riau 2.

nall :rassemble tous les noeuds

eall :rassemble tous les éléments

étape 4 : affectation des conditions limites

sur la face supérieure du système on impose une température $T1 = 1^\circ\text{C}$ et sur la face inférieure on impose une température $T2 = 0^\circ\text{C}$ (figure 4).

```
nsel, y , 0          : sélectionne les noeuds de la face
inférieure Y =0
nt , all, temp, 0 :température imposée T2 =0°C
nsel, Y, 0.002      :sélectionne les noeuds de la face supérieure
Y max = 0.20 m.
nt, all ,temp , 1 : température imposée T1 = 1°C.
nall                : rassemble tous les noeuds
eall                : rassemble tous les éléments
albc, 1            : visualise les conditions limites sur le dessin
mnum, 1            : pour distinguer les matériaux
kse, 1             : commande permettant le calcul de l'énergie
stockée au sein du système
afwrit              :commande permettant de déceler des erreurs.
dans le modèle.sinon les données sont
transférées dans un fichier ( fille 27 ) qui permet de faire le
calcul.
fin                : fin de la préparation du modèle
```

modélisation en régime variable.

Le modèle d'éléments finis général est suffisant pour simuler les transferts thermiques en régime permanent .Le logiciel ANSYS permet également la simulation des transferts en régime variable. Il faut pour cela ajouter les informations suivantes:

- masses volumiques et capacités thermiques des matériaux.
- préciser la variation en fonction du temps, des conditions limites sur les frontières du système.
- préciser les conditions initiales.
- évaluer le pas de temps Δt

Pour avoir de bons résultats (convergence de la solution) il est recommandé de choisir un pas de temps tel que :

$$\Delta t \leq \frac{z^2}{4a}$$

avec a : la diffusivité $m^2 z^{-1}$ égale à $\frac{\lambda}{\rho c}$

z : la plus petite longueur d'un élément dans le système matriciel

Appliqué à l'exemple précédent, nous avons le programme suivant pour une variation en échelon de la température de la face supérieure de l'échantillon.

```

mat, 1           : matériau 1
dens, 1,         : sa densité
c, 1,           : sa capacité
mat, 2           : matériau 2
dens, 2,         : sa densité
c, 2,           : sa capacité
tunif, 0         : condition initiale
time, 3600       : temps
kbc, 1           : 1 :un échelon de température ; 0 une rampe de
                  température.
cnvr, 0.01       : convergence de la solution
iter, 10         : les itérations

```

le logiciel est susceptible de modifier le pas de temps à l'approche du régime permanent (on introduit un signe - à itération)

le pas de temps augmente de façon significative il en résulte un gain de temps appréciable pour obtenir les résultats de simulation.

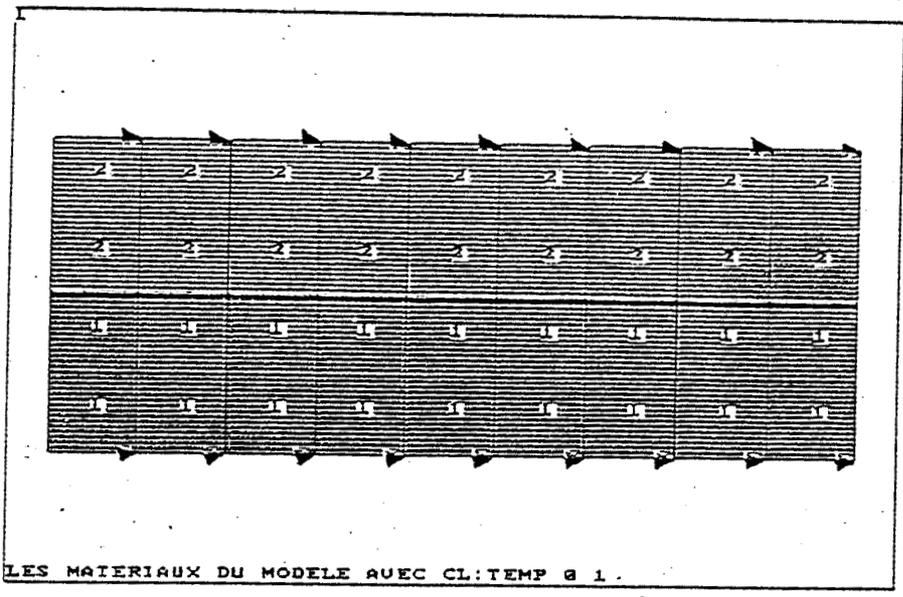
Pour le système bicouche décrit précédemment nous avons obtenu pour une différence de température de 1 °c entre les surfaces limites de l'échantillon un flux de 0.679 W dans l'ensemble des noeud de la face supérieure ou de la face inférieure de l'échantillon. ce flux est en fait égal à la conduction thermique à partir de laquelle on peut obtenir la résistance thermique.

$$R = 1/G = 1.472 \text{ °c/W} \quad (\text{égal à la valeur théorique})$$

Compte tenu des expressions précédentes, nous obtenons pour l'énergie stockée dans le champ de température s'exprime par la relation:

$$W_s = \frac{\phi (T_1 - T_2)}{2} = \frac{(T_1 - T_2)^2}{2 R} = \frac{R \phi^2}{2}$$

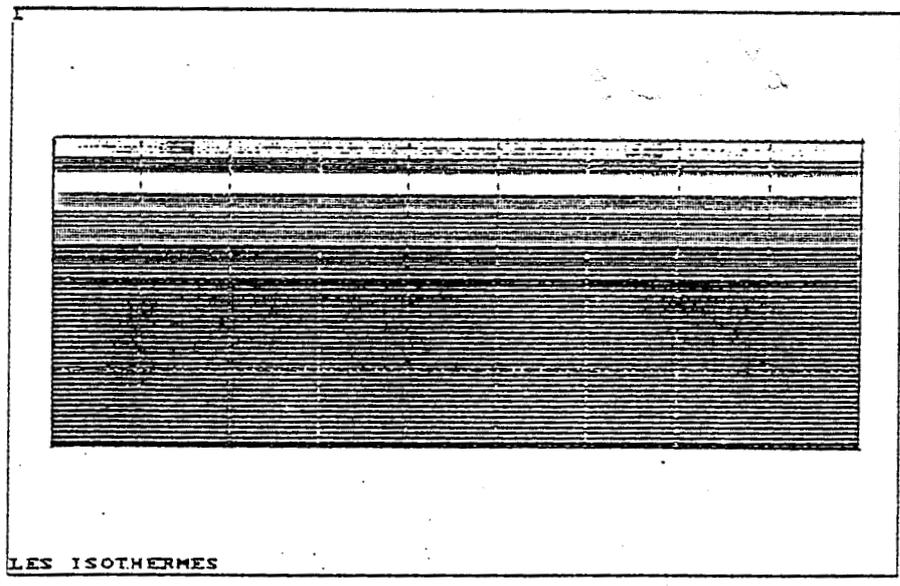
puisque la densité de flux est constante dans un ensemble de matériaux en cascade traversés par un flux monodimensionnel lorsque la différence de température $T_1 - T_2 = 1^\circ\text{c}$ est fixée l'énergie stockée dans la structure dont la valeur a été minimisée pour résoudre l'équation de Fourier peut être



```

ANSYS 4.302
MAY 30 1989
8:17:50
PLOT 3
ELEMENTS 3
MAT NUM
ZU = 1
DIST = 1
XF = 1
YF = 1
YRTO = 1
  
```

fig 3 application des conditions limites sur les faces extrêmes du système.



```

ANSYS 4.302
MAY 30 1989
8:17:50
PLOT 1
STRESS 1
ITER 1
TIME 1
TEMP 1
SMX = 1
ZU = 1
DIST = 1
XF = 1
YF = 1
YRTO = 1
  
```

fig 4 champs de température dans le système.

utiliser pour déterminer la conductance thermique puisque dans ces conditions l'équation précédente devient :

$$W_s = \frac{1}{2R} = \frac{G}{2}$$

le logiciel ANSYS permet également de sélectionner les éléments des matériaux 1 et 2 et de calculer les énergies stockées dans chacune des couches déposées en cascade. en régime permanent monodimensionnel le flux est conservatif et nous aurons compte tenu des définitions précédentes:

$$W_{s1} = \frac{\Phi(T_1 - T')}{2} = \frac{R_1 \Phi^2}{2}$$

$$W_{s2} = \frac{\Phi(T' - T_2)}{2} = \frac{R_2 \Phi^2}{2}$$

$$W_s = \frac{\Phi(T_1 - T_2)}{2} = \frac{(R_1 + R_2)\Phi^2}{2}$$

Dans ses conditions, nous obtenons pour un transfert thermique monodimensionnel une température d'interface T' proportionnelle au rapport des résistances thermiques ou des énergies stockées

$$\frac{T'_1 - T_2}{T_1 - T_2} = \frac{W_{s2}}{W_{s1} + W_{s2}} = \frac{W_2}{W_s} = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

L'énergie stockée dans chaque couche étant proportionnelle à la résistance thermique de la couche, le rapport des écarts de température peut également être exprimé en fonction du rapport des résistances thermiques pour un transfert thermique monodimensionnel.

ANNEXE 2

CALCUL DE LA RESISTANCE TANGENTIELLE DES JONCTIONS THERMOELECTRIQUES

Les jonctions thermoélectriques ont la forme de circuits imprimés et leur résistance tangentielle peut être calculée en première approximation à l'aide d'une décomposition en carrés élémentaires.

Le circuit imprimé bimétallique de base a une forme rectangulaire de longueur 2,8 mm et de largeur 2,4 mm. C'est un circuit monodimensionnel dont la résistance thermique peut être calculée à l'aide de la relation bien connue $R = L/\lambda S$. Avec une épaisseur de 25 microns, $\lambda = 23 \text{ W/mK}$, la résistance ainsi obtenue est de 2029 K/W. En fait, cette résistance peut également être obtenue en décomposant la jonction en éléments carrés élémentaires de résistance $1/\lambda$. La résistance est alors obtenue en multipliant la résistance d'un carré par le nombre de carrés contenus suivant la longueur du circuit.

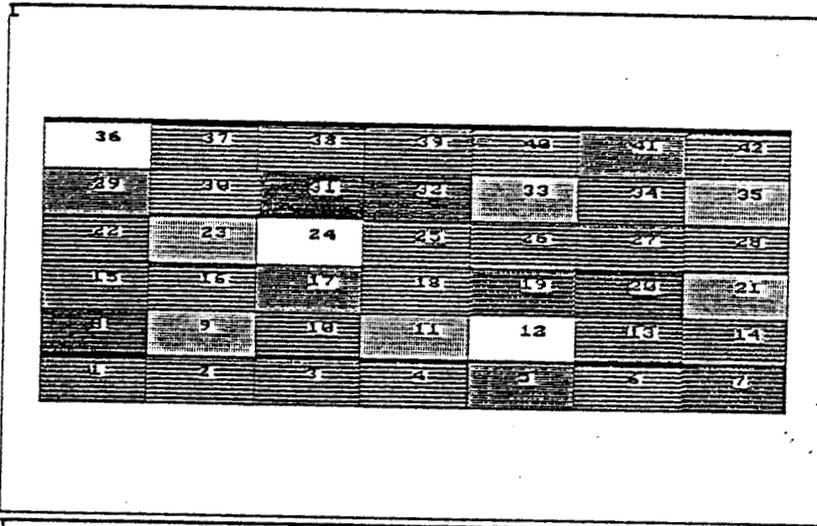
Le logiciel d'éléments finis ANSYS peut également être utilisé pour le calcul de la résistance tangentielle. En appliquant une différence de température de 1 K entre les extrémités du circuit, nous avons obtenu $\Phi = 0,493 \text{ mW}$ pour le flux thermique traversant les surfaces maintenues à température constante, soit une résistance tangentielle de 2028,98 K/W.

Dans le cas particulier d'une résistance monodimensionnelle, les deux méthodes sont équivalentes ; les isothermes et lignes de flux obtenus avec le logiciel d'éléments finis sont représentés figure 1.

Dans le cas plus général où un orifice rectangulaire a été gravé dans l'épaisseur de la jonction thermoélectrique, il n'est plus possible de calculer la résistance tangentielle par une méthode analytique et la simulation 2D au champ de température sur la surface du circuit est indispensable. Sur la figure 2 nous avons représenté des jonctions thermoélectriques ayant des formes géométriques différentes avec les valeurs de leur résistance thermique tangentielle correspondante.

Nous avons également représenté les isothermes et lignes de flux pour des orifices de tailles différentes.

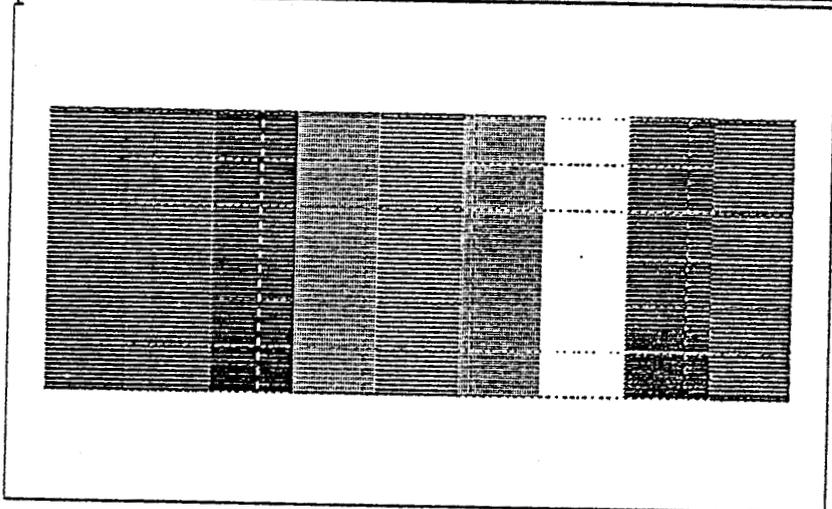
Lorsque la taille de l'orifice gravé est faible vis-à-vis de la surface de la jonction thermoélectrique, la résistance thermique est uniformément distribuée et peut être calculée à l'aide des formules analytiques



```

ANSYS 4.3A2
DEC 21 1989
PL: 3
PLOT NO. 1
ELEMENTS 3
YU = -1
ZU = 1
DIST = 0.00154
XF = 0.00144
YF = 0.00144
ZF = 0.00144

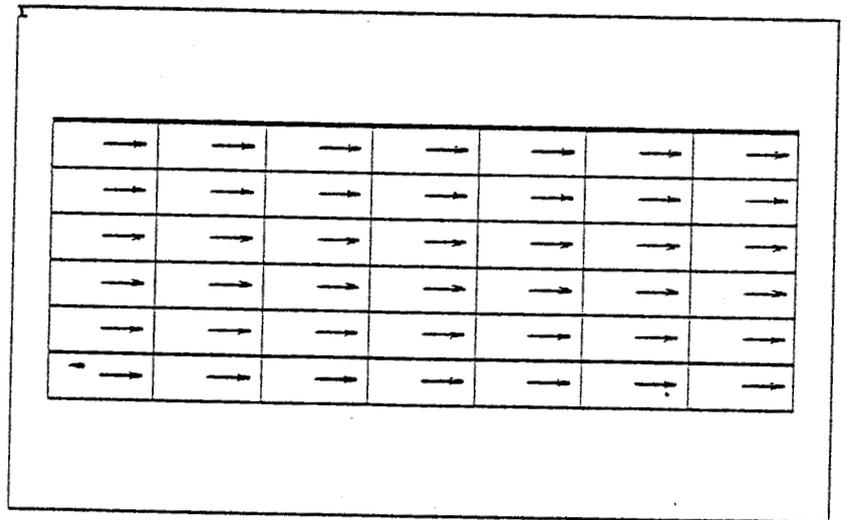
```



```

ANSYS 4.3A2
DEC 21 1989
PL: 4.43
PLOT NO. 1
STRESS
STEP=1
ITER=1
TEMP
EMX = 1
YU = -1
ZU = 1
DIST = 0.00154
XF = 0.00144
YF = 0.00144
ZF = 0.00144

```



```

ANSYS 4.3A2
DEC 21 1989
PL: 4.34
PLOT NO. 2
POST1 VECTOR
STEP=1
ITER=1
TC
MAX = 357.143
ELEM=1
YU = -1
ZU = 1
DIST = 0.00154
XF = 0.00144
YF = 0.00144
ZF = 0.00144

```

fig 1 transfert purement tangential dans une jonction bimétallique.

classiques. Il en est de même lorsque l'orifice gravée est de grande taille par rapport à la surface de la jonction thermoélectrique, la résistance thermique est alors localisée dans les parties de faible largeur et peut être calculée en première approximation par une décomposition en carrés élémentaires des régions de faible longueur.

La sensibilité étant d'autant plus grande que la résistance est élevée suivant la direction tangentielle, les valeurs calculées de la résistance tangentielle sont corrélées à celles de la sensibilité. L'étude de cette corrélation pourrait être appliquée à l'optimisation de fluxmètres thermiques.

ANNEXE 3

ECHANGE RADIATIF ENTRE DEUX SOLIDES EN FORME DE PLAQUES DE DIMENSION LATERALE FINIE.

Après les modélisations précédentes limitées au transfert par conduction, un autre avantage important du programme ANSYS est de permettre l'analyse des échanges couplés par conduction, convection et rayonnement.

Le transfert de chaleur en régime permanent est décrit dans la documentation des éléments finis de la façon suivante:

$$[k] \{ T \} = \{ Q \} .$$

avec

$\{T\}$: matrice des températures dans les noeuds.

$[K]$: matrices des conductivités.

$\{Q\}$: matrices des flux dans les noeuds.

lorsque il y'a superposition de plusieurs transferts, on peut décomposer la matrice des conductivités de la façon suivante:

$$[K] = [K^k] + [k^c] + [k^r]$$

avec:

$[k^k]$ = matrice des conductivités lorsque le transfert se fait par conduction.

$[k^c]$ = matrice des conductivités lorsque le transfert se fait par convection.

$[k^r]$ = matrice des conductivités lorsque le transfert se fait par rayonnement.

Pour traiter les échanges par rayonnement on introduit donc une conductivité radiative à partir de la relation du définition des échanges radiatifs par unité de surface entre

deux surfaces aux températures T_i et T_j , l'échange par rayonnement est défini de la façon suivante.

$$Q_{rj} = A_i \varepsilon \sigma f_{ij} (T_i^4 - T_j^4)$$

avec :

T = température absolue des surfaces i et j

Q_{rj} = flux radiatif échangé entre les surfaces

σ = constante de Stéphane Boltzman = $5.67 \cdot 10^{-8}$ W/ M² K

ε = émissivité.

A_i = surface notée i

F_{ij} = facteur de forme de la surface i par rapport à la face j .

La formule précédente peut s'écrire de la façon suivante.

$$K (T_i^4 - T_j^4) = Q$$

avec :

$$K = A_i \varepsilon \sigma f_{ij}$$

K conductivité équivalente représentant l'échange radiatif.

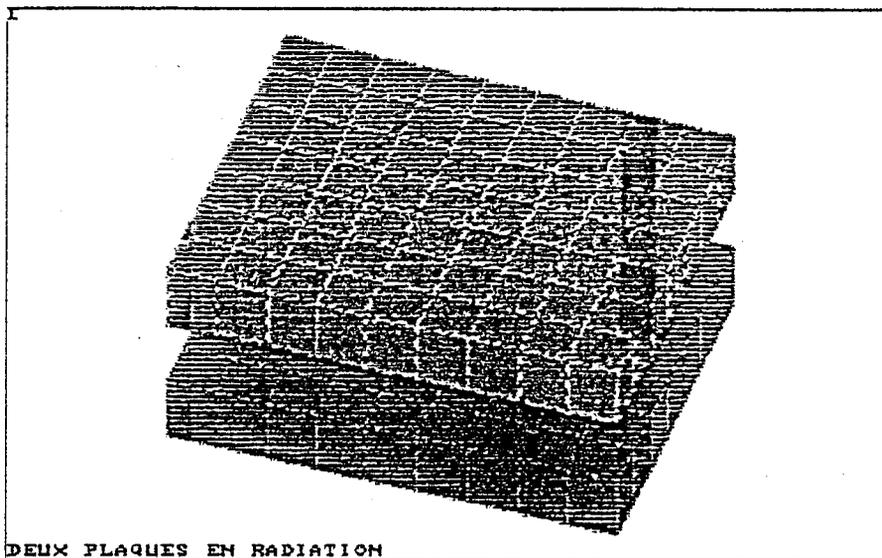
on peut linéariser la formule précédente de la façon suivante:

$$\begin{aligned} K (T_i^4 - T_j^4) = Q &= K (T_j^2 + T_i^2) (T_i + T_j) (T_i - T_j) \\ &= K' (T_i - T_j) \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} K' &= K (T_i^2 + T_j^2) (T_i + T_j) \\ &= A_i \varepsilon \sigma f_{ij} (T_i + T_j) (T_i + T_j) \end{aligned}$$

La solution est obtenue par résolution d'un système d'équation non linéaire dont les coefficients dépendent de la température. Pour cette résolution on utilisera une méthode par itération: à chaque pas d'itération la valeur obtenue comparée à la précédente est utilisée pour modifier les



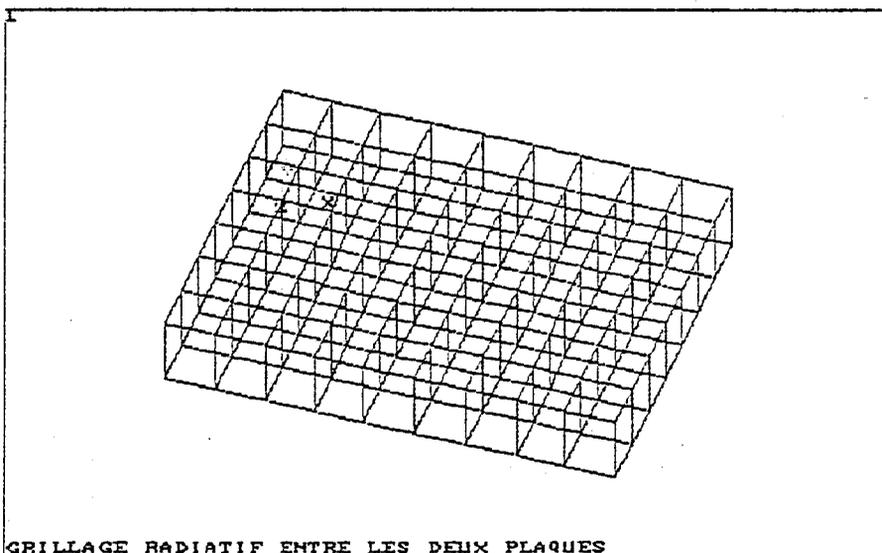
```

ANSYS 4.3A2
MAR 16 1989
13: 1:18
PLOT NO. 1
STRESS
STEP=1
ITER=10
TEMP
SMX =200

XU =1
YU =0
ZU =0
DIST=0.001672
XF =0.0018
YF =0.600E-03
ZF =0.0014
XRT0=0.5
22.222
44.444
66.667
88.889
111.111
133.333
155.556
177.778
200

```

DEUX PLAQUES EN RADIATION



```

ANSYS 4.3A2
MAR 16 1989
13: 3:35
PLOT NO. 2
STRESS
STEP=1
ITER=10
TEMP
SMX =200

XU =1
YU =2
ZU =0
DIST=0.001672
XF =0.0018
YF =0.600E-03
ZF =0.0014
XRT0=0.5
22.222
44.444
66.667
88.889
111.111
133.333
155.556
177.778
200

```

GRILLAGE RADIATIF ENTRE LES DEUX PLAQUES

fig 1 modélisation d'un échange radiatif entre deux solides en forme de plaques

coefficients de l'équation et améliorer la précision sur la valeur des températures de surfaces.

Lorsque des échanges convectifs superposent aux échanges radiatifs, il faut ajouter dans le bilan thermique au noeud de température T_j un terme supplémentaire:

$$h_s (T_i - T_j) = Q_{ci}.$$

Le coefficient d'échange peut être en fonction :

- de l'écart de température ($T_i - T_j$)
- de la plus grande température.
- de la moyenne des deux températures.

Dans ce cas, la température des noeuds est déterminée comme précédemment par un calcul itératif.

A titre d'exemple nous allons modéliser l'échange radiatif entre deux solides en forme de plaques (cuivre et plexiglas respectivement) dont les surfaces en regard échangent l'énergie par rayonnement.

Les plaques mesurent 3.6 mm suivant l'axe ox et 2.8 mm suivant l'axe oz . (dimension d'une cellule fluxmétrique)

La radiation est modélisée par un grillage entre les plaques .fig 1

On impose une température de 0 °c sur la face inférieure du plexiglas, et une température de 100 °c sur la face supérieure du cuivre.

on trouve un flux sortant par la face inférieure = $0,318 \cdot 10^{-1} \text{ W}$

par la formule:

$$Q_{ij} = A_i \varepsilon \sigma f_{ij} (T_i^4 - T_j^4)$$

avec:

$$T_i = 200^\circ\text{C}$$

$$T_j = 8,5^\circ\text{C}$$

On trouve un flux de $0,317 \cdot 10^{-1}$ W.

La mise en oeuvre du programme ANSYS a permis de valider la valeur obtenue précédemment.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

BIBLIOGRAPHIE

- [1] N.E. HAGER
Revu.Sci.Instrum. 37,188,1564,1960
- [2] H.S. HATFIELD, WILKERS F.J
j. Scient.instrum. 27, 1, 1950
- [3] M. DEGENNE, S. KLARSFELD
"Building applications of heat flux transducers", ASTM
Technical publication - Bales, Bomberg, Curville editors, 1985
- [4] P. Thureau
"fluxmètres thermiques", Techniques de l'ingénieur, Mesures
et controle, R. 2900
- [5] B.W. VAN OUDHENDEN
Sensors and activators 10,321-346, 1986
- [6] P. THUREAU
Sté Française de thermique, janvier 1988
- [7] P.THERY
"Etude et caractérisation d'un nouveau type de fluxmètre
thermique" BREVET ANVAR (1980)
- [8] D. LECLERCQ, P. THERY
Rev. sc. Instrum. 54, 3, 1983.
- [9] BERRACHED N.E
"Etude des échanges par effet PELTTIER dans les
thermocouples de surface- Application à la
caractérisation de nouveaux circuits thermoélectriques"
Thèse de Docteur Ingénieur (1982) Université de LILLE
- [10] P. THERY , J. PAUQUET
"Thermoelectric properties of thin electroplated foils
application to measurement of heat fluxes"

- j.Phys. E. Sci. instrum. 13 (1980) 323 -327
- [11] P. THERY ,MARECHAL J.C
"study and characterisation of a new heat fluxmeter"
J.Phys. E. INstrum. 13 (1980) 859 -865
- [12] J.TAVERNIER, D.CALECKI
"Introduction aux phénomènes de transports linéaires dans
les semiconducteurs"
Masson, 1980
- [13] J.TRAVENIER
"la conduction thermique dans les solides"
L'onde électrique,n°423,pp.541-553,1962
- [14] M. RODOT
"les effets thermélectriques et leurs applications"
L'onde électrique,n°423,pp.507-522,1962
- [15] L. GIRAUDIER
"contribution à l'étude d'une méthode de mesures
simultanées et indépendantes des grandeurs thermiques et
électriques
Thèse Faculté des Sciences de Paris ,ed.Barthey et Co,1986
- [16] T.C. HARMAN,J.H. CAN, M.J. LOGAN
"Measurement of thermal conductivity by utilization of the
Peltier effect"
Journal Appl.Phys.30,9,1351-1359,1959
- [17] D.LECLERCQ,P.THERY
"three dimensional thermoelectric coupling in bimetallic
circuit. Application for designing new heat flow sensors"
WORKSHOP on heat flux measurements,Budapest,April
1986,pp.43-76
- [18] H.OIRY

"Etude thermique approfondie d'un fluxmètre à gradient tangentiel"

Thèse 3ème cycle, Université de Nantes avril 1985

[18] KOHNKE

"ANSYS :Theoretical manual"

Swanson Analysis systems Inc. Houston,1986

[19] DESALVO

"ANSYS User's manual"Volume I,II

Swanson analysis Systems INC. houston,1986

[20] CARSLow,JAEGER

"Conduction of heat solides" Oxford Clavendon,1978"

[21] B.DEMIDOVITCH

"Elements de calcul numérique" Mir,1979

[22] O.C.ZIENKIEWICZ

"The finite element method" Mc Gaw Hill,1977

[23] DALEF.OSTERDAARD

"Adapting available finite element heat transfer programs to solve 2-D and 3-D electrostatic field problems"

