

Jan 2000-6689

N° d'ordre : 2271

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

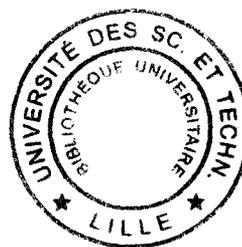
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

SAMY SAKLY



ETUDE ET REALISATION DE MICROCAPTEURS RADIATIFS INFRAROUGES EN TECHNOLOGIE COUCHES MINCES A STRUCTURE DISTRIBUEE PERIODIQUE.

Soutenue le 25 juin 1998 devant la commission d'examen

Membres du jury :

E. CONSTANT
J.L. VATERKOWSKI
B. DUTHOIT
D. LECLERCQ
P. GODTS
P. THERY
D. COLLARD
E. GAVIOT

Président
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Co Directeur de thèse
Examineur
Examineur
Examineur

A ma famille

Remerciements

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN) dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER, à l'Université des Sciences et Technologies de Lille.

Monsieur le Professeur E. CONSTANT, Directeur de l'équipe Microtechnologies de l'IEMN me fait l'honneur de présider ce jury d'examen et de juger l'ensemble de ce travail ; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance. Je remercie vivement Monsieur le Professeur G. SALMER de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je remercie Monsieur J.L. VATERKOWSKI, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieur de Mécanique et des Microtechniques pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de juger mon travail.

Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur B. DUTHOIT, Directeur de l'équipe thermique du Laboratoire d'Artois de Mécanique et Habitat qui a analysé mes travaux.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur D. LECLERCQ qui a dirigé ce travail et dont les nombreux conseils m'ont permis de mener à terme cette étude.

Je remercie Madame P. GODTS, chargé de recherche au DHS, d'avoir co-dirigé ce travail. Ses compétences scientifiques, sa disponibilité, l'intérêt qu'elle a porté à mes résultats de recherche et ses nombreux conseils m'ont été très précieux.

J'exprime toute ma gratitude envers Monsieur le Professeur P. THERY, fondateur de la société Captec, pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse.

Monsieur D. COLLARD, Directeur de recherche au DHS, a accepté de participer à ce jury, je lui en suis particulièrement reconnaissant.

Je remercie également Monsieur E. GAVIOT, Maître de Conférences au DHS pour toutes les discussions fructueuses que nous avons eues, les nombreux et précieux conseils qu'il a apportés pour la modélisation des microcapteurs ainsi que pour l'honneur qu'il me fait de participer au jury de thèse.

Ce travail n'aurait pas été possible sans l'aide et la disponibilité du personnel de la centrale de technologie. Je tiens à remercier Mesdames A. FATTORINI et P. LEGRY, et Messieurs M. FRANCOIS, B. GRIMBERT, A. LEROY, M. MULLER et P. TILMANT. Leurs conseils m'ont été précieux.

Je remercie vivement Monsieur D. VANDERMOERE dont la disponibilité et la maîtrise de la découpe du verre m'ont permis de ne jamais manquer de microcapteurs.

Je tiens aussi à remercier P. DELEMOTTE pour sa disponibilité, et les nombreux dépôts métalliques effectués, ainsi que B. VERBEKE pour l'aide qu'il m'a apportée.

Merci aussi à Monsieur J.P DEHORTER qui a assuré la reproduction de ce mémoire.

Enfin, je tiens à remercier mes amis de l'IEMN : KATIR, MILOUD, MOMO, MARGO, YANNICK, MUSTAFA. et les autres, pour leur sympathie témoignée tout au long de ces années.

Nomenclature

A	≡ Surface totale du capteur	≡ m ²
a(λ)	≡ Coefficient d'absorption	≡ %
A ₁	≡ Surface de la zone absorbante d'un thermoélément = L _c *ℓ _t	≡ m ²
A ₂	≡ Surface de la zone réfléchissante d'un thermoélément = L _f *ℓ _t	≡ m ²
b	≡ Largeur de poutre	≡ m
d	≡ Epaisseur de la poutre	≡ m
D*	≡ Détektivité spécifique	≡ cm.W ⁻¹ .Hz ^{1/2}
e	≡ Epaisseur de conducteurs plaqués	≡ m
e _m	≡ Epaisseur de la couche thermoélectrique	≡ m
e _{s lim}	≡ Epaisseur limite de substrat	≡ m
e _s	≡ Epaisseur de substrat	≡ m
f	≡ Fréquence	≡ Hz
F	≡ Surface totale d'absorption	≡ m ²
F _{λ_i-λ_j}	≡ Fraction d'énergie absorbée	≡ %
h	≡ Coefficient d'échange	≡ W.m ⁻² .K ⁻¹
ι	≡ Largeur de l'interpiste	≡ m
K	≡ Coefficient d'absorption	≡ m ⁻¹
ℓ	≡ Largeur de cellule	≡ m
L	≡ Longueur de cellule	≡ m
L _c	≡ Longueur de la zone chaude	≡ m
L _f	≡ Longueur de la zone froide	≡ m
ℓ _t	≡ Largeur totale du capteur	≡ m
E	≡ Emission du corps noir	≡ W.m ⁻² .μm ⁻¹
N	≡ Nombre de thermocouple	≡ ∅
NEP	≡ Noise Equivalent Power = PEB	≡ W.Hz ^{-1/2}
P ₁	≡ Densité de puissance absorbée par la zone chaude	≡ W/m ²
P ₂	≡ Densité de puissance absorbée par la zone froide	≡ W/m ²
PEB	≡ Puissance équivalente de bruit	≡ W.Hz ^{-1/2}
r(λ)	≡ Coefficient de réflexion	≡ %
R	≡ Résistance électrique	≡ Ω
R _c	≡ Résistance caractéristique linéique	≡ m.K/W
r _s	≡ R _{th} transversale par unité de largeur	≡ K.m.W ⁻¹
R _{th}	≡ Résistance thermique	≡ K/W
S	≡ Responsivity	≡ V/W
S	≡ Sensibilité	≡ V/(W/m ²)
T	≡ Température	≡ K
U _B	≡ Tension de bruit	≡ V
V _{Seebeck}	≡ F.e.m de Seebeck	≡ V
X _h	≡ Coefficient d'influence	≡ K.m ² /W
y	≡ Conductance thermique	≡ W/K

z	≡ Facteur de mérite d'un matériau	≡ K^{-1}
z_{ij}	≡ Facteur de mérite d'un thermocouple	≡ K^{-1}

Caractères grecs

α	≡ Pouvoir thermoélectrique absolu	≡ V/K
γ	≡ Constante d'affaiblissement	≡ m^{-1}
τ	≡ Coefficient de transmission	≡ %
ϕ	≡ Flux net	≡ W
φ	≡ Densité de flux	≡ W/m^2
ρ	≡ Résistivité électrique	≡ $\Omega.m$
σ	≡ Conductivité électrique	≡ $\Omega^{-1}.m^{-1}$
θ	≡ Ecart en température	≡ K
ε	≡ Emissivité	≡ \emptyset
λ_s	≡ Conductivité thermique du substrat	≡ W/mK
λ_m	≡ Cond. therm. de la couche thermoélectrique	≡ W/mK
λ_1	≡ Conductivité thermique du conducteur 1	≡ W/mK
λ_2	≡ Conductivité thermique du conducteur 2	≡ W/mK
λ	≡ Longueur d'onde	≡ m
λ_M	≡ Longueur d'onde d'émission maximale	≡ m

Constantes usuelles

k_B	≡ Constante de Boltzmann	≡ $1,38.10^{-23} J/K$
L_0	≡ nombre de Lorentz-Sommerfeld	≡ $2,45.10^{-8} V^2.K^{-2}$
σ	≡ Constante de Stefan-Boltzmann	≡ $5,669.10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$

Sommaire

Nomenclature.....	1
Introduction générale.....	7

*
* *

Chapitre I : STRUCTURE ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU MICROCAPTEUR

Introduction.....	9
I. PRESENTATION DE LA STRUCTURE DISTRIBUEE.....	12
II. DESCRIPTION DE LA PARTIE RADIATIVE.....	13
II.1. Le rayonnement.....	14
II.2. Etude de la convection et de la conduction gazeuse.....	15
II.3. Etude de la conduction.....	17
II.4. Autres structures déterminant d'autres types de capteurs.....	17
III. DESCRIPTION DU SUBSTRAT.....	18
IV. DESCRIPTION DE LA PARTIE DETECTION.....	20
V. DETERMINATION DE LA SENSIBILITE DU CAPTEUR.....	21
VI. SENSIBILITE A LA CONVECTION DU MICROCAPTEUR.....	22
Conclusion.....	22

*
* *

Chapitre II : MODELISATION DU MICROCAPTEUR

Introduction.....	23
I. DETERMINATION DE LA DIFFERENCE DE TEMPERATURE AUX BORNES DES MICROTHERMOCOUPLES.....	24
I.1. Calcul de la différence de température aux bornes d'un microthermocouple dans le cas du couplage par la couche thermoélectrique.....	27
I.1.1. Expression des températures et flux sous les zones absorbantes.....	27
I.1.2. Expression des températures et flux sous les zones réflectrices.....	30
I.1.3. Expression de la différence de température entre deux thermojonctions.....	31

I.2. Influence du couplage par le substrat sur la différence de température entre les thermojonctions.....	33
I.2.1. Calcul de l'épaisseur effective de transfert tangentiel dans le substrat.....	35
I.3. Justification de l'égalité des longueurs de zones absorbantes et réfléchissantes	
($L_c=L_F=L$) à partir du modèle analytique.....	41
I.3.1. Expression de $\theta_1-\theta_2$ en fonction de L_c et L_F	41
II. DETERMINATION DES PRINCIPAUX PARAMETRES CARACTERISTIQUES	
DU MICROCAPTEUR	
II.1. Etude de la sensibilité spectrale du microcapteur.....	43
II.1.1. Calcul simplifié de la sensibilité totale.....	47
II.2. Etude de l'influence des paramètres ($\lambda_m, \lambda_s, e_s, L, h$) sur la sensibilité et validation par un modèle numérique.....	50
II.2.1. Comparaison entre les résultats obtenus par simulation et analytiquement.....	51
II.2.1.1. Exemple de résultat obtenu par simulation.....	52
II.2.1.2. Evolution du rapport $(\theta_1-\theta_2)/L$ en fonction de l'épaisseur de substrat e_s déterminées à partir des modèles analytique et numérique.....	53
II.2.1.3. Evolution du rapport $(\theta_1-\theta_2)/L$ en fonction de la conductivité thermique du substrat λ_s déterminées à partir des modèles analytique et numériques.....	54
II.2.1.4. Evolution du rapport $(\theta_1-\theta_2)/L$ en fonction de la conductivité thermique de métallisation λ_m	55
Conclusion.....	56
II.3. Calcul de la détectivité D^* du microcapteur.....	57
II.3.1. Expression de la détectivité D^*	57
II.3.2. Evolution de la détectivité D^* en fonction de la longueur de cellule L	58
III. ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA CONVECTION.....	59
III.1. Influence des phénomènes de convection sur le microcapteur.....	59
III.1.1. Evolution de la sensibilité du microcapteur en fonction du coefficient d'échange h	59
III.1.2. Calcul du coefficient d'influence X_h	61
III.1.3. Influence des paramètres sur X_h	61

IV. COMPARAISON DES PERFORMANCES THEORIQUES AVEC UNE AUTRE FAMILLE DE CAPTEUR : LE CAPTEUR DE TYPE POUTRE

IV.1. Calcul de la sensibilité de la structure poutre.....	64
IV.1.1. Expression de la conductance thermique de la surface sensible F.....	65
IV.1.2. Calcul de la différence de température entre la source chaude et le puits thermique.....	65
IV.1.3. Calculs de la sensibilité \mathcal{S} , de la détectivité D^* et du coefficient d'influence du microcapteur poutre.....	66
IV.2. Exemple de microcapteur infrarouge sur poutre afin d'illustrer le modèle.....	68
IV.3. Discussion sur les performances des structures classiques et choix de la structure planaire et distribuée du microcapteur.....	69
Conclusion.....	71

*
* *

Chapitre III : CARACTERISATION ET REALISATION TECHNOLOGIQUE DU MICROCAPTEUR

Introduction.....	72
I. MESURE DU COEFFICIENT SEEBECK	
I.1. Principe de la mesure.....	73
I.2. Description de la structure.....	74
I.3. Mesure du pouvoir thermoélectrique.....	77
Conclusion.....	79

II. ETUDE EN SPECTROSCOPIE INFRAROUGE DES COUCHES ABSORBANTES ET REFLECTRICES

II.1. Mesure de l'absorptivité du verre a_v.....	82
II.2. Détermination du coefficient d'absorption du Si_3N_4.....	86
II.3. Absorption des zones métalliques recouverts de Si_3N_4.....	91

II.4. Absorption des interpistes (verre recouvert de Si_3N_4).....	92
II.5. Absorptivité et sensibilité spectrale.....	93
II.6. Calcul de la sensibilité moyenne du capteur éclairé par un corps noir.....	94
 III. PROCÉDES DE RÉALISATIONS TECHNOLOGIQUES DU MICROCAPTEUR A PARTIR D'UNE TECHNOLOGIE 'COUCHES MINCES'	
III.1. Description des différentes étapes technologiques du microcapteur à base de thermoéléments : Constantan/Or.....	96
III.2. Capteurs à base de thermoéléments : Bismuth/Antimoine.....	98
III.3. Photos de réalisations technologiques.....	100
 IV. CARACTÉRISATION DES MICROCAPTEURS RÉALISÉS A PARTIR DE CES PROCÉDES ET COMPARAISON AVEC LA THÉORIE	
IV.1. Sensibilité à l'éclairement énergétique.....	101
IV.2. Influence de l'environnement.....	103
 * * *	
Conclusion	106
Liste des figures.....	108
Bibliographie.....	111
ANNEXE.....	115
Résumé.....	121

INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, l'équipe microtechnologies de l'IEMN s'est fortement impliquée dans le développement d'une nouvelle génération de microcapteurs thermiques en technologie couches minces basés sur la thermoélectricité. La recherche concernant les microradiomètres infrarouge constitue une part très importante de l'activité de l'équipe et a déjà été validée par la thèse de doctorat soutenue en 1997 par L. CAMBERLEIN sous la direction du professeur E. CONSTANT [1].

Ce travail est très conséquent puisqu'il comporte une modélisation du capteur par des méthodes analytiques approchées et des modélisations numériques en deux dimensions. De plus, le procédé technologique de fabrication des capteurs a été mis au point et transféré dans l'industrie avec le support d'un contrat ANVAR.

L'objet de notre thèse est de compléter l'étude précédemment menée en portant notre effort sur des domaines n'ayant pu être traités faute de temps et se décompose en trois grandes parties :

- Dans une première partie la structure et le principe de fonctionnement du microcapteur sont décrits et le choix porté sur ce type de structure y est justifié.

- Dans une seconde partie, est présenté un modèle analytique permettant d'établir la sensibilité, le coefficient d'influence, et la détectivité du capteur. Ce modèle original de type **lignes à pertes** tient compte de l'**aspect distribué** de la **conduction** thermique dans les matériaux. Nous avons aussi déterminé la sensibilité spectrale de la structure à différentiel d'absorption, permettant de calculer la sensibilité en fonction de la température d'une cible visée par le capteur. Ensuite, les performances théoriques de cette structure développée au laboratoire sont comparées à celles d'un capteur de type poutre [2, 3, 4]. Les influences sur les deux capteurs respectifs des phénomènes de convection et de conduction sont traités théoriquement au cours de ce paragraphe.

- La troisième partie concerne plus particulièrement les déterminations expérimentales des paramètres et la validation du modèle par des réalisations technologiques. En effet, les caractéristiques thermoélectriques des matériaux sont fournies dans la littérature pour des épaisseurs de couches importantes. Il faut donc les déterminer dans des conditions de couches minces. Pour ce faire, un dispositif a été mis au point et sa présentation fera l'objet du premier paragraphe de cette partie. De manière à obtenir les caractéristiques spectrales des capteurs, des résultats de spectrométrie infrarouge sont présentés et discutés.

Enfin après la description des différentes étapes de réalisation technologique des microcapteurs, des caractérisations sur banc spécifique développé au laboratoire [5, 6] permettent d'évaluer la sensibilité au rayonnement, de vérifier expérimentalement l'immunité à la convection et la conduction, et de comparer les différents résultats expérimentaux aux prévisions théoriques.

Les premiers prototypes ont été réalisés avec des thermoéléments en constantan/or ($\alpha = 40\mu\text{V}/^\circ\text{C}$), et les résultats se sont révélés très intéressants. Les performances des structures distribuées étant étroitement liées aux différentes parties constituant le capteur, nous avons développé un capteur deux fois plus sensible en utilisant un détecteur thermique constitué de thermocouples de type **Bismuth/Antimoine** dont le pouvoir thermoélectrique est égale à $100\mu\text{V}/^\circ\text{C}$.

Chapitre I. Structure et principe de fonctionnement du microcapteur

INTRODUCTION : ETAT DE L'ART

Le but du travail présenté est de réaliser un microcapteur de rayonnement. La structure a été étudiée de manière à limiter les effets thermiques parasites, notamment la convection. Avant de décrire la solution retenue, nous allons évoquer les différentes architectures existantes ou possibles pour réaliser un microradiomètre infrarouge à partir de mesures différentielles de flux de rayonnement. Ces solutions s'articulent autour du choix de la distribution des zones absorbantes et du principe de détection utilisé. Une présentation de leurs caractéristiques théoriques sera également effectuée au chapitre modélisation (4^{ème} partie).

La structure classique la plus courante est basée sur une détection par microthermocouples avec une zone absorbante localisée et dissymétrique par rapport à la zone servant de référence de température [7, 8].

Plus particulièrement, deux architectures sont généralement développées. Ces types de structures sont représentés sur les figures 1. Il s'agit de la poutre, où la zone absorbante est localisée sur l'extrémité suspendue, le substrat auquel est rattachée cette poutre servant de puits thermique à la température T_0 .

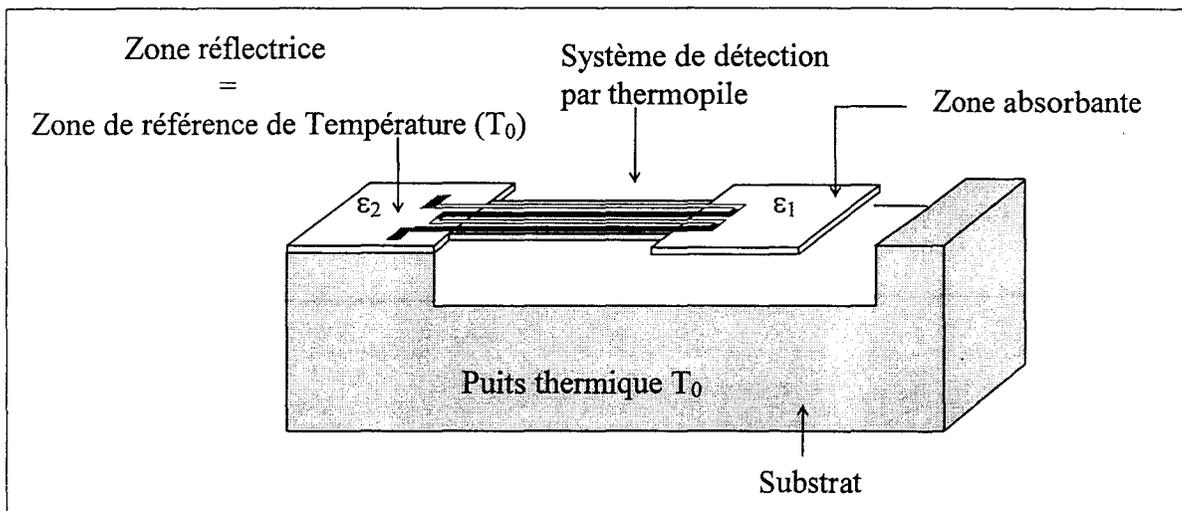
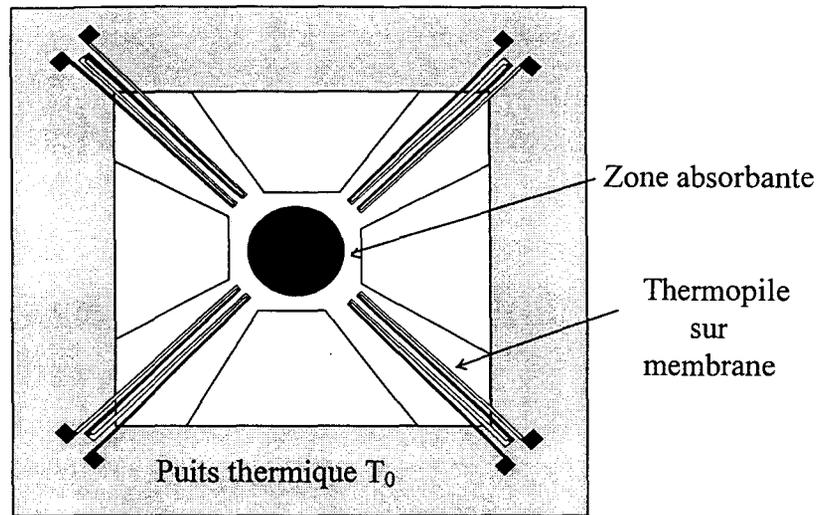


Figure I.1.a : Thermopile montée sur Poutre Cantilever



Figures I.1.b : Thermopile montée sur membrane

Nous montrerons par la suite que cette structure est sensible aux effets de la convection. Il est donc nécessaire de l'encapsuler.

De même, le capteur sur membrane permet d'obtenir des sensibilités importantes grâce à la résistance thermique élevée de la membrane [9]. Cependant, plus celle-ci est élevée, plus il devient difficile de déterminer la température du capteur qui est alors fortement dépendante de celle de l'air. Or, pour des mesures de température à distance, il est nécessaire de connaître avec précision cette température.

De plus, en régime transitoire, ces deux structures fonctionnent avec deux constantes de temps : celle de la structure suspendue et celle du boîtier, car ces deux parties n'ayant pas la même masse, leurs montées en température sont différentes, ce qui introduit une dérive lente du signal.

Pour équilibrer les constantes de temps et s'affranchir le plus possible des effets de convection et de conduction gazeuse, il est possible de déterminer une structure symétrique. Il faut donc utiliser des zones absorbantes et réfléchissantes les plus identiques possible et les déposer sur un puits thermique qui assurera le maintien de la température moyenne du capteur. Un exemple d'une telle structure a été représenté figure I.2.

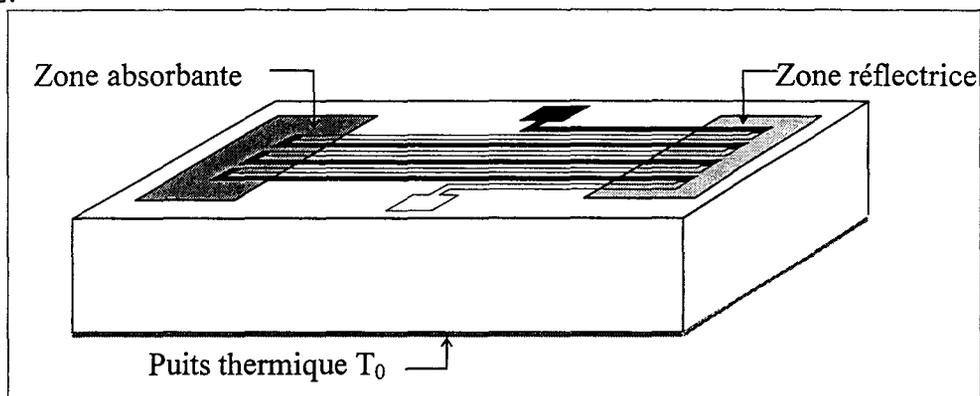


Figure I.2 : Zone absorbante et réfléchissante déposées sur un puits thermique

On peut alors utiliser les mêmes matériaux massifs et réaliser la partie réflectrice en recouvrant les thermojonctions correspondantes d'une fine couche de réflecteur composé d'un matériau très conducteur thermiquement. Les deux zones étant pratiquement identiques d'un point de vue thermique, si elles sont suffisamment proches, l'effet de la convection sera le même et n'interviendra donc pas dans la mesure différentielle.

Cependant dans cette configuration, la zone absorbante est localisée. La température de cette zone risque alors d'être élevée et d'induire des phénomènes de convection naturelle non négligeables. De même, une légère dissymétrie dans la résistance thermique de ces zones introduirait un déséquilibre qui rendrait sensible le capteur à la conduction gazeuse.

Par ailleurs, si on veut augmenter la sensibilité, il faut que la surface absorbante soit aussi grande que possible et que le nombre de thermocouples soit, lui aussi, élevé. Or on sait que sur des surfaces importantes les flux de convection deviennent inhomogènes. Ils risquent dans ce cas d'introduire des déséquilibres auxquels la structure différentielle sera sensible.

Une solution consiste donc à distribuer la zone absorbante en différents éléments ainsi que la zone réflectrice de manière à répartir la puissance absorbée. Pour mieux uniformiser ces zones, on utilise le même support recouvert alternativement de bandes réflectrice et absorbante. Cette structure a pour effet de diminuer le signal car les gradients thermiques sont alors moins élevés du fait des pertes thermiques latérales ; cependant le couplage induit entre ces zones permet de stabiliser le signal. La démonstration en sera faite au chapitre II.

C'est donc cette structure que nous avons choisie et nous en présentons les caractéristiques dans la suite [10, 11, 12].

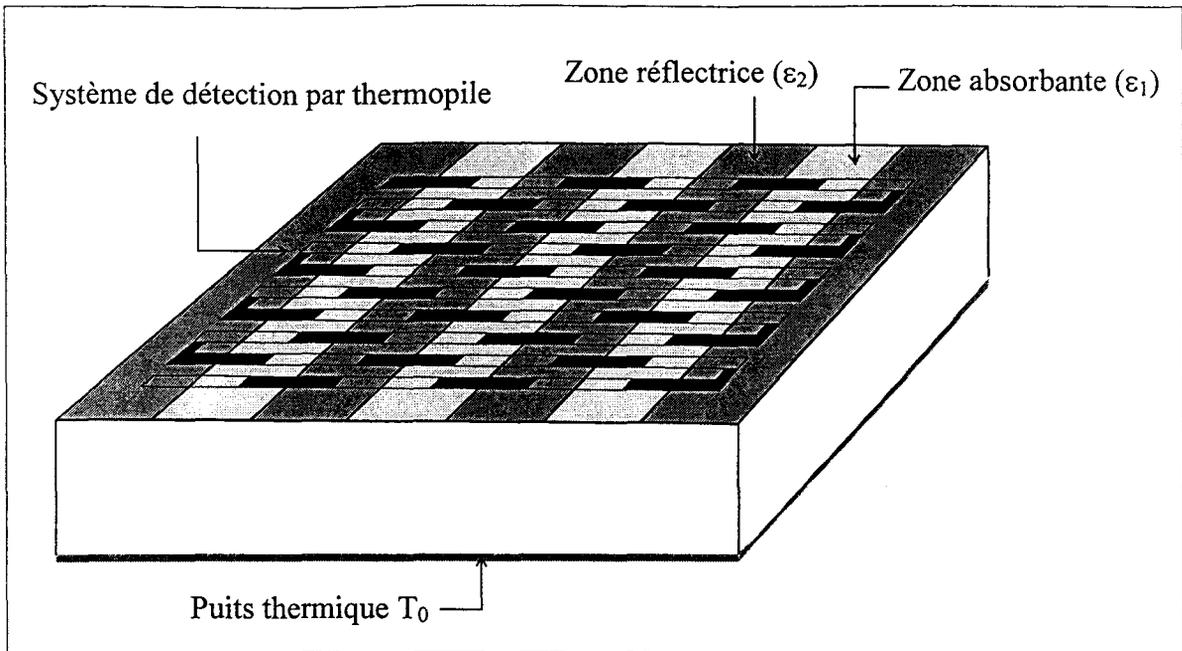


Figure I.3 : Structure à zones absorbantes et réfléchissantes distribuées

I) Présentation de la structure distribuée

La structure fonctionnelle du capteur de rayonnement peut se répartir en trois domaines : une partie supérieure capte le flux de rayonnement et le transforme en flux de conduction. Ce flux se propage dans la partie inférieure constituée par le substrat et génère des gradients de température. La partie détection est réalisée à l'aide d'un circuit thermoélectrique qui convertit les différences de température en tension Seebeck. Les gradients de température étant les plus élevés à la surface supérieure du substrat, la thermopile constituée des microthermocouples sera insérée entre la partie radiative et le substrat. En effet, pour assurer une température stable sur le capteur, la surface inférieure du substrat est en contact avec un puits thermique qui uniformise la température inférieure du capteur.

La description de ces trois parties fonctionnelles représentées figure I.4 fait l'objet des paragraphes suivants où seront traités les échanges thermiques correspondants.

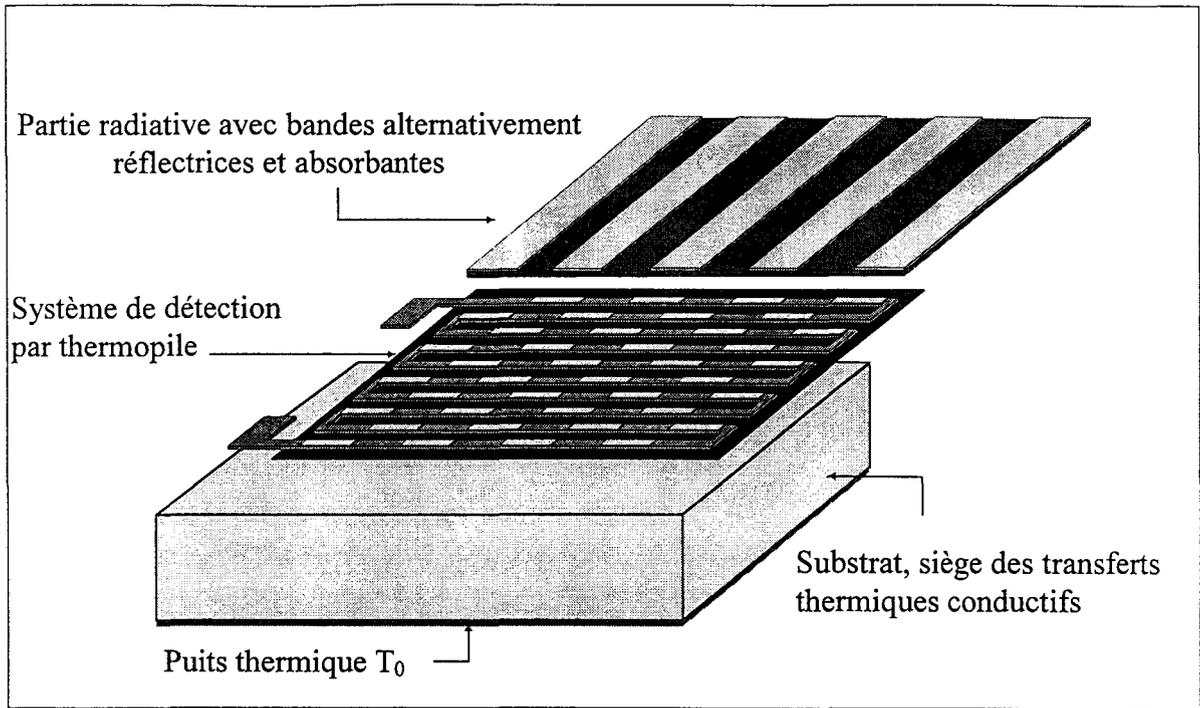


Figure I.4 : Structure fonctionnelle du capteur de rayonnement

II) Description de la partie radiative

Le capteur que nous présentons dans ce mémoire est essentiellement un capteur de rayonnement. Cependant, il est possible de réaliser un capteur de flux total [13] en modifiant l'étage supérieur pour le rendre sensible aux autres types de transfert thermique ; nous en décrivons la structure à la fin de ce chapitre.

Dans le cas du microradiomètre, la partie supérieure amenée en regard de la cible et en contact avec le fluide environnant est le siège de flux de rayonnement et de convection. Le transfert par conduction est également à prendre en compte, tant au niveau du gaz que des matériaux. Ces différents types de transferts thermiques sont illustrés figure I.5 et sont développés par la suite.

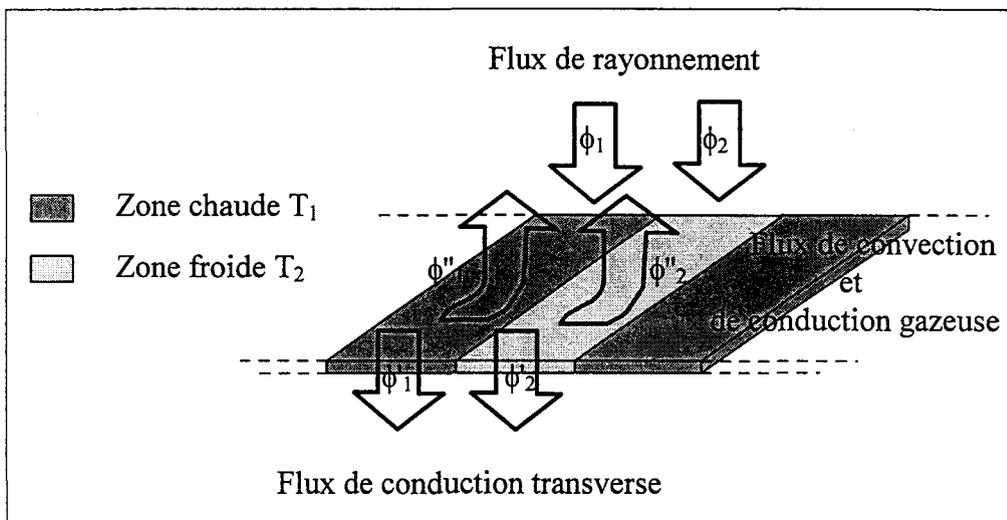


Figure I.5 : Bilan thermique de la partie radiative

II.1) Le Rayonnement

Le principe de mesure est différentiel car le système de détection par microthermocouples n'est sensible qu'à une différence de température générée aux bornes des thermojonctions. Ainsi appliqué au radiomètre, il consiste à absorber en des zones précises le rayonnement de manière à élever leur température T_1 par rapport aux zones protégées du rayonnement et maintenues à température froide T_2 par le substrat. Pour que le différentiel de température entre ces zones ne rende compte que du rayonnement, il faut que, seules, leurs émissivités soient différentes. Pour ce faire, les zones froides sont couvertes d'un réflecteur d'émissivité ε_2 la plus faible possible, les zones chaudes d'un absorbant d'émissivité ε_1 la plus proche de 1 et ce dans le domaine spectral visé.

Ainsi, les flux nets échangés entre une cible de température T_T et respectivement les zones absorbantes et réfléchissantes de températures absolues T_1 et T_2 et d'aires \mathcal{A}_1 et \mathcal{A}_2 peuvent s'écrire :

$$\phi_1 = \sigma \varepsilon_1 \mathcal{A}_1 (T_T^4 - T_1^4), \text{ flux net absorbé au niveau de la zone chaude} \quad (\text{I.1})$$

$$\phi_2 = \sigma \varepsilon_2 \mathcal{A}_2 (T_T^4 - T_2^4), \text{ flux net absorbé au niveau de la zone froide} \quad (\text{I.2})$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann.

Ces équations approchées ne sont valables que dans les conditions d'influence totale, c'est à dire si la cible est suffisamment proche du capteur et de dimensions nettement supérieures à celui-ci [14, 15].

On a par ailleurs considéré les températures T_1 et T_2 uniformes dans l'expression des flux radiatifs. En effet, les écarts par rapport à la moyenne dus au couplage entre zones froides et chaudes restent faibles du fait de l'aspect distribué. Ils peuvent donc être négligés dans l'expression des flux radiatifs dans la mesure où ce sont les puissances quatrièmes des températures absolues qui apparaissent. Pour se placer dans ces conditions de symétrie nécessaires pour que le microcapteur ne soit pas sensible aux effets de conduction, on prendra les surfaces \mathcal{A}_1 et \mathcal{A}_2 égales. On montrera au chapitre modélisation (I.3) que cette structure symétrique permet d'obtenir le gradient de température le plus élevé. Nous nous placerons par la suite dans cette configuration avec $\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_2 = \mathcal{A}$.

Le capteur est donc sensible à la différence des flux ϕ_1 et ϕ_2 directement liée à la différence des émissivités ε_1 et ε_2 . Ainsi par le choix des matériaux absorbants et réfléchissants et de leurs émissivités relatives dans les plages de fréquences données, on peut déterminer la réponse spectrale du microcapteur. Le chapitre III nous permettra d'aborder l'étude spectrale des microcapteurs réalisés dans le cadre de cette thèse. Par ailleurs, la sensibilité spectrale qui est le rapport entre la tension de sortie du microcapteur et le flux de rayonnement émis par la cible pour une longueur d'onde donnée est une caractéristique essentielle. En effet, l'émission spectrale d'une cible dépendant de sa température suivant la loi de Wien [15], la sensibilité spectrale permet d'établir la réponse du microcapteur en fonction de la température de la cible visée.

Une particularité essentielle des microcapteurs présentés est de pouvoir sélectionner la plage de fréquences sensibles, et par conséquent la gamme de température de cibles que l'on veut atteindre, aussi bien par le choix des propriétés radiatives de l'absorbant que du réflecteur. Ainsi à un absorbant à large spectre on peut associer un réflecteur à bande plus étroite de manière à obtenir un capteur sensible dans cette bande. Dans le cas inverse, le signal sera de signe opposé. Ces deux exemples très simples ont été représentés schématiquement figure I.6 mais des cas plus élaborés peuvent être obtenus à partir de matériaux dont les spectres sont plus complexes. Cette possibilité est particulière à ce système. En effet, dans un système classique où les zones absorbantes sont localisées, la sélectivité s'opère par l'intermédiaire d'une fenêtre ou d'un filtre qu'il faut ramener devant la zone d'absorption qui détermine alors de manière peu flexible la bande spectrale sensible.

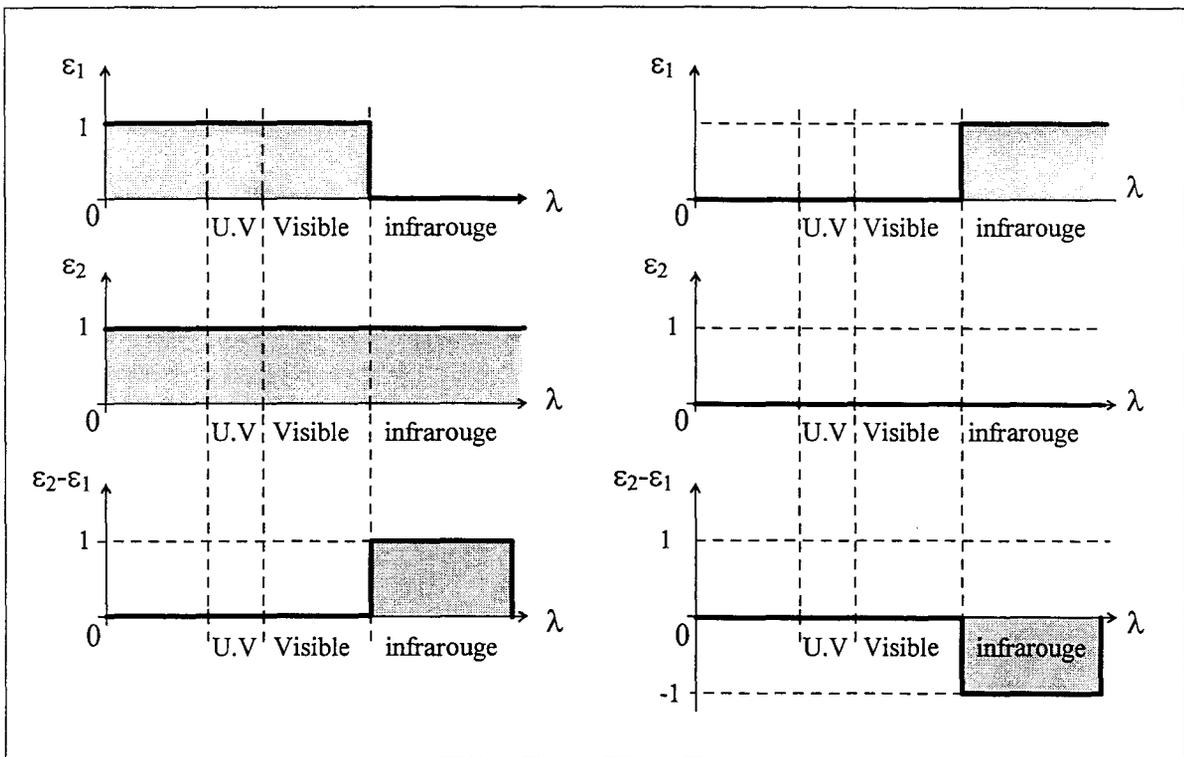


Figure I.6 : Sélectivité spectrale par le choix des matériaux absorbants ou réflecteurs

II.2) Etude de la convection et de la conduction gazeuse

La partie supérieure du microcapteur est soumise à l'influence du gaz environnant de température T_a qui est représentée par l'équation linéaire suivante :

$$\phi_1'' = h \cdot \mathcal{A}_1 \cdot (T_1 - T_a) \text{ flux de convection lié à la surface absorbante } \mathcal{A}_1 \quad (\text{I.3})$$

$$\phi_2'' = h \cdot \mathcal{A}_2 \cdot (T_2 - T_a) \text{ flux de convection lié à la surface réflectrice } \mathcal{A}_2 \quad (\text{I.4})$$

où h est identique pour les zones froides et chaudes, et représente le coefficient d'échange entre le capteur et l'air et rend compte des phénomènes de convection et de conduction gazeuse. Ce coefficient dépend de la géométrie du capteur et, en première approximation, de la conductivité thermique et de la vitesse de déplacement du fluide [15].

La conductivité thermique des réflecteurs réalisés en or étant élevée, la résistance thermique de la couche supérieure est pratiquement égale à celle de la couche d'isolant, répartie de manière identique sous les deux zones. Ainsi pour cette partie de la structure du microcapteur, l'influence de la conductivité thermique de l'air intervient de la même façon sur les zones chaudes et froides et contribue certes comme pour tout type de capteur à élever sa température moyenne mais n'intervient pas dans la différence de température entre les deux types de zones. Le capteur n'y est donc pas sensible.

Par ailleurs, l'épaisseur des réflecteurs étant très fine, la surface du microcapteur est pratiquement plane, l'effet de convection est donc minimal et uniforme sur toute la surface du capteur.

Dans le cas d'un fluide au repos, c'est-à-dire en régime de convection naturelle, le flux de convection n'est pas très important car l'élévation de température des zones absorbantes est relativement faible du fait de leur répartition sur la surface du capteur.

A titre d'exemple, si l'on place le capteur dont la température moyenne est celle du puits thermique $T_0=20^\circ\text{C}$ devant une cible à $T_T=100^\circ\text{C}$, et si l'on considère un coefficient d'échange entre le capteur et le milieu ambiant égal à $1\text{W/m}^2\text{K}$, les températures T_1 et T_2 valent respectivement $20,242^\circ\text{C}$ et $20,170^\circ\text{C}$ (résultat de simulation), ce qui induit des densités de flux de convection φ_1'' et φ_2'' relativement faibles de valeurs respectives $0,242\text{W/m}^2$ et $0,170\text{W/m}^2$. En régime de convection naturelle, on pourra donc négliger les flux de convection devant le flux de rayonnement qui vaut dans ce cas d'étude 1100W/m^2 .

De même, pour un fluide en déplacement, c'est-à-dire en régime de convection forcée, les zones froide et chaude étant proches, les phénomènes de convection s'exercent de la même façon. En effet, en première approximation, le coefficient h suit la loi de King, soit :

$$h = a + b\sqrt{u} \quad \text{: Loi de King} \quad (\text{I.5})$$

où a et b sont des constantes dépendant de la géométrie de la structure, et u la vitesse de déplacement du fluide. Pour des zones proches, la vitesse du fluide est homogène et h varie très peu.

Par conséquent, d'un point de vue de la convection et de la conduction thermique, les zones chaudes et froides présentent sensiblement les mêmes propriétés du fait de la symétrie du système. La mesure différentielle s'exerce donc strictement sur celle du rayonnement.

II.3) Etude de la conduction

Dans le revêtement constituant la partie supérieure du capteur circule un flux de conduction dont la loi de comportement est décrite par l'équation suivante :

$$\phi = -\lambda \cdot \text{grad}(T) \quad \text{Loi de Fourier} \quad (\text{I.6})$$

La couche d'isolant électrique d'épaisseur très faible est considérée suivant la profondeur comme infiniment conductrice d'un point de vue thermique. En effet, pour 1µm de Si₃N₄, on peut évaluer la résistance thermique transversale définie par la simple relation :

$$R_{\text{thT}} = \frac{e_{\text{Si}_3\text{N}_4}}{\lambda_{\text{Si}_3\text{N}_4} \cdot L \cdot \ell_t}$$

où L est la distance séparant deux bandes réflectrices, et ℓ_t la largeur totale du capteur. Sa valeur est égale à 0,055 K/W dans le cas du Si₃N₄, et 5,55K/W pour le polyimide. Ces résistances thermiques transversales sont beaucoup plus faibles que les résistances thermiques latérales :

$$R_{\text{thL}} = \frac{L}{\lambda_{\text{Si}_3\text{N}_4} \cdot e_{\text{Si}_3\text{N}_4} \cdot \ell_t}$$

qui valent dans notre cas d'étude $5 \cdot 10^3$ K/W pour le Si₃N₄ et $5 \cdot 10^5$ K/W pour le polyimide.

De ce fait, on peut considérer que le flux de rayonnement incident est directement transmis au détecteur constitué par l'association des microthermocouples, et l'expression des flux de conduction à travers le substrat est donnée par les simples relations :

$$\phi_1' = \phi_1 - \phi_1'' \quad (\text{I.7})$$

$$\phi_2' = \phi_2 - \phi_2'' \quad (\text{I.8})$$

II.4) Autres structures déterminant d'autres types de capteurs

La partie supérieure, représentant le corps d'épreuve du capteur, sert à transformer le flux à mesurer en flux de conduction générant les différences de température sensibles au détecteur thermoélectrique. Le radiomètre, par une structure jouant sur les contrastes d'émissivité permet de mesurer le flux de rayonnement. Par le même principe, une structure dissymétrique d'un point de vue conductif permettrait d'évaluer le flux conductif. Dans ce but, les différentiels de conductivité thermique sous les thermojonctions peuvent être créés par l'intermédiaire de cavités ou de matériaux différents comme le montre la figure I.7

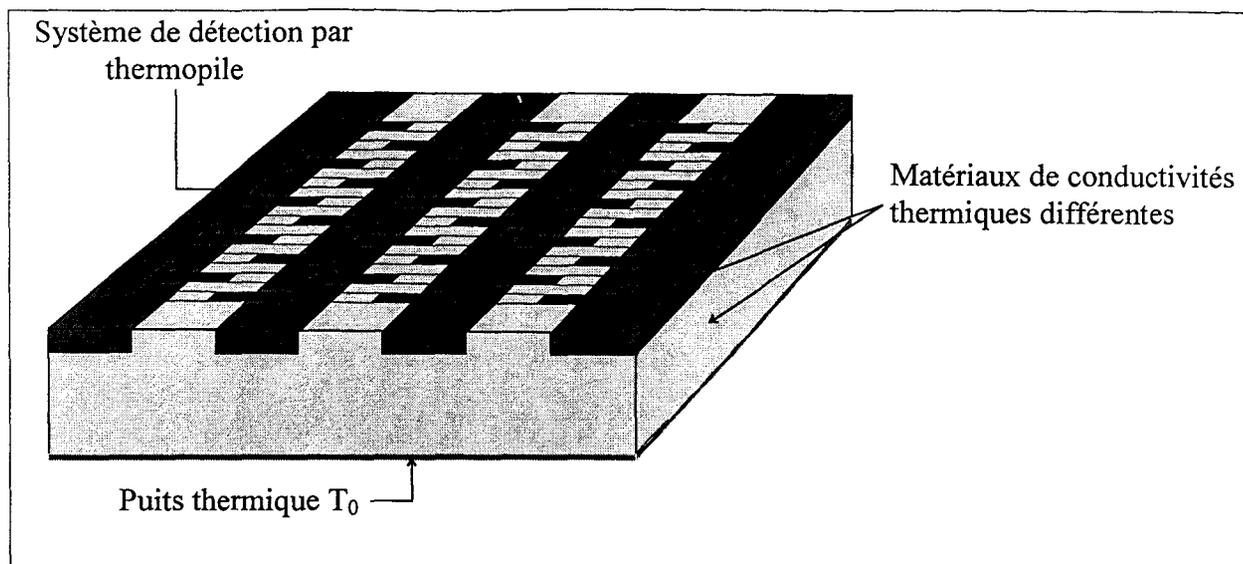


Figure I.7 : Schéma de principe d'une structure permettant la mesure d'un flux de conduction

De même, par l'intermédiaire de structures suspendues, pour rendre le microcapteur suffisamment sensible à son environnement, on peut réaliser des débitmètres ou des anémomètres [16, 17, 18]. L'étude de tels capteurs a fait l'objet d'autres publications, et, dans le cadre de notre travail, nous nous limiterons à l'étude de microradiomètres.

III) Description du substrat

Situé sous la partie radiative, le substrat est essentiellement le siège de flux de conduction générés par l'absorption du flux de rayonnement.

Le rôle du substrat étant de fixer la température moyenne du capteur, il doit donc être en contact avec un puits thermique de température notée T_0 (figure 8). Ainsi, plus la résistivité thermique du substrat ou plus son épaisseur seront faibles, plus la température des zones froides sera proche de T_0 .

L'utilisation d'un substrat plan comporte un certain nombre d'avantages. En effet, le substrat plan permet d'obtenir une bonne rigidité du capteur. De plus, par sa faible isolation thermique, il permet de générer des gradients de température relativement faibles et ainsi de diminuer l'influence des grandeurs parasites que sont la convection et la conduction gazeuse.

Ces flux de conduction sont distribués dans l'espace entre la surface supérieure et le puits, ainsi qu'entre les zones froides et chaudes.

Le flux de rayonnement étant absorbé de manière uniforme suivant l'axe parallèle aux réflecteurs, on peut considérer que la température est constante suivant cet axe et que la composante suivant z du flux conductif est nulle.

Les flux de conduction (ϕ') induits par les flux de rayonnement se dispersent donc dans le substrat en deux composantes suivant l'axe x parallèle à la surface (ϕ'_L) et l'axe y suivant la profondeur du substrat, vers le puits thermique (ϕ'_T). Ces flux sont représentés figure I.8.

On montrera par la suite l'opportunité de choisir comme référence le milieu des zones froides ou chaudes en démontrant et que cette configuration permet d'obtenir la différence $T_1 - T_2$ la plus élevée et donc une sensibilité du capteur la plus élevée.

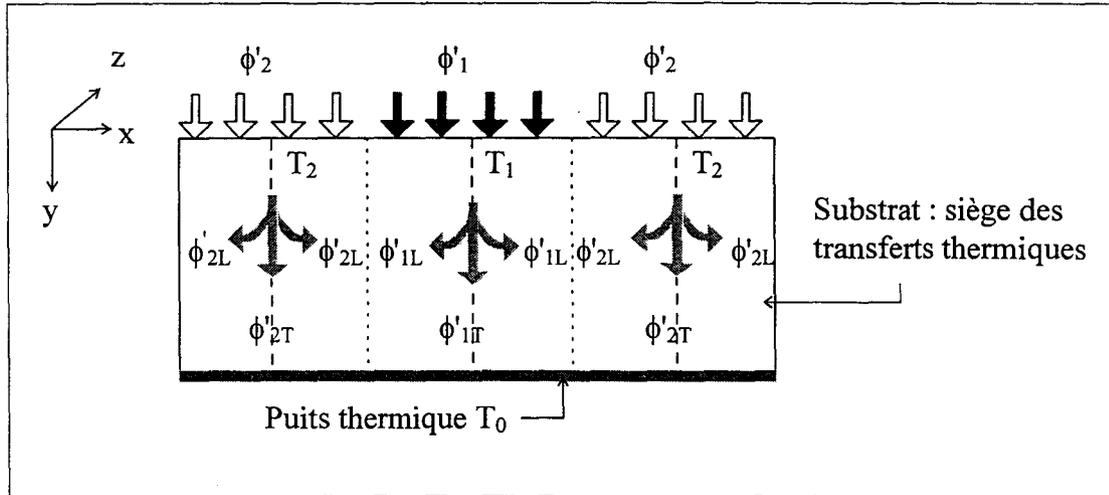


Figure I.8 : Représentation des flux à la surface du substrat, siège des transferts thermiques

Au niveau de la jonction chaude, nous pouvons alors écrire la relation suivante :

$$\phi'_1 = \phi'_{1T} + 2(\phi'_{1L} - \phi'_{2L}) \quad (I.9)$$

De même, pour la jonction froide, on a :

$$\phi'_2 = \phi'_{2T} - 2(\phi'_{1L} - \phi'_{2L}) \quad (I.10)$$

A partir des expressions I.7 et I.8, nous obtenons les flux de conduction suivants :

$$\phi'_1 = \phi_1 - \phi''_1 = \phi_1 - h_1(T_1 - T_a) \quad (I.11)$$

et

$$\phi'_2 = \phi_2 - \phi''_2 = \phi_2 - h_2(T_2 - T_a) \quad (I.12)$$

On peut exprimer les relations entre T_1 , T_2 et T_0 à l'aide de coefficients de couplage homogènes à des résistance thermiques.

Soient :

$$T_1 - T_0 = R_1 \phi'_{1T} \quad (I.13)$$

$$T_2 - T_0 = R_2 \phi'_{2T} \quad (I.14)$$

$$T_1 - T_2 = R'(\phi'_{1L} - \phi'_{2L}) \quad (I.15)$$

où R_1 désigne le coefficient de couplage entre le puits thermique et la jonction chaude, R_2 , le coefficient de couplage entre le puits thermique et la jonction froide et R' le coefficient de couplage entre les sources chaude et froide.

On obtient en combinant les différentes relations, l'expression de la différence de température aux bornes du microthermocouple :

$$T_1 - T_2 = \frac{2R'}{2R' + (R_1 + R_2)(hAR' + 4)} \left[\frac{(R_1 + R_2)}{2}(\phi_1 - \phi_2) + \frac{(R_1 - R_2)}{2}(\phi_1 + \phi_2) - hA(R_1 - R_2) \left(\frac{T_1 + T_2}{2} - T_a \right) \right] \quad (I.16)$$

A partir de la relation obtenue, on peut identifier les grandeurs physiques qui influent sur la différence de température générée aux bornes d'un microthermocouple.

En effet, le gradient de température est essentiellement proportionnel à la différence des flux de rayonnement lorsque les coefficients de couplages R_1 et R_2 sont identiques, et le capteur fonctionne alors en mode différentiel.

Lorsque les couplages R_1 et R_2 sont différents, au différentiel de flux de rayonnement, s'ajoute un terme dont la fonction contribuera à élever la température moyenne du capteur, on parlera alors du fonctionnement en mode commun du capteur.

Le dernier terme contribuera à diminuer la différence de température, caractérisant ainsi les pertes par convection entre le capteur à la température moyenne égale à $T_M = (T_1 + T_2)/2$ et le gaz environnant à la température T_a .

L'expression (I.16) se simplifie aisément lorsque le substrat est plan et uniforme, ce qui implique des résistances thermiques identiques sous les jonctions froides et chaudes : $R_1 = R_2 = R$. Ainsi, le capteur sera uniquement sensible à la différence de flux de rayonnement échangé, et nous obtenons alors l'expression suivante :

$$T_1 - T_2 = \frac{RR'}{R' + 4R + hARR'} (\phi_1 - \phi_2) \quad (I.17)$$

IV) Description de la partie détection

Les gradients de température induits dans le substrat peuvent être détectés par un système fonctionnant suivant le principe des effets thermoélectriques. Une microthermopile est alors disposée entre le substrat et la couche radiative. Le différentiel d'absorption I.R du aux revêtements permet de créer cette différence de température qui sera détectée par chaque microthermocouple. Pour une configuration optimale, les jonctions chaudes et froides doivent être centrées respectivement sous les surfaces absorbantes et réfléchissantes.

Pour accéder à la mesure des températures, la microthermopile constituée d'un grand nombre de microthermocouples disposés en série électriquement, transforme par effet Seebeck les gradients de température en f.e.m. Les différences de potentiel induites aux bornes de chaque thermocouple s'additionnent alors pour obtenir une tension plus importante. La possibilité de réaliser une **grande densité** de microéléments donne un grand avantage aux **microtechnologies** permettant également des structures particulières et offrant un choix de matériaux utilisables en tant que substrats ou matériaux thermoélectriques, paramètre également déterminant pour les performances des systèmes réalisés.

Si les éléments thermoélectriques n'induisent pas de différences notables entre les termes de couplage R_1 et R_2 , la relation (I.17) reste valable. Compte tenu de l'aspect périodique et symétrique des microthermocouples, sous les zones absorbantes et réfléchissantes, les coefficients R_1 et R_2 sont identiques.

V) Détermination de la sensibilité du capteur

On définit la tension élémentaire détectée aux bornes d'un microthermocouple par la relation :

$$V = \alpha_{1/2} (T_1 - T_2) \quad (I.18)$$

où $\alpha_{1/2}$ désigne le coefficient Seebeck du thermocouple exprimé en (V/°C).

Pour N thermocouples la tension sera égale à :

$$V = N \cdot \alpha_{1/2} \cdot (T_1 - T_2) \quad (I.19)$$

On peut alors déterminer la sensibilité du détecteur définie par le rapport entre la variation de la tension aux bornes de la thermopile et la variation de la densité de puissance infrarouge absorbée par le capteur.

$$S = \frac{V}{P} = \frac{N \cdot \alpha_{1/2} \cdot (T_1 - T_2)}{P} \quad \text{en [V/(W/m}^2\text{)]}, \quad (I.20)$$

où la densité de puissance P est donnée par la simple relation : $P = (\phi_1 - \phi_2) / \mathcal{A}$ exprimée en (W/m²) et \mathcal{A} la surface d'absorption des I.R.

L'expression de la sensibilité est alors décrite par la relation suivante :

$$S = N \cdot \alpha_{1/2} \cdot \mathcal{A} \frac{RR'}{R' + 4R + h\mathcal{A}RR'} \quad (I.21)$$

$$\text{et} \quad N = \frac{A}{2L \cdot (\ell + i)} \quad (I.22)$$

avec ℓ distance interpistes, A la surface totale du capteur, et $2L \cdot (\ell + i)$, la surface occupée par un thermocouple.

VI) Sensibilité à la convection du capteur

On introduit un coefficient très important dans le contexte de notre étude [19], que l'on notera X_h qui rend compte de la sensibilité à la convection du capteur et défini par la relation suivante :

$$X_h = \left| \left[\frac{1}{S} \left(\frac{\partial S}{\partial h} \right) \right]_{h \rightarrow 0^+} \right| \quad \text{Coefficient d'influence en (K.m}^2\text{/W)} \quad (I.23)$$

La sensibilité à la convection sera d'autant moins importante que ce coefficient sera faible. Nous avons exprimé ce coefficient pour notre capteur, qui est décrit par la relation suivante :

$$X_{h \rightarrow 0^+} = \left| \left[\frac{1}{S} \left(\frac{\partial S}{\partial h} \right) \right]_{h=0^+} \right| = \frac{\cancel{A}RR'}{R' + 4R} \quad (I.24)$$

Coefficient d'influence en (K.m²/W)

Pour un faible coefficient d'influence X_h , il faut que les conditions suivantes soient réunies :

- Une surface absorbante \cancel{A} aussi faible que possible
- Une faible résistance de couplage entre les jonctions chaudes et froides ($R' \rightarrow 0$)
- Une faible isolation thermique entre les sources chaudes/froides et le puits thermique ($R \rightarrow 0$)

Conclusion :

Les expressions des sensibilités au flux de rayonnement et aux phénomènes de convection, montrent qu'elles évoluent en fonction des grandeurs caractéristiques du microcapteur et des conditions liées à l'environnement. Elles ont été déterminées en introduisant la notion de coefficients de couplages entre les zones chaudes et froides. Ces coefficients doivent tenir compte des propriétés des matériaux utilisés. Ils dépendent également des caractéristiques géométriques. Pour décrire l'influence de ces différents paramètres sur la sensibilité, nous avons mis au point un modèle en prenant en compte l'aspect distribué des flux thermiques. La présentation de ce modèle et l'étude correspondante fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre II. Modélisation du microcapteur

INTRODUCTION

Le but de ce chapitre est de présenter un modèle permettant d'établir la sensibilité des microcapteurs en fonction des paramètres dépendant des matériaux et des dimensions choisis pour la structure décrite au chapitre précédent. L'influence de la convection sera également étudiée.

Le rôle des microcapteurs est de transformer un flux radiatif en flux de conduction qui produit des différences de température détectées par des microthermocouples qui généreront à leur tour une différence de potentiel par effet Seebeck proportionnelle au flux de rayonnement capté. L'étude théorique de ces phénomènes se divisera donc en plusieurs parties. Tout d'abord les flux de conduction permettant d'engendrer des différences de température dans le substrat seront étudiés. Par application des principes de la thermoélectricité, la tension aux bornes de la thermopile peut être déduite.

Cependant le flux absorbé puis transformé par le capteur ne correspond qu'à une partie du flux rayonné et pour la déterminer, il faut procéder à l'étude spectrale des matériaux absorbants, ce qui fera l'objet de la deuxième partie. Nous pourrions alors définir une sensibilité spectrale. En application à la mesure de température, une étude thermique sera présentée [20, 21, 22, 23].

Dans une troisième partie, nous présenterons un modèle développé par F. Völklein et H. Baltes sur les capteurs classiques [24]. Nous montrerons la nécessité d'encapsuler ce type de capteur dont la sensibilité à la convection est relativement importante en comparaison de la structure distribuée présentant une importante immunité à cette grandeur d'influence.

L'étude théorique du comportement des capteurs à différentiel d'absorption sera confrontée à une étude expérimentale au chapitre suivant.

I) DETERMINATION DE LA DIFFERENCE DE TEMPERATURE AUX BORNES DES MICROTHERMOCOUPLES

Hypothèses de calculs

La structure réelle des microcapteurs est tridimensionnelle mais il est possible de ramener l'étude à deux dimensions. En effet, sous les bandes réflectrices et absorbantes de la couche radiative, la couche thermopile présente une alternance de bandes métalliques thermoélectriques et de matériau isolant constituant l'interpiste. Cette hétérogénéité des matériaux génère des discontinuités de coefficient d'absorption et de conductivités thermiques. Cependant, en raison de la grande densité de pistes de conductivité thermique élevée les fluctuations de température suivant l'axe z parallèle aux réflecteurs peuvent être négligées, ce qui permet d'assimiler cette couche à un matériau homogène.

En tenant compte de la périodicité du capteur, on peut décomposer la couche thermoélectrique en cellules élémentaires identiques constituées de parties de pistes et d'interpistes (voir figure II.1).

Dans ces conditions, pour l'étude thermique, les différents matériaux constituant la couche thermopile sont considérés comme un matériau unique de conductivité thermique équivalente λ_m et d'épaisseur e_m (voir figure II.2).

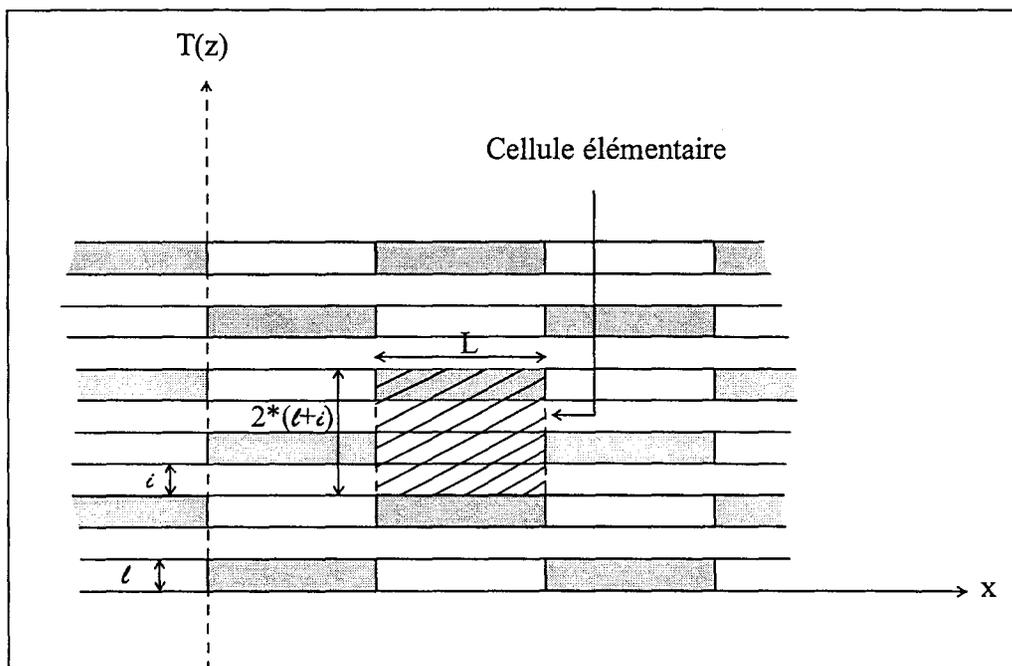


Figure II.1 : Vue de dessus de la couche thermoélectrique

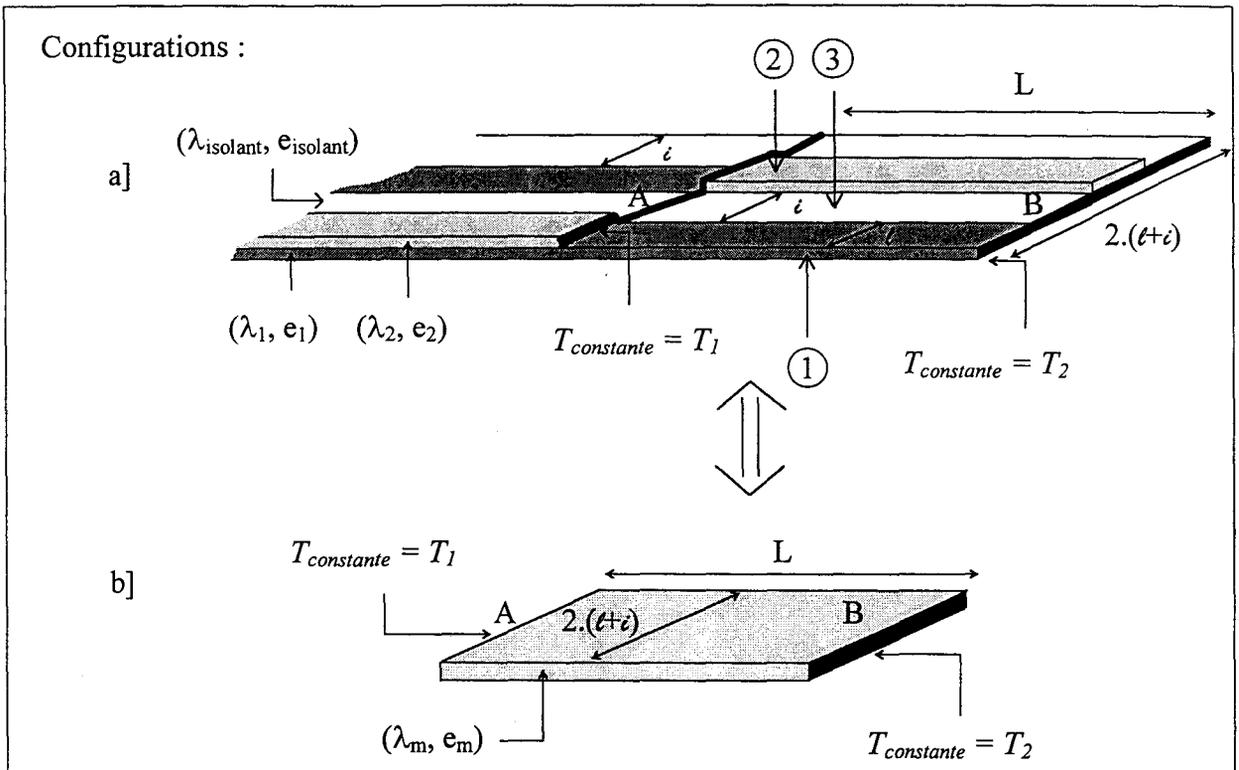


Figure II.2 : Couche thermoélectrique homogénéisée

La conductance thermique totale entre les extrémités A et B de la cellule réelle (figure II.2.a) est égale à la somme des conductances du matériau (1), de la partie bimétallique constituée par l'association en parallèle des matériaux (1) et (2), et de la conductance thermique de l'isolant (3) recouvrant les pistes métalliques et l'interpiste :

$$y_{th} = 2y_1 + y_2 + y_3 \quad (\text{II.1})$$

$$\text{avec } y_1 = \lambda_1 e_1 \frac{\ell}{L}, \quad y_2 = \lambda_2 e_2 \frac{\ell}{L} \quad \text{et} \quad y_3 = \lambda_3 e_3 \frac{2 \cdot (\ell + i)}{L}$$

La couche équivalente (figure II.2.b) présente entre ses extrémités une conductance thermique y_m définie par l'expression suivante :

$$y_m = \lambda_m e_m 2 \frac{(\ell + \epsilon)}{L} \quad \text{II.2}$$

Par identification des conductances y_m et y_{th} , nous obtenons l'expression de la conductivité thermique de la couche thermoélectrique homogénéisée :

$$\lambda_m e_m = \frac{\ell}{\ell + i} \left(\lambda_1 e_1 + \frac{\lambda_2 e_2}{2} \right) + \lambda_3 e_3 \quad \text{(II.3)}$$

Les flux thermiques circulant dans le capteur pourront donc être traités à travers l'étude de la **conduction** dans les deux types de matériaux représentant respectivement la **couche thermoélectrique** homogénéisée (λ_m, e_m) et le **substrat** (λ_s, e_s) déposé sur un puits thermique.

Dans la première partie, nous nous proposons de déterminer analytiquement la **distribution de température en surface** le long de la thermopile planaire. Pour tenir compte de l'aspect distribué de la conduction thermique dans les matériaux, nous avons adopté un modèle de type **ligne à pertes** [16]. L'usage d'un tel modèle est justifié dans la mesure où les épaisseurs de métallisation sont très faibles par rapport à celle du substrat et présentent par ailleurs une conduction thermique beaucoup plus élevée.

Les équations correspondantes seront traitées d'une part sous les zones absorbantes en introduisant le flux de conduction $\phi(x)$ résultant de l'absorption du flux de rayonnement P_1 ainsi que le flux de convection $\phi_c(x)$. De même, pour les zones réfléchissantes, ce sera le flux de rayonnement P_2 qui générera le flux de conduction, associé également à un flux de convection.

Un modèle analytique est tout d'abord présenté. Compte tenu des phénomènes thermiques bidimensionnels, voire tridimensionnels, ce modèle analytique s'appuiera sur des résultats de simulation numérique par éléments finis. Ces résultats permettront d'introduire la participation du substrat aux flux de conduction.

I.1) Calcul de la différence de température aux bornes d'un microthermocouple dans le cas du couplage par la couche thermoélectrique

Dans un premier temps, nous prendrons une configuration où le contraste de conductivité thermique est important entre le substrat très isolant et la couche thermoélectrique beaucoup plus conductrice. Dans ce cas, le couplage entre les zones chaudes et froides s'effectue essentiellement par la couche thermoélectrique et les pertes s'effectuant dans le substrat sont essentiellement transversales, vers le puits thermique.

I.1.1) Expression des températures et flux sous les zones absorbantes

Prenons un élément de longueur dx sur la section du microcapteur situé sous la zone absorbante.

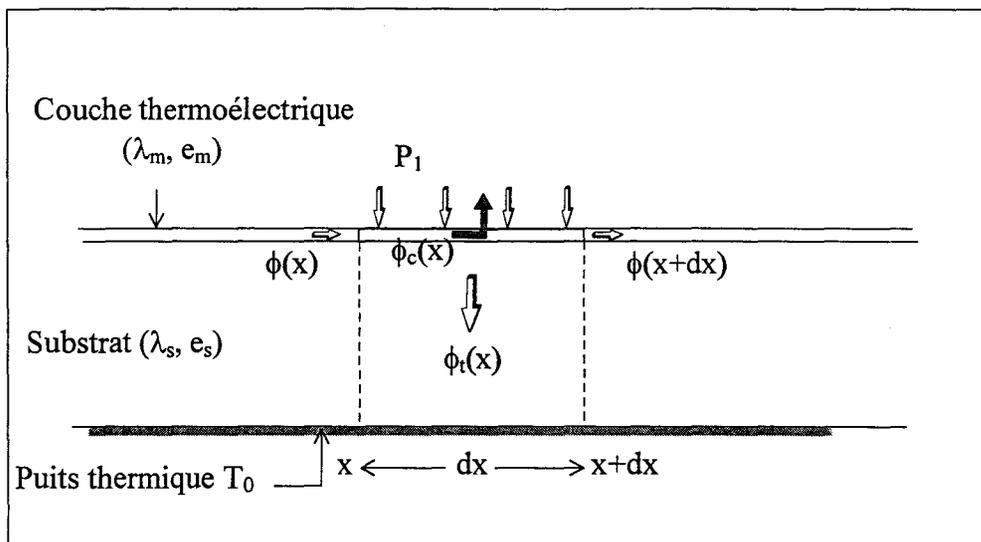


Figure II.3 : Bilan thermique sur un tronçon dx de la surface absorbante

Le bilan thermique sur cet élément dx permet d'établir la relation suivante :

$$\phi(x + dx) = \phi(x) - \phi_t(x) - \phi_c(x) + P_1 \cdot dx \quad [\text{W/m}] \quad (\text{II.4})$$

où $\phi(x)$ représente le flux de conduction latéral se propageant dans la couche thermoélectrique. $\phi_t(x)$ est le flux de conduction transmis à travers le substrat vers le puits thermique. $\phi_c(x)$ est le flux perdu par convection et $P_1 \cdot dx$ le flux de rayonnement absorbé. Le flux de conduction thermique latéral circulant dans la couche thermoélectrique est régi par l'équation de Fourier :

$$\phi(x) = -\lambda_m e_m \frac{dT}{dx} \quad (\text{II.5})$$

Le flux transverse transmis à travers le substrat vers le puits thermique est obtenu par la relation :

$$\phi_t(x) = \frac{T(x) - T_0}{r_s} \quad (\text{II.6})$$

où $T(x)$ est la distribution en température le long de l'élément dx , T_0 la température du puits thermique, et r_s la résistance thermique transversale par unité de largeur décrite par la relation suivante :

$$r_s = \frac{e_s}{\lambda_s dx}$$

Le flux de convection $\phi_c(x)$ sur l'élément dx est donné par l'expression :

$$\phi_c(x) = h \cdot (T(x) - T_a) \cdot dx \quad (\text{II.7})$$

avec h , le coefficient d'échange entre la métallisation et le milieu ambiant à la température T_a .

A partir de l'équation de bilan thermique (II.4) et en dérivant par rapport à x , nous obtenons l'équation différentielle permettant de déterminer la distribution de la température :

$$\frac{d^2(T(x) - T_0)}{dx^2} - \gamma^2 (T(x) - T_0) + \frac{1}{\lambda_m e_m} [P_1 - h \cdot (T_0 - T_a)] = 0 \quad (\text{II.8})$$

$$\text{où } \gamma^2 = \frac{h + \frac{\lambda_s}{e_s}}{\lambda_m e_m}, \quad (\text{II.9})$$

γ représentant la constante de propagation de la chaleur le long de la couche thermoélectrique.

En posant $\theta(x) = T(x) - T_0$, l'équation différentielle finale donnant l'évolution du gradient de température est la suivante :

$$\frac{d^2\theta(x)}{dx^2} - \gamma^2\theta(x) + \frac{1}{\lambda_m e_m} [P_1 - h.(T_0 - T_a)] = 0 \quad (\text{II.10})$$

Les conditions aux limites pour résoudre cette équation sont les suivantes :

- La température en $x=0$ est supposée connue :

$$\theta(x=0) = \theta(0)$$

- La seconde condition à la limite est obtenue par la relation de Fourier : ($\phi = -\lambda_m e_m \frac{\partial \theta}{\partial x}$),

soit :

$$\theta'(0) = -\frac{1}{\lambda_m e_m} \phi(0)$$

La solution de l'équation différentielle donnant l'évolution de la température se présente sous la forme :

$$\theta(x) = \theta(0) \cdot \text{ch}(\gamma x) - \frac{\phi(0)}{\lambda_m e_m \gamma} \text{sh}(\gamma x) - \frac{[P_1 - h.(T_0 - T_a)]}{\lambda_m e_m \gamma^2} (\text{ch}(\gamma x) - 1) \quad (\text{II.11})$$

En posant $R_c = \frac{1}{\lambda_m e_m \gamma}$, la distribution en température devient alors :

$$\theta(x) = \theta(0) \cdot \text{ch}(\gamma x) - \phi(0) \cdot R_c \cdot \text{sh}(\gamma x) - \frac{R_c}{\gamma} [P_1 - h.(T_0 - T_a)] \cdot (\text{ch}(\gamma x) - 1) \quad (\text{II.12})$$

En utilisant la relation de Fourier, la composante selon Ox du flux thermique dans une section droite de la structure s'écrit :

$$\phi(x) = -\theta(0) \frac{\text{sh}(\gamma x)}{R_c} + \phi(0) \cdot \text{ch}(\gamma x) + \frac{\text{sh}(\gamma x)}{\gamma} [P_1 - h.(T_0 - T_a)] \quad (\text{II.13})$$

La relation matricielle suivante est obtenue par regroupement des relations II.12 et II.13 :

$$\begin{pmatrix} \theta(x) \\ \phi(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{ch}(\gamma x) & -R_c \cdot \text{sh}(\gamma x) \\ -\frac{\text{sh}(\gamma x)}{R_c} & \text{ch}(\gamma x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta(0) \\ \phi(0) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\frac{R_c}{\gamma} (\text{ch}(\gamma x) - 1) \\ \frac{1}{\gamma} \text{sh}(\gamma x) \end{pmatrix} \cdot [P_1 - h \cdot (T_0 - T_a)] \quad (\text{II.14})$$

Le membre de droite comporte un premier terme représentatif de la dissipation de la chaleur dans la structure. Le second terme correspond à la distribution de la chaleur apportée par la source P_1 dans cette même structure.

I.1.2) Expression des températures et flux sous les zones réfléchrices

Considérons un élément dx sur la section du microcapteur situé sous la zone réfléchrice.

L'expression du bilan thermique sur l'élément de longueur dx se présente sous la même forme que dans le cas précédent avec $P_2 \cdot dx$, le flux absorbé :

$$\phi(x + dx) = \phi(x) - \phi_i(x) - \phi_c(x) + P_2 \cdot dx$$

Les relations matricielles pour les régions réfléchrices sont identiques à celles obtenues pour les régions absorbantes en substituant simplement P_1 par P_2 .

Nous obtenons ainsi la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} \theta(x) \\ \phi(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{ch}(\gamma x) & -R_c \cdot \text{sh}(\gamma x) \\ -\frac{\text{sh}(\gamma x)}{R_c} & \text{ch}(\gamma x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta(0) \\ \phi(0) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\frac{R_c}{\gamma} (\text{ch}(\gamma x) - 1) \\ \frac{1}{\gamma} \text{sh}(\gamma x) \end{pmatrix} \cdot [P_2 - h \cdot (T_0 - T_a)] \quad (\text{II.15})$$

Afin de simplifier l'écriture nous exprimerons les relations matricielles (II.14 et II.15) de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} \theta(x) \\ \phi(x) \end{pmatrix} = M_1(x) \cdot \begin{pmatrix} \theta(0) \\ \phi(0) \end{pmatrix} + M_2(x) \quad (\text{pour les régions absorbantes})$$

et

$$\begin{pmatrix} \theta(x) \\ \phi(x) \end{pmatrix} = M_1(x) \cdot \begin{pmatrix} \theta(0) \\ \phi(0) \end{pmatrix} + M_3(x) \quad (\text{pour les régions réfléchissantes})$$

avec

$$M_1(x) = \begin{pmatrix} \text{ch}(\gamma x) & -R_c \cdot \text{sh}(\gamma x) \\ -\frac{\text{sh}(\gamma x)}{R_c} & \text{ch}(\gamma x) \end{pmatrix}$$

$$M_2(x) = \begin{pmatrix} -\frac{R_c}{\gamma} [P_1 - h \cdot (T_0 - T_a)] \cdot (\text{ch}(\gamma x) - 1) \\ \frac{1}{\gamma} \text{sh}(\gamma x) \cdot [P_1 - h \cdot (T_0 - T_a)] \end{pmatrix}$$

et

$$M_3(x) = \begin{pmatrix} -\frac{R_c}{\gamma} [P_2 - h \cdot (T_0 - T_a)] \cdot (\text{ch}(\gamma x) - 1) \\ \frac{1}{\gamma} \text{sh}(\gamma x) \cdot [P_2 - h \cdot (T_0 - T_a)] \end{pmatrix}$$

En résumé, nous appliquerons la relation matricielle (II.14) dans les régions absorbantes et la seconde (II.15) pour les régions réfléchissantes.

I.1.3) Expression de la différence de température entre deux thermojonctions

Pour déterminer l'expression analytique du gradient de température, nous appliquons les relations matricielles obtenues ci dessus tout en tenant compte des régions absorbantes ($P=P_1$) et réfléchissantes ($P=P_2$) ainsi que des conditions aux limites.

Les conditions imposées par la périodicité de la structure sont illustrées par la figure II.6 : Aux abscisses $x = (0, L, 2L, \dots)$ correspondent respectivement les températures $(\theta_1, \theta_2, \theta_1, \theta_2, \dots)$ et des flux alternés suivant l'axe x $(\phi_1, \phi_2, \phi_1, \phi_2, \dots)$. Par raison de symétrie structurelle, ces flux sont tous nuls.

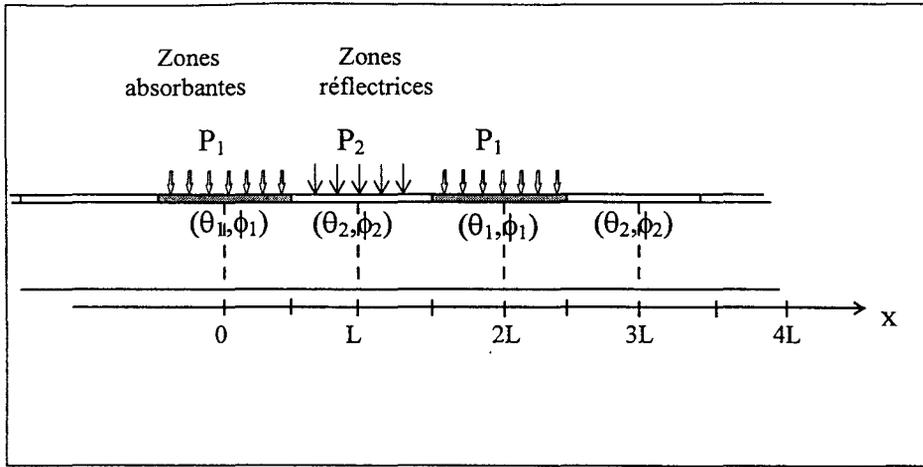


Figure II.4 : représentation schématique de la structure alternée (zones absorbantes-rélectrices)

Nous obtenons les relations suivantes :

$$\begin{pmatrix} \theta_1 \\ \phi_1 \end{pmatrix} = M_1^2\left(\frac{L}{2}\right) \cdot \begin{pmatrix} \theta_2 \\ \phi_2 \end{pmatrix} + M_1\left(\frac{L}{2}\right) \cdot M_3\left(\frac{L}{2}\right) + M_2\left(\frac{L}{2}\right) \quad (\text{II.16})$$

et

$$\begin{pmatrix} \theta_2 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = M_1^2\left(\frac{L}{2}\right) \cdot \begin{pmatrix} \theta_1 \\ \phi_1 \end{pmatrix} + M_1\left(\frac{L}{2}\right) \cdot M_2\left(\frac{L}{2}\right) + M_3\left(\frac{L}{2}\right) \quad (\text{II.17})$$

A partir des expressions (II.16) et (II.17), et en tenant compte que les composantes des flux suivant x sont nulles : ($\phi_1 = \phi_2 = 0$), les expressions de θ_1 et θ_2 , en fonction de P_1 , P_2 , h , T_0 , T_a ainsi que des caractéristiques géométriques et thermiques de la structure, peuvent être établies :

$$\theta_1 = \frac{R_c \cdot P_1}{\gamma} \left(\frac{2\text{ch}\left(\frac{\gamma L}{2}\right) - 1}{2\text{ch}\left(\frac{\gamma L}{2}\right)} \right) + \frac{R_c \cdot P_2}{\gamma} \left(\frac{1}{2\text{ch}\left(\frac{\gamma L}{2}\right)} \right) - \frac{h \cdot R_c}{\gamma} (T_0 - T_a) \quad (\text{II.18})$$

et

$$\theta_2 = \frac{R_c \cdot P_1}{\gamma} \left(\frac{1}{2\text{ch}\left(\frac{\gamma L}{2}\right)} \right) + \frac{R_c \cdot P_2}{\gamma} \left(\frac{2\text{ch}\left(\frac{\gamma L}{2}\right) - 1}{2\text{ch}\left(\frac{\gamma L}{2}\right)} \right) - \frac{h \cdot R_c}{\gamma} (T_0 - T_a) \quad (\text{II.19})$$

L'écart de température entre les jonctions s'écrit alors :

$$\theta_1 - \theta_2 = \frac{R_c \cdot (P_1 - P_2)}{\gamma} \cdot \frac{(\operatorname{ch}(\frac{\gamma L}{2}) - 1)}{\operatorname{ch}(\frac{\gamma L}{2})} \quad [\text{K}] \quad (\text{II.20})$$

$$\text{avec } \gamma^2 = \frac{h + \frac{\lambda_s}{e_s}}{\lambda_m e_m} \quad [\text{m}^{-2}] \quad \text{et} \quad R_c = \frac{1}{\lambda_m e_m \gamma} \quad [\text{m.K/W}]$$

Confrontés avec les résultats obtenus expérimentalement [1], [5], le modèle précédent fournit systématiquement des valeurs trop élevées quant à l'écart en température puisque les expressions ont été obtenues en supposant les zones réfléchissantes et absorbantes découplées au niveau du substrat.

I.2) Influence du couplage par le substrat sur la différence de température entre les thermojonctions

Afin d'augmenter la précision du modèle, le couplage latéral supplémentaire par le substrat est représenté sous la forme simplifiée d'un flux surfacique monodimensionnel. Ce flux circule dans une couche de substrat d'épaisseur effective $e_{s \text{ lim}}$ représentant le transfert thermique tangentiel sous la couche thermoélectrique.

L'équation de bilan thermique représenté sur la figure II.5 devient alors :

$$\phi(x + dx) = \phi(x) - \phi_t(x) - \phi_c(x) + P_1 \cdot dx \quad [\text{W/m}]$$

avec $\phi(x) = \phi_m(x) + \phi_s(x)$ qui représentent respectivement les flux latéraux dans la couche thermoélectrique et dans le substrat.

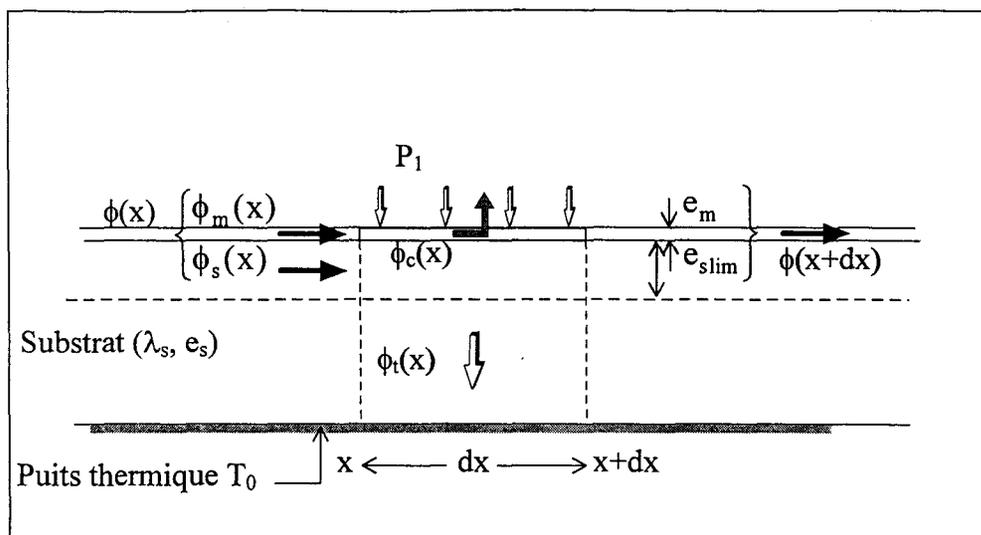


Figure II.5 : Bilan thermique prenant en compte l'épaisseur effective

En appliquant la loi de Fourier à ces deux flux, l'équation II.5 devient :

$$\phi(x) = -(\lambda_m e_m + \lambda_s e_{s\text{lim}}) \frac{dT}{dx} \quad (\text{II.21})$$

Les solutions des équations précédentes permettant de déterminer $\theta(x)$ et $\phi(x)$ se présentent sous la même forme qu'au paragraphe (I.1) avec les paramètres corrigés suivants :

Le coefficient d'atténuation γ_T :

$$\gamma_T^2 = \frac{h + \frac{\lambda_s}{e_s}}{(\lambda_m e_m + \lambda_s e_{s\text{lim}})} \quad (\text{II.22})$$

La valeur de la résistance caractéristique R_{cr} est donnée par :

$$R_{cr} = \frac{1}{(\lambda_m e_m + \lambda_s e_{s\text{lim}}) \cdot \gamma_T} \quad (\text{II.23})$$

Ces paramètres (R_{cr} et γ_T) prenant en compte la conduction thermique latérale dans le substrat peuvent être introduits dans la relation (II.20), donnant l'expression de l'écart ($\theta_1 - \theta_2$) aux extrémités des microthermocouples qui s'écrit alors :

$$\theta_1 - \theta_2 = \frac{R_{cr} \cdot (P_1 - P_2)}{\gamma_T} \cdot \frac{\left(\text{ch}\left(\frac{\gamma_T L}{2}\right) - 1\right)}{\text{ch}\left(\frac{\gamma_T L}{2}\right)} \quad (\text{II.24})$$

Dans ces conditions, pour décrire précisément le comportement thermique du capteur, il reste à déterminer l'épaisseur effective de substrat ($e_{s \text{ lim}}$) pour différentes valeurs de longueur (L) de cellule, d'épaisseurs (e_s) et de conductivité thermique (λ_s) du substrat. Pour cela, nous avons utilisé un logiciel de calcul par éléments finis à deux dimensions pour déterminer le champ de température $\theta_N(x)$ à la surface du substrat.

Connaissant la distribution $\theta_N(x)$, la valeur de $e_{s \text{ lim}}$ utilisée dans l'expression analytique de $\theta(x)$ est alors ajustée pour obtenir des gradients de température les plus proches possibles.

I.2.1) Calcul de l'épaisseur effective de transfert tangentiel dans le substrat

La structure particulière du capteur constitué de très faibles épaisseurs de métallisation disposées sur un substrat beaucoup plus épais permet de simplifier le calcul en considérant uniquement le substrat. En conséquence, les paramètres décrivant la couche thermoélectrique (λ_m, e_m) ainsi que le coefficient d'échange h seront mis à zéro dans les relations matricielles II.14 et II.15. La cellule d'étude utilisée pour la détermination de l'épaisseur effective $e_{s \text{ lim}}$ à partir de l'identification des champs de température numérique et analytique est représentée figure II.6.

L'expression analytique de la température est alors

- dans les zones absorbantes ($0 \leq x \leq \frac{L}{2}$) :

$$\theta(x) = \theta_1 \cdot \text{ch}(\gamma_T x) - \frac{R_{cT}}{\gamma_T} (\text{ch}(\gamma_T x) - 1) \cdot P_1 \quad (\text{II.25})$$

$$\text{avec } \theta_1 = \frac{R_{cT}}{\gamma_T} \left(\frac{\text{ch}(\frac{\gamma_T L}{2}) - 1}{\text{ch}(\frac{\gamma_T L}{2})} \right) \cdot \left(\frac{P_1 - P_2}{2} \right) + \frac{R_{cT}}{\gamma_T} \cdot \left(\frac{P_1 + P_2}{2} \right) \quad (\text{II.26})$$

- dans les régions réfléchissantes ($\frac{L}{2} \leq x \leq L$)

$$\begin{aligned} \theta(x) = \text{ch}(\gamma_T(x - \frac{L}{2})) \cdot \left\{ \theta_1 \cdot \text{ch}(\frac{\gamma_T L}{2}) - \frac{R_{cT} P_1}{\gamma_T} \cdot [\text{ch}(\frac{\gamma_T L}{2}) - 1] - \frac{R_{cT} P_2}{\gamma_T} \right\} \\ + \text{sh}(\gamma_T(x - \frac{L}{2})) \cdot \left\{ \theta_1 \cdot \text{sh}(\frac{\gamma_T L}{2}) - \frac{R_{cT} P_1}{\gamma_T} \cdot \text{sh}(\frac{\gamma_T L}{2}) \right\} \\ + \frac{R_{cT} P_2}{\gamma_T} \end{aligned} \quad (\text{II.27})$$

Le champ de température peut être obtenu numériquement à l'aide du logiciel par éléments finis. Ce calcul est effectué sur une cellule (figure II.6). Une densité de flux ϕ est imposée sur la demi longueur $L/2$. Aux plans de coupe situés en $x=0$ et $x=L$, sont appliquées des conditions aux limites adiabatiques. Une température constante est imposée sur la face inférieure de la cellule.

Un résultat de simulation est représenté figure II.7, permettant d'accéder à la cartographie thermique (II.7.a) totale de la cellule dont on peut dégager l'évolution de la température à la surface (II.7.b).

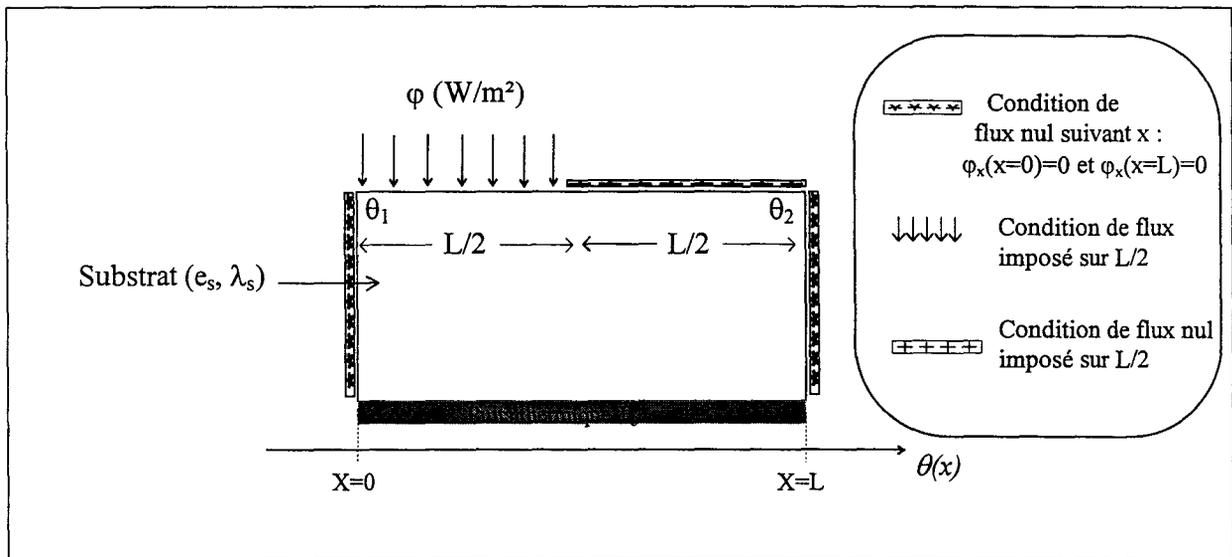
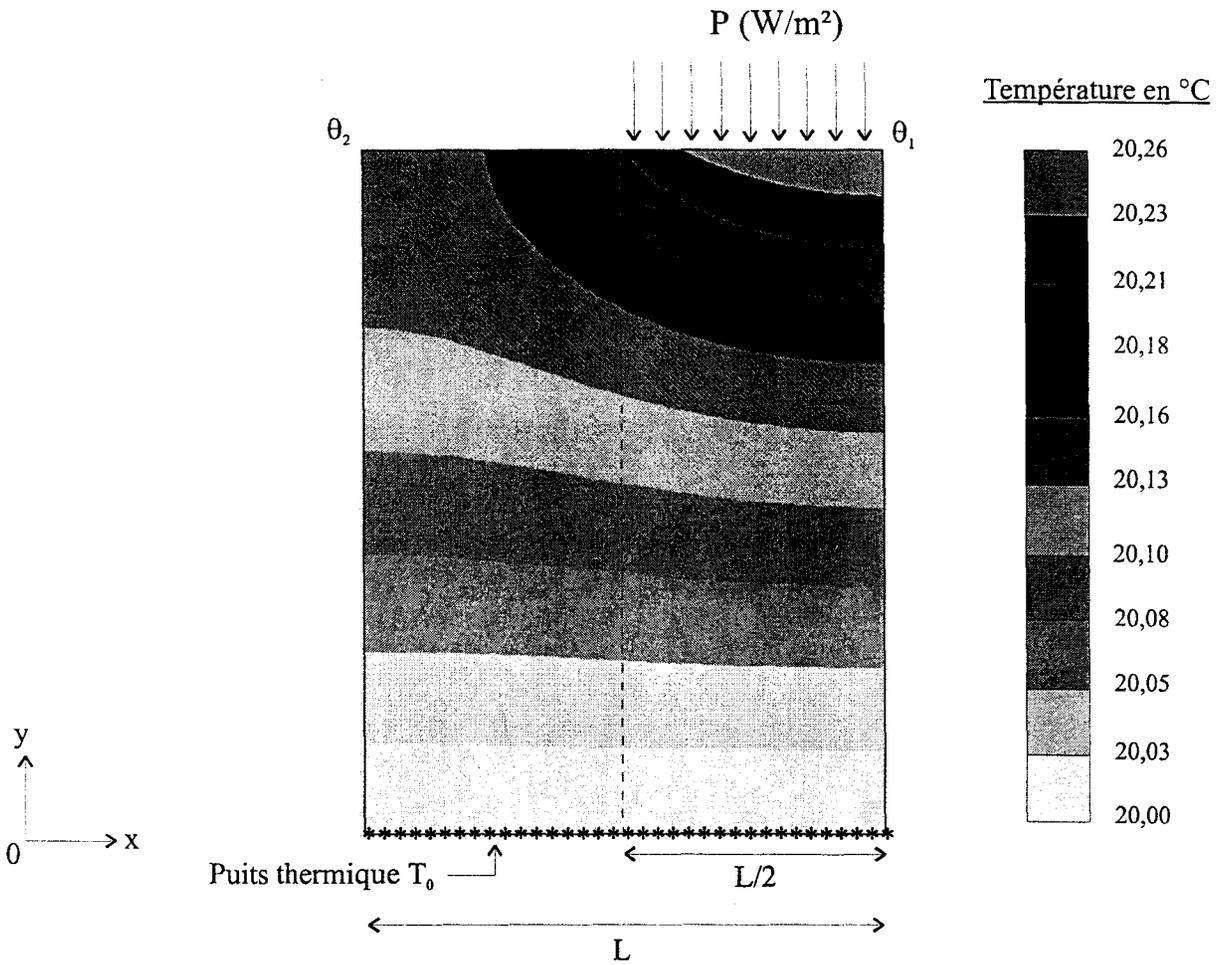
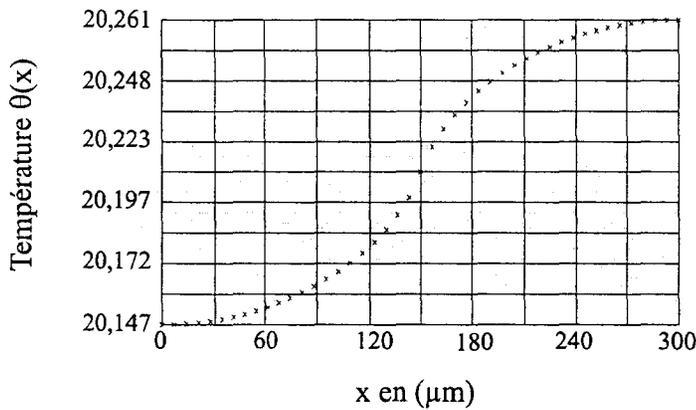


Figure II.6 : Cellule d'étude pour la détermination de $e_{s\ lim}$ à partir d'une simulation



II.7.a : Cartographie en température simulée à partir de RDM



II.7.b : Courbe de température à la surface

Figure II.7 : Exemple de résultat simulé numériquement dont les caractéristiques thermiques et géométriques de la structure sont : ($e_s=400\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $P=1000\text{W/m}^2$, $h=0\text{W/m}^2\text{K}$, $L=300\mu\text{m}$)

L'objectif de cette partie est de déterminer la loi de variation de l'épaisseur effective en fonction de la longueur de la cellule L et de l'épaisseur du substrat e_s , soit $e_{s \text{ lim}} = f(L, e_s)$.

Les matériaux utilisés comme substrat étant isotropes d'un point de vue thermique, la distribution des lignes de flux intervenant dans le calcul de l'épaisseur effective est indépendante de la conductivité thermique (λ_s) de ce substrat [19].

La méthode utilisée consiste à effectuer une modélisation numérique pour une valeur donnée de L et e_s et à ajuster la valeur de $e_{s \text{ lim}}$ dans les expressions analytiques (II.26, 27) de façon à faire coïncider le champ de température $\theta(x)$ pour ($0 < x < L/2$) et ($L/2 < x < L$). Les résultats sont classés dans le tableau (II.1), chaque case contenant la valeur de $e_{s \text{ lim}}$ pour une identification.

	Epaisseurs de substrat e_s en (μm)		
	200	400	800
Longueur de cellule L (μm)			
0	0	0	0
100	28,26	29,68	30,98
200	43,42	54,39	61,48
400	59,57	90,8	113,35
600	67,1	112,25	151,98
1000	73,16	131,94	201,15
2000	76,1	143,28	253,11
4000	76,00	145	283

Tableau II.1 : Valeurs de l'épaisseur effective $e_{s \text{ lim}}$ pour différentes épaisseurs de substrat e_s et longueurs de cellule (L)

Il reste à déterminer l'expression de la fonction de deux variables $e_{s \text{ lim}} = f(L, e_s)$ susceptible de vérifier le plus précisément possible cette table de données. Pour orienter cette recherche, nous avons représenté figure (II.8) la fonction $e_{s \text{ lim}}/e_s$ obtenue à partir du tableau (II.1).

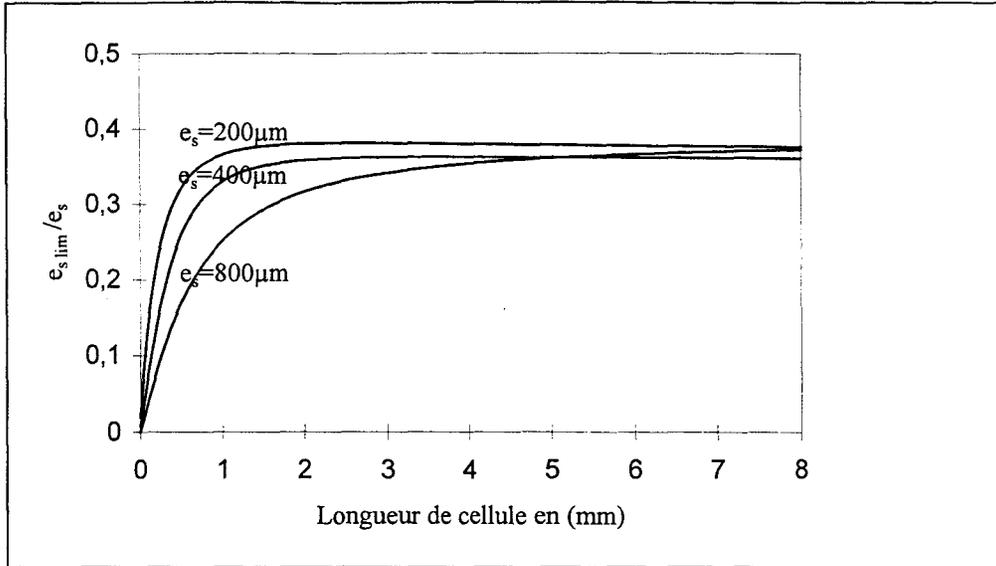


Figure II.8 : Evolution du rapport $e_{s\text{ lim}}/e_s$ en fonction de la longueur de cellule (L)

Ce réseau de courbes fait apparaître clairement deux valeurs limites importantes :

$$\begin{aligned} L \rightarrow 0 &\Rightarrow \frac{e_{s\text{ lim}}}{e_s} \rightarrow 0 \\ L \rightarrow \infty &\Rightarrow \frac{e_{s\text{ lim}}}{e_s} \rightarrow 0,36 \end{aligned} \quad (\text{II.28})$$

A partir de ces valeurs limites et en utilisant les résultats théoriques d'un travail d'habilitation de l'équipe [19], il apparaît que la fonction recherchée peut prendre la forme :

$$e_{s\text{ lim}} = 0,36 \cdot e_s \left[k_1 \cdot \tanh\left(\frac{L}{2} \cdot \frac{1}{e_s}\right) + (1 - k_1) \cdot \tanh\left(3 \cdot \frac{L}{2} \cdot \frac{1}{e_s}\right) \right] \quad (\text{II.29})$$

L'utilisation d'un solveur (Eureka) fonctionnant de façon itérative en minimisant au sens des moindres carrés l'écart entre cette fonction et les valeurs numériques du tableau (II.1) a permis de calculer la valeur du coefficient k_1 .

Avec $k_1=0,516$, l'erreur relative maximale $\left(\frac{\Delta e_{s\text{ lim}}}{e_{s\text{ lim}}}\right)$ obtenue sur la fonction est inférieure à 5%.

Afin de valider également cette fonction par une interprétation des phénomènes physiques, considérons les différentes valeurs limites appliquées à l'épaisseur du substrat (e_s).

$$\begin{aligned} e_s \rightarrow 0 &\Rightarrow e_{slim} \rightarrow 0 \\ e_s \rightarrow \infty &\Rightarrow e_{slim} \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (\text{II.30})$$

Ces relations vérifient bien le fait que dans tous les cas, l'épaisseur effective e_{slim} ne peut dépasser celle du substrat (e_s).

Un exemple de résultat est présenté figure (II.9), montrant l'évolution de la température déterminée à partir des modèles analytique et numérique.

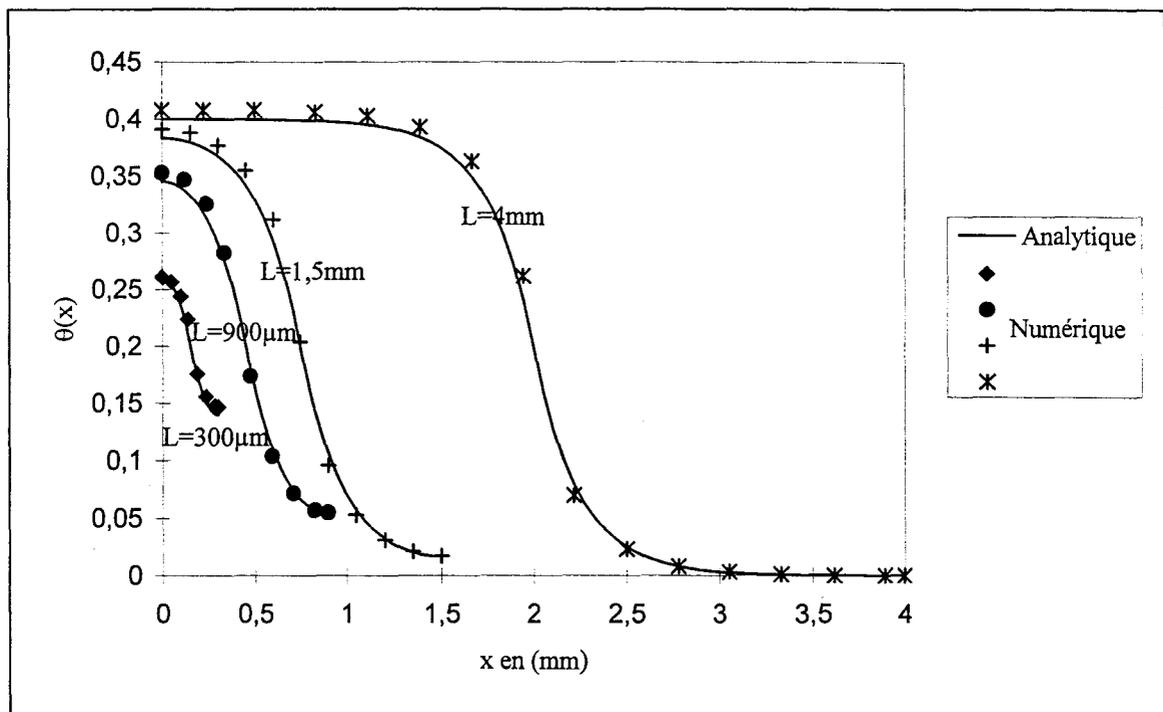


Figure II.9 : Evolution de la température $\theta(x)$ déterminée à partir des modèles analytique et numérique pour une structure ayant les caractéristiques suivantes : ($\lambda_s=1\text{W/mK}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $h=0\text{W/m}^2\text{K}$, $P=1000\text{W/m}^2$)

I.3) Justification de l'égalité des longueurs de zones absorbantes et réfléchrices ($L_c = L_F = L$) à partir du modèle analytique

Afin de simplifier les différentes expressions analytiques et en particulier celle du gradient de température, nous avons supposé au départ l'égalité des longueurs de zones absorbantes et réfléchrices ($L_c = L_F = L$). Nous nous proposons maintenant de justifier dans quelle mesure il est nécessaire d'avoir une zone absorbante et une zone réfléchrice de longueur L_c et L_F égales.

I.3.1) Expression de $(\theta_1 - \theta_2)$ en fonction de L_c et L_F

A partir des relations matricielles (II.14) et (II.15), et en considérant des longueurs de régions chaudes L_c et de régions froides L_F , et un coefficient d'échange $h=0$, nous obtenons l'expression de la différence de température suivante (II.31) :

$$\theta_1 - \theta_2 = \frac{R_{ct} \cdot (P_1 - P_2)}{\gamma_T} \left\{ \frac{\left(\operatorname{ch}\left(\frac{\gamma_T L_c}{2}\right) - 1\right) \cdot \left(\operatorname{ch}\left(\frac{\gamma_T L_F}{2}\right) - 1\right) + \operatorname{sh}\left(\frac{\gamma_T L_F}{2}\right) \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{\gamma_T L_c}{2}\right)}{1 + \operatorname{ch}\left(\frac{\gamma_T L_F}{2}\right) \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{\gamma_T L_c}{2}\right) + \operatorname{sh}\left(\frac{\gamma_T L_c}{2}\right) \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{\gamma_T L_F}{2}\right)} \right\}$$

Nous avons ainsi représenté l'évolution de $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$ par rapport à sa valeur maximale sur la figure (II.10) en fonction du rapport entre L_c et L_F .

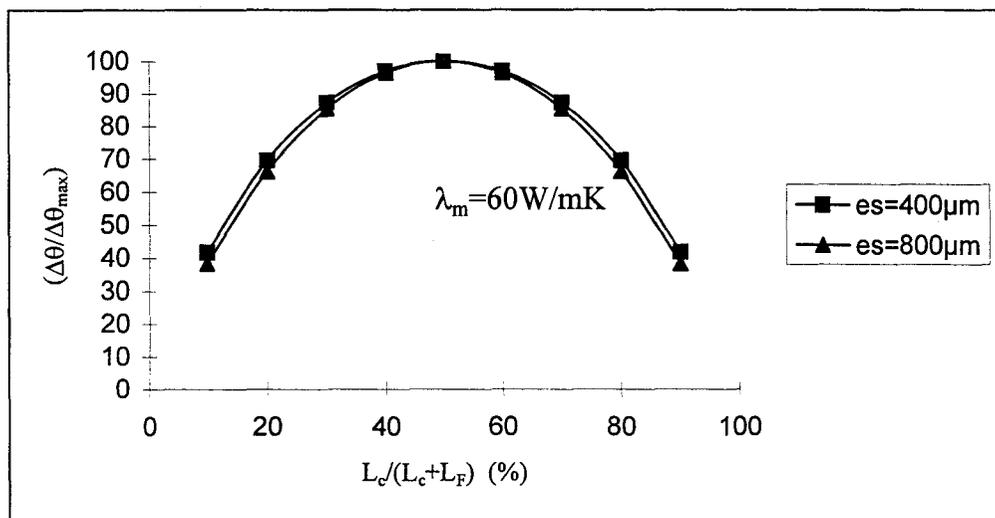


Figure II.10 : Evolution de la différence de température par rapport à sa valeur maximale (%) en fonction de la longueur de la zone absorbante L_c et de la longueur de la zone réfléchrice L_F pour une longueur de cellule $L=1\text{mm}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $\lambda_m=60\text{W/mK}$, $h=0\text{ W/m}^2\text{K}$.

On peut remarquer que $\Delta\theta$ passe par un maximum lorsque ces deux longueurs sont égales. C'est pourquoi désormais on se placera dans ce cas, soit :

$$L_c = L_F = L$$

II) DETERMINATION DES PRINCIPAUX PARAMETRES CARACTERISTIQUES DU MICROCAPTEUR

II.1) Etude de la sensibilité spectrale du microcapteur

Le schéma fonctionnel du microcapteur est représenté figure II.11 où le flux de rayonnement est transformé en deux flux de conduction (P_1 , P_2) au niveau des zones absorbantes et réfléchissantes. Les phénomènes physiques se produisant dans le substrat et la microthermopile ont été traités dans la partie précédente et la fonction de transfert reliant $\theta_1 - \theta_2$ à P_1 et P_2 a été établie.

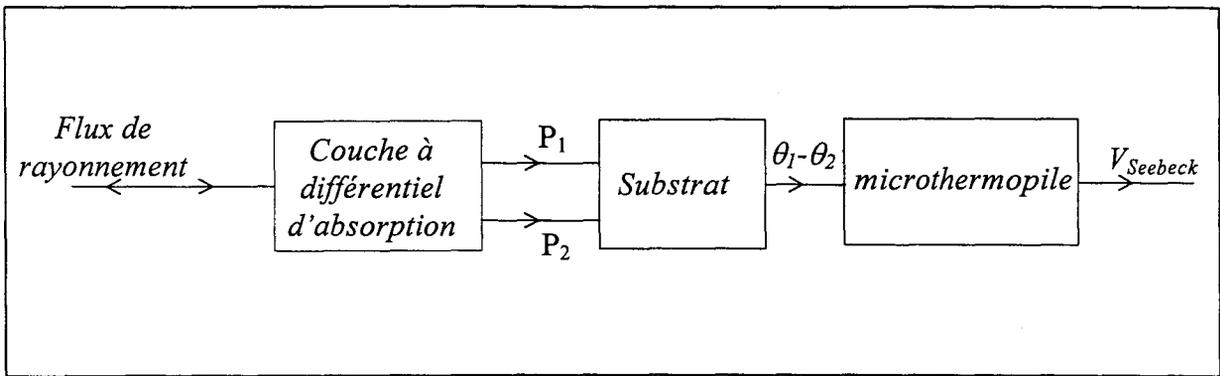


Figure II.11 : Schéma fonctionnel du microcapteur

Dans ces conditions la tension Seebeck peut être représentée à l'aide de l'expression suivante faisant intervenir le nombre de microthermocouples N et le pouvoir thermoélectrique $\alpha_{1/2}$:

$$V_{\text{Seebeck}} = N \alpha_{1/2} (\theta_1 - \theta_2) \quad (\text{II.32})$$

Soit encore en utilisant la relation :

$$N = \frac{A}{2 \cdot (\ell + \epsilon) \cdot L} \quad (\text{II.33})$$

où A est la surface totale du capteur, et $2 \cdot (\ell + \epsilon) \cdot L$ la surface occupée par un microthermocouple :

$$V_{\text{Seebeck}} = \frac{A}{2 \cdot (\ell + \epsilon) \cdot L} \alpha_{1/2} (\theta_1 - \theta_2) \quad (\text{II.34})$$

Pour terminer la modélisation du capteur, il reste à étudier la relation entre les puissances absorbées et le flux de rayonnement échangé entre le capteur et son environnement.

Nous avons déterminé précédemment (relation II.24) le gradient de température généré entre les thermojonctions d'une cellule élémentaire :

$$\theta_1 - \theta_2 = \frac{R_{cT}}{\gamma_T} \cdot (P_1 - P_2) \cdot \frac{\text{ch}\left(\frac{\gamma_T L}{2}\right) - 1}{\text{ch}\left(\frac{\gamma_T L}{2}\right)}$$

où P_1 et P_2 sont les densités de puissances infrarouges respectives absorbées par les sources chaudes et froides. Nous admettrons ici que les zones réfléchissantes du capteur constituent un miroir I.R parfait ($P_2=0$). Cette approximation est justifiée du fait que l'or possède d'excellentes propriétés réfléchissantes aux infrarouges comme nous le verrons dans le chapitre III.

Dans ce cas, la tension délivrée par le détecteur en fonction de la densité de puissance réellement absorbée P_1 est :

$$\begin{aligned} V_{Seebeck} &= N \cdot \alpha_{1/2} \cdot \frac{R_{cT}}{\gamma_T} P_1 \frac{\text{ch}\left(\frac{\gamma_T L}{2}\right) - 1}{\text{ch}\left(\frac{\gamma_T L}{2}\right)} \\ &= F \cdot P_1 \end{aligned} \quad (\text{II.35})$$

avec F , la fonction de transfert tension - densité de flux de conduction.

Dans le cas général, le microcapteur est destiné à être utilisé dans un environnement où il sera soumis aux rayonnements thermiques (éclairage énergétique) en provenance de différentes sources émettant dans des bandes spectrales différentes. Simultanément, le microcapteur émet un rayonnement thermique (l'émissivité) dépendant de sa température absolue et de son émissivité (figure II.12).

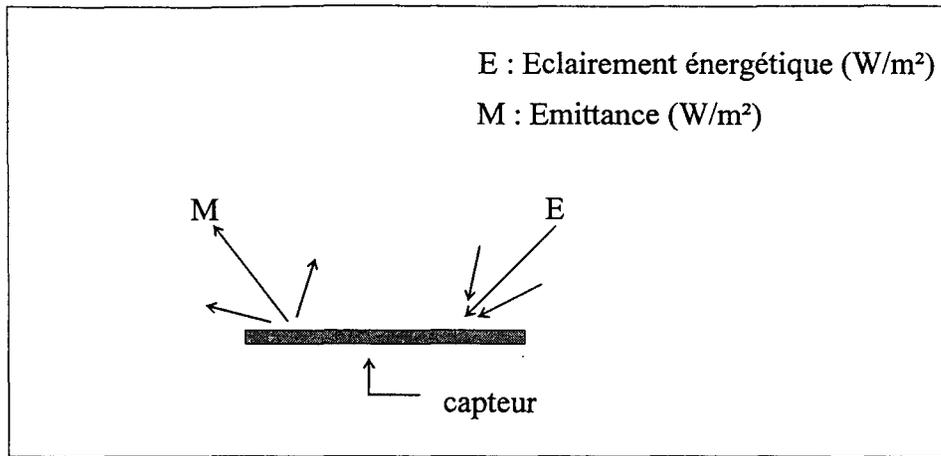


Figure II.12 : Schéma représentant les échanges énergétiques entre le microcapteur et son environnement

La densité de puissance effectivement gagnée ou perdue par la surface absorbante du capteur est alors :

$$P_1 = (a \cdot E - M) \quad [\text{W/m}^2] \quad (\text{II.36})$$

(a) étant l'absorptivité de l'absorbant infrarouge qui est une fonction de nombreux paramètres tels que la longueur d'onde ou la direction du rayonnement incident.

L'émittance (M) de la surface absorbante est proportionnelle à son émissivité (ϵ) [12], soit :

$$M = \epsilon \cdot \sigma \cdot T_s^4 \quad [\text{w/m}^2] \quad (\text{II.37})$$

avec T_s la température de la surface absorbante et σ la constante de Stefan-Boltzmann égale à $5,669 \cdot 10^{-8} (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4})$

La relation (II.35) peut alors s'écrire :

$$V_{\text{Seebeck}} = F' \cdot (aE - \epsilon \sigma T_s^4) \quad (\text{II.38})$$

Afin d'exprimer la sensibilité du capteur à l'aide d'un coefficient uniquement dépendant de la structure du capteur, seule la sensibilité à l'éclairement énergétique (E) sera étudiée dans le cadre de ce travail, soit :

$$S_E = \frac{\partial V_{\text{Seebeck}}}{\partial E} = F' \cdot a \quad [\text{V}/(\text{W/m}^2)] \quad (\text{II.39})$$

Une étude plus complète pourra être trouvée dans un autre travail de thèse [5] effectué au laboratoire.

Comme nous le montrons au chapitre III, l'absorptivité (a) du microcapteur est essentiellement dépendante de la longueur d'onde du rayonnement incident. La sensibilité spectrale, $S(\lambda)$ peut alors être définie à partir de la relation (II.39) :

$$S(\lambda) = F' \cdot a(\lambda) \quad [V/(W/m^2)] \quad (II.40)$$

Il reste désormais à déterminer l'expression de la tension délivrée par le capteur lorsqu'il est soumis à un éclairage énergétique fonction de la longueur d'onde $E(\lambda)$ dans une bande spectrale $[\lambda_1-\lambda_2]$. La fraction de f.e.m délivrée par le capteur correspondant à un éclairage quasi-monochromatique de largeur $d\lambda$ est alors :

$$dV = S(\lambda) \cdot \left(\frac{dE}{d\lambda} \right) \cdot d\lambda \quad (II.41)$$

Soit en intégrant dans la bande $[\lambda_1-\lambda_2]$:

$$V_{[\lambda_1-\lambda_2]} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) \cdot \left(\frac{dE}{d\lambda} \right) \cdot d\lambda \quad (II.42)$$

qui représente l'augmentation de f.e.m, due à l'apport de l'éclairage énergétique dans cette bande. En introduisant l'expression (II.40) on obtient :

$$V_{[\lambda_1-\lambda_2]} = F' \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} a(\lambda) \cdot \left(\frac{dE}{d\lambda} \right) \cdot d\lambda \quad (II.43)$$

En conséquence, pour calculer l'apport de tension dû à l'éclairage énergétique, il est nécessaire de connaître la fonction d'absorptivité spectrale du capteur $a(\lambda)$ ainsi que la composition spectrale du rayonnement dans la bande considérée $[\lambda_1-\lambda_2]$.

Dans le cas particulier où la source d'éclairage énergétique est un corps noir, la fonction de répartition spectrale du rayonnement est bien connue [15] et la relation précédente devient :

$$V = F' \cdot \int_0^{\infty} a(\lambda) \cdot \frac{2\pi C_1}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)} d\lambda \quad (II.44)$$

L'éclairement énergétique total émis par le corps noir étant [annexe A] :

$$E_T = \int_0^{\infty} \frac{2\pi C_1}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)} d\lambda = \sigma T^4 \quad (\text{W/m}^2) \quad (\text{II.45})$$

Pour une source de type "corps noir", la sensibilité totale à l'éclairement peut donc être exprimée par :

$$S_T = \frac{1}{\sigma T^4} F' \cdot \int_0^{\infty} a(\lambda) \cdot \frac{2\pi C_1}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)} d\lambda \quad [\text{V}/(\text{W/m}^2)] \quad (\text{II.46})$$

II.1.1) Calcul simplifié de la sensibilité totale

En considérant l'absorption du rayonnement infrarouge par le verre dont le spectre peut être décomposé en 3 bandes spectrales représentées sur la figure II.13, la sensibilité totale d'un microcapteur dont les caractéristiques sont celles de la structure (2) peut être calculée.

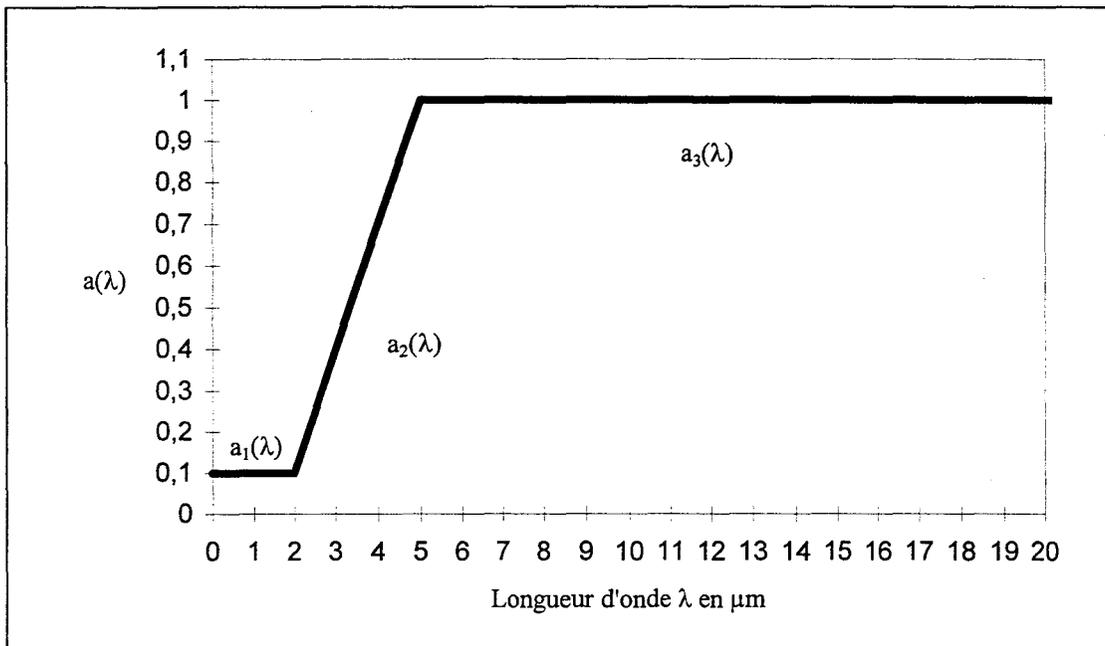


Figure II.13 : Spectre d'absorption $a(\lambda)$ du verre (Corning)

La source d'éclairage énergétique est un corps noir dont une partie de la fonction de répartition spectrale est représentée figure (II.14)

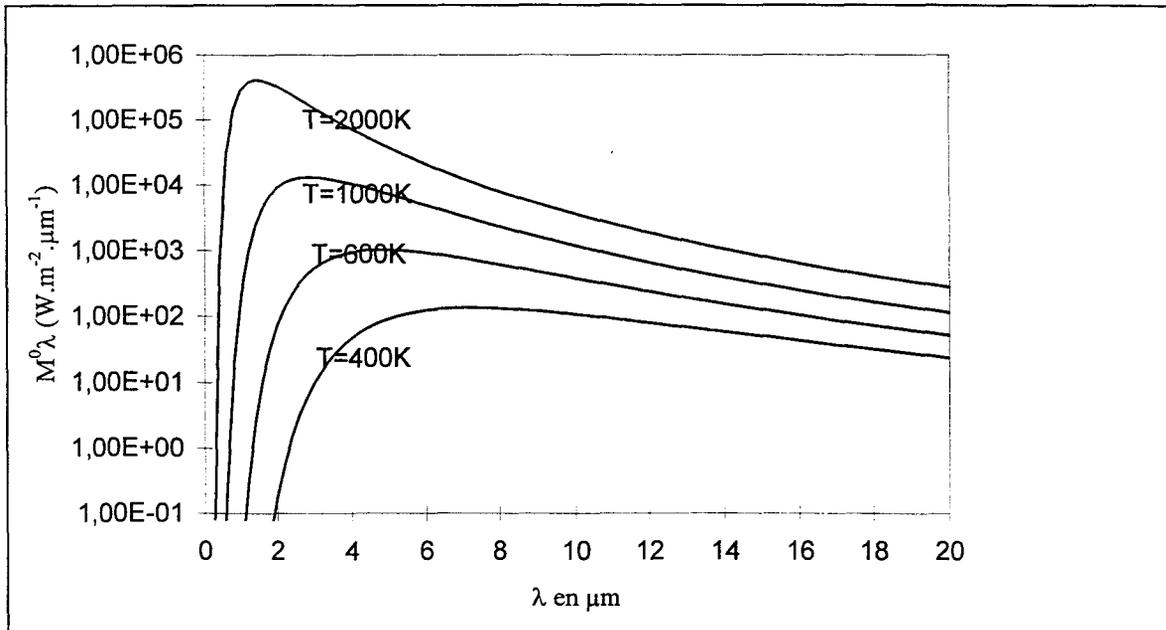


Figure II.14 : Représentation graphique de la loi de Planck pour différentes températures

A l'aide du logiciel "Mathcad", la sensibilité totale donnée par la relation II.46 a pu être calculée. Pour que la valeur obtenue soit exacte, il aurait fallu intégrer sur une bande de longueur d'onde infinie $[0, \infty[$. En pratique, le calcul a été effectué jusqu'à $100\mu\text{m}$ et nous avons vérifié qu'à $\lambda=5\lambda_M < 100\mu\text{m}$ le résultat obtenu convergeait pour des températures du corps noir allant de 300K à 1200K , λ_M étant déterminée par la loi de Wien [annexe A].

Ce calcul permet de dresser le tableau suivant (II.2) donnant la sensibilité, les densités de puissances totales (σT^4), et les densités de puissances réellement absorbées P_1 (sur la bande d'absorption du verre) pour différentes températures de cible.

T (K)	300	320	340	360	380
σT^4 (W/m ²)	459,24	594,5	757,65	952,28	1182,19
P ₁ (W/m ²)	458,24	593,61	753,53	944,71	1169
Sensibilité en [μ V/(W/m ²)]	1,468	1,468	1,46	1,458	1,45

T (K)	400	600	800	1000	1200
σT^4	1451,42	7347,8	23222,7	37198,2	117565
P ₁ (W/m ²)	1429,57	6671,76	18333,8	37867	65972
Sensibilité en [μ V/(W/m ²)]	1,448	1,33	1,16	0,98	0,82

Tableau II.2 : Puissances totales, puissances réellement absorbées et sensibilité pour différentes températures de cible

La figure (II.15) représente la caractéristique de la sensibilité en fonction de la température de cible. On constate qu'elle reste constante sur une gamme de température allant de la température ambiante à une centaine de degrés Celsius et diminue pour des températures élevées correspondant à des longueurs d'ondes qui se rapprochent du visible.

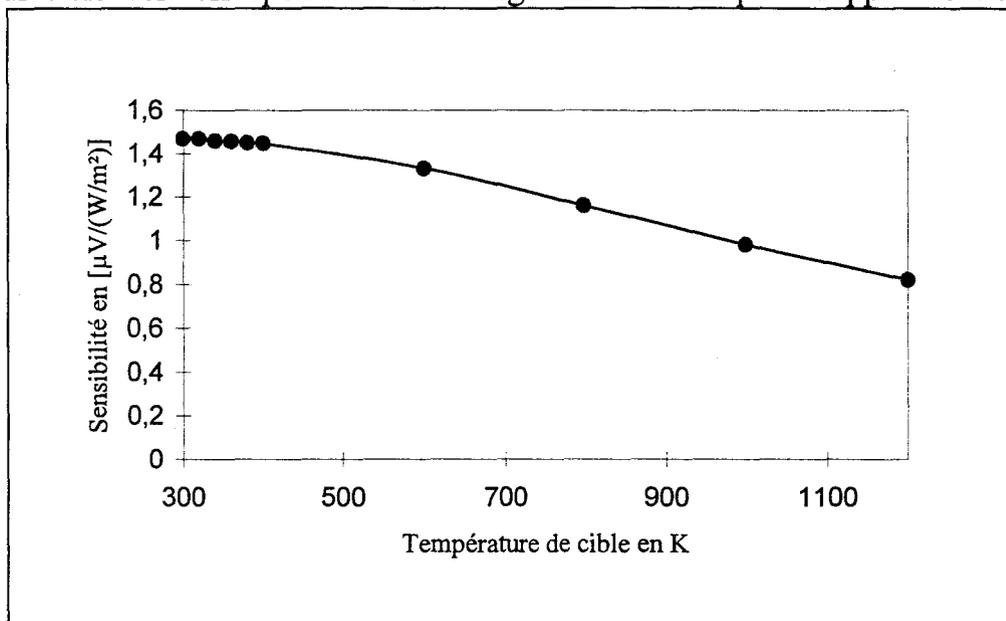


Figure II.15 : Sensibilité théorique en fonction de la température de cible

Ces résultats correspondent bien avec notre perception des phénomènes physiques, puisque nous pouvons constater tous les jours la transparence du verre dans le domaine du visible, ce qui implique naturellement une diminution de l'absorptivité.

II.2) Etude de l'influence des paramètres ($\lambda_m, \lambda_s, e_s, L, h$) sur la sensibilité et validation par un modèle numérique

Hypothèses simplificatrices

L'étude effectuée en I a nécessité un certain nombre d'hypothèses simplificatrices dont il importe maintenant d'en étudier la validité. C'est pourquoi, nous exposons ici les résultats d'une simulation à deux dimensions utilisant les éléments finis.

Dans cette simulation, un certain nombre d'hypothèses simplificatrices ont été maintenues et sont ici énumérées :

La température est uniforme suivant l'axe Oz, cette hypothèse utilisée dans l'étude analytique sera ici maintenue.

Les effets de bords du capteur n'ont pas été pris en compte. En effet, compte tenu du nombre important de microthermocouples et donc du nombre de lignes (100), ces effets de bords sont négligeables. De ce fait, la distribution de température dans chaque microthermocouple élémentaire est identique.

La couche thermoélectrique est simulée par une couche homogène de conductivité thermique λ_m d'épaisseur e_m égale à $1\mu\text{m}$ donnée par la relation (II.3) :

$$\lambda_m e_m = \frac{\ell}{\ell + i} \left(\lambda_1 e_1 + \frac{\lambda_2 e_2}{2} \right) + \lambda_3 e_3$$

Compte tenu de l'ensemble de ces hypothèses, la cellule élémentaire que nous nous proposons de simuler est représentée figure (II.16), avec les conditions aux limites suivantes :

- Une densité de flux uniformément répartie sur les zones absorbantes (L/2)
- Une densité de flux nul sur les zones réfléchissantes (L/2)
- Une densité de flux nul suivant Ox aux deux extrémités de la cellule élémentaire

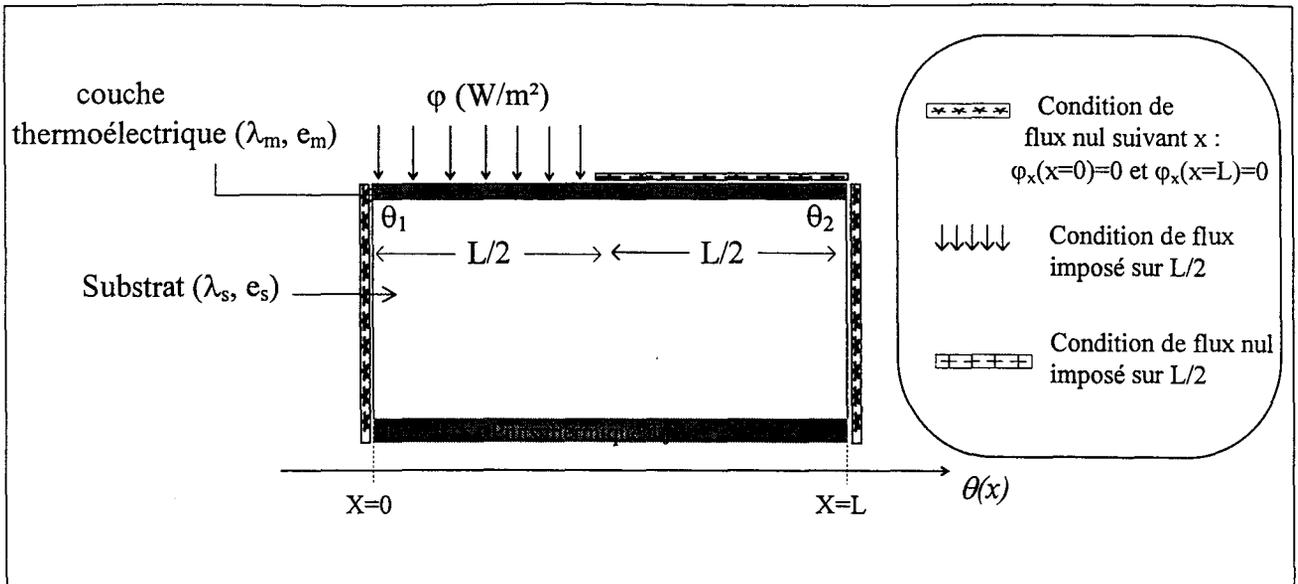


Figure II.16 : Cellule d'étude avec conditions aux limites

II.2.1) Comparaison entre les résultats obtenus par simulation et analytiquement

Dans la partie précédente, le modèle analytique permettant le calcul de l'écart de température ($\theta_1 - \theta_2$) aux extrémités d'une cellule a été établi par identification avec une fonction de points obtenue numériquement.

Pour vérifier ces résultats et optimiser la tension délivrée par le capteur nous nous proposons de comparer à nouveau les modélisations analytiques et numériques appliqués à une cellule y compris la couche thermoélectrique.

Comme nous l'avons montré précédemment, pour un capteur de surface A le nombre (N) de cellule est :

$$N = \frac{A}{2 \cdot (\ell + i) \cdot L}$$

et en notant α_{12} le pouvoir thermoélectrique, la tension délivrée par le capteur s'exprime :

$$V_{\text{Seebeck}} = \frac{A}{2 \cdot (\ell + i)} \alpha_{12} \cdot \frac{(\theta_1 - \theta_2)}{L}$$

En conséquence pour étudier la possibilité d'obtenir un maximum de tension délivré par le capteur, il suffit de maximiser le rapport $(\theta_1 - \theta_2)/L$.

II.2.1.1) Exemple de résultat obtenu par simulation

Ce qui importe pour l'étude du microcapteur c'est la détermination du gradient de température générée entre les thermojonctions. Nous allons donc nous intéresser à l'évolution de la température en fonction de l'abscisse x entre la température minimale θ_2 caractérisant les jonctions froides et la température maximale θ_1 caractérisant les jonctions chaudes comme le montre la figure II.17.

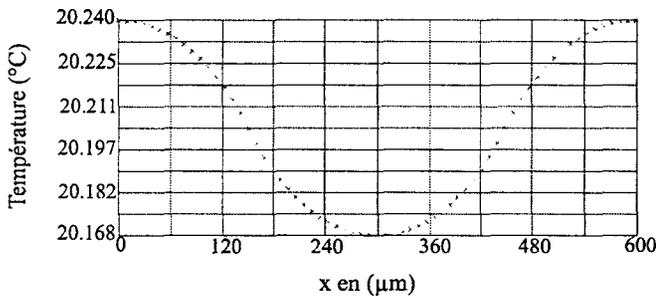
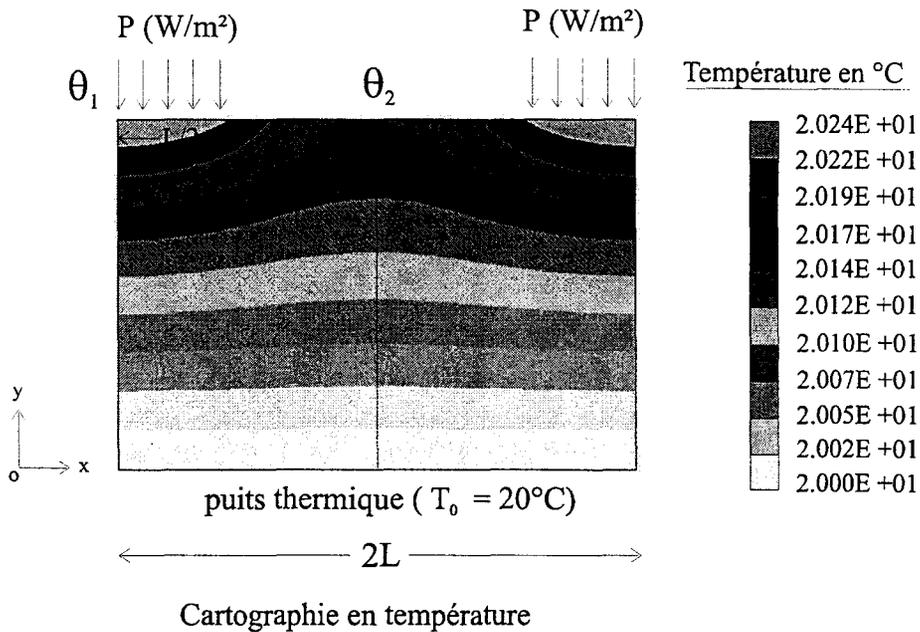


Figure II.17 : Exemple de résultat simulé numériquement dont les caractéristiques thermiques et géométriques de la structure sont :
 ($\lambda_m=60\text{W/mK}$, $e_m=1\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $P=1000\text{W/m}^2$, $h=0\text{W/m}^2\text{K}$, $L=300\mu\text{m}$)

II.2.1.2) Évolutions du rapport $(\theta_1 - \theta_2)/L$ en fonction de l'épaisseur de substrat e_s , déterminées à partir des modèles analytique et numérique

La figure II.18 représente la caractéristique donnant l'évolution de la sensibilité pour différentes épaisseurs de substrat.

On remarque que la sensibilité sera d'autant plus importante que l'épaisseur de substrat sera élevée, et qu'il existe une longueur de cellule optimale pour laquelle la sensibilité est maximale.

Autrement dit, l'isolation thermique entre les jonctions chaudes et froides et le puits thermique sera d'autant plus importante que l'épaisseur e_s sera grande. En effet, plus le substrat sera fin, et plus la température des zones chaudes sera proche de la température du puits thermique T_0 , et par conséquent plus la sensibilité au rayonnement sera faible.

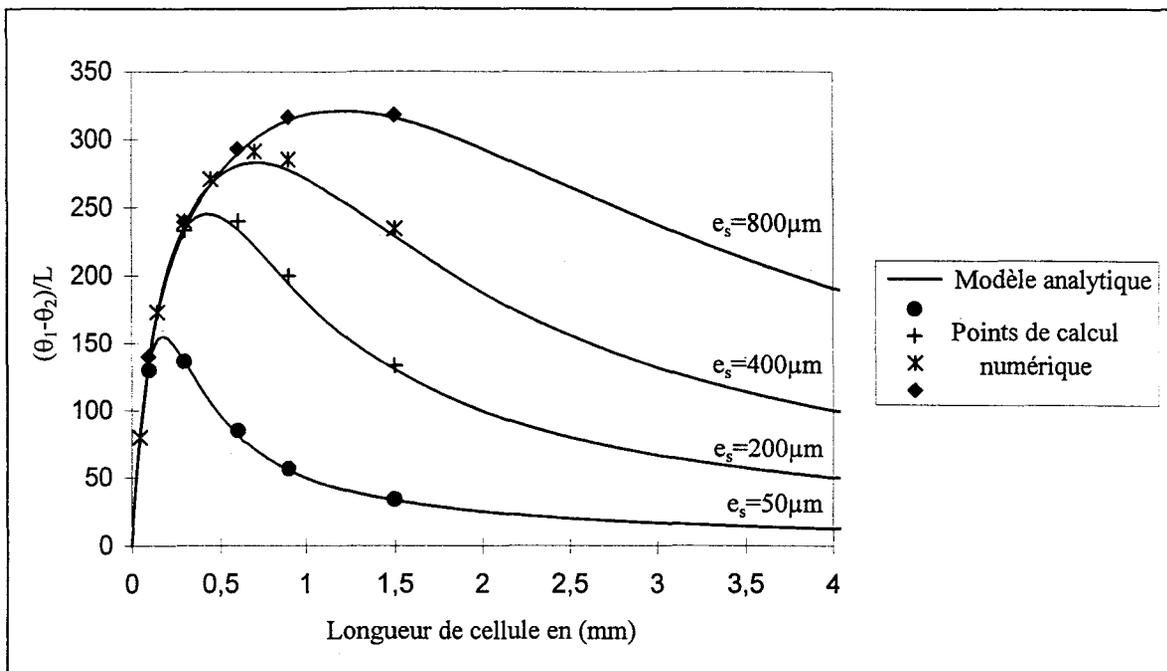


Figure II.18 : Comparaison des évolutions de $\Delta\theta/L$ déterminées à partir des modèles analytique et numérique pour différentes épaisseurs e_s de substrat de conductivité thermique $\lambda_s = 1 \text{ W/mK}$, et une conductivité thermique de métallisation $\lambda_m = 60 \text{ W/mK}$

On peut constater que les évolutions déterminées à l'aide des modèles analytique et numérique sont semblables pour ces différentes épaisseurs e_s de substrat.

II.2.1.3) Evolutions du rapport $(\theta_1 - \theta_2)/L$ en fonction de la conductivité thermique du substrat λ_s déterminées à partir des modèles analytique et numérique

Les caractéristiques obtenues à partir du modèle analytique sont représentées sur la figure II.19.

Plus la conductivité thermique du substrat sera faible, et plus la sensibilité du capteur au rayonnement sera grande. En effet, une faible conductivité thermique de substrat contribue à un faible couplage entre zones chaudes et zones froides, et de ce fait entraîne une sensibilité élevée du capteur.

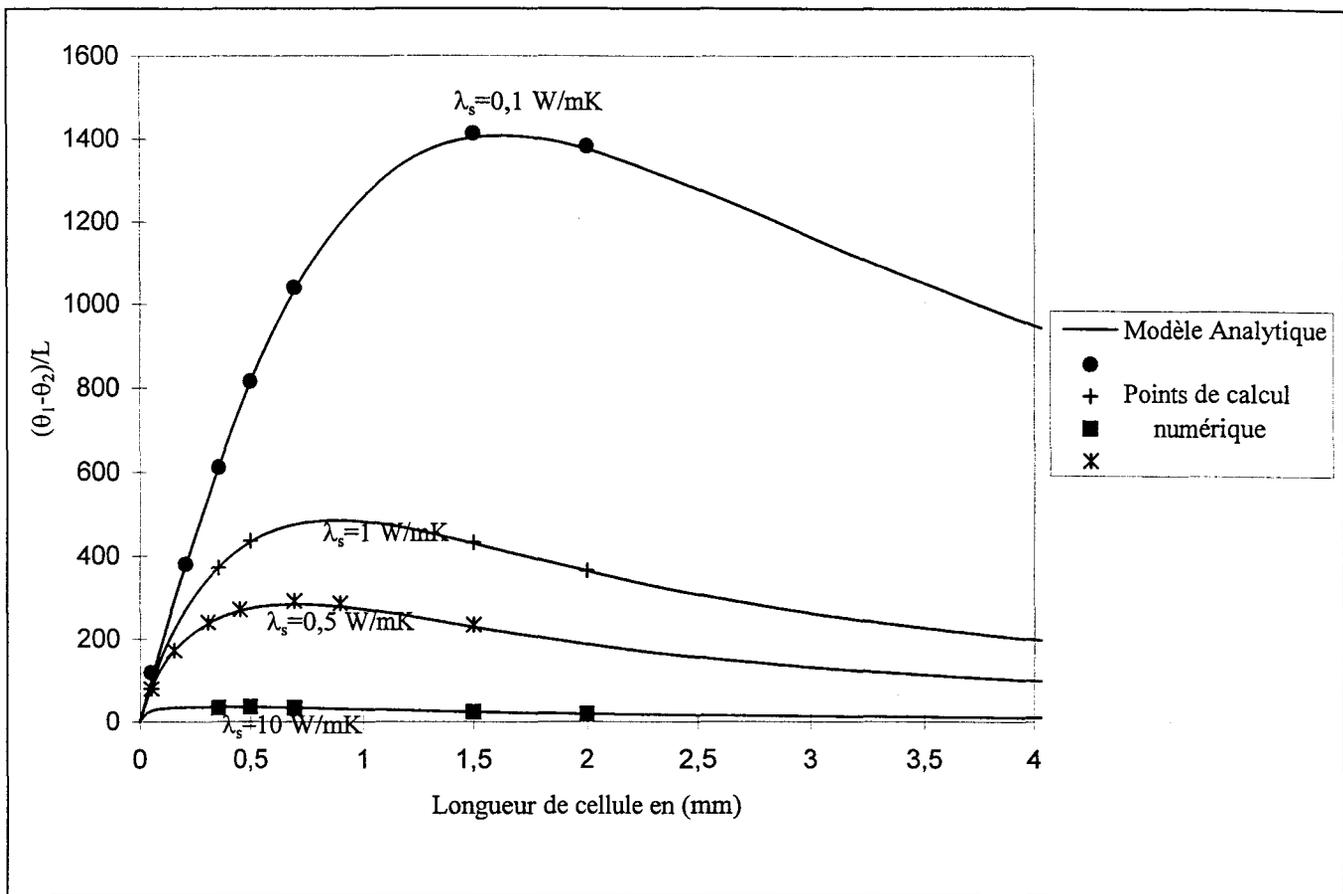


Figure II.19 : Comparaison des évolutions de $\Delta\theta/L$ déterminées à partir des modèles analytique et numérique pour différentes valeurs de conductivité thermique λ_s du substrat d'épaisseur $e_s = 400 \mu\text{m}$, et une conductivité thermique de métallisation $\lambda_m = 60 \text{ W/mK}$

On constate que l'influence de la conductivité thermique λ_s du substrat sur la sensibilité des microcapteurs est semblable pour les modèles analytique et numérique.

II.2.1.4) Evolutions du rapport $(\theta_1 - \theta_2)/L$ en fonction de la conductivité thermique de métallisation λ_m déterminées à partir des modèles analytique et numérique

Nous avons reporté sur la figure II.20, l'influence de la conductivité thermique de métallisation sur l'évolution de la sensibilité du capteur pour une épaisseur de substrat $e_s = 400 \mu\text{m}$ de conductivité thermique $\lambda_s = 1 \text{ W/mK}$.

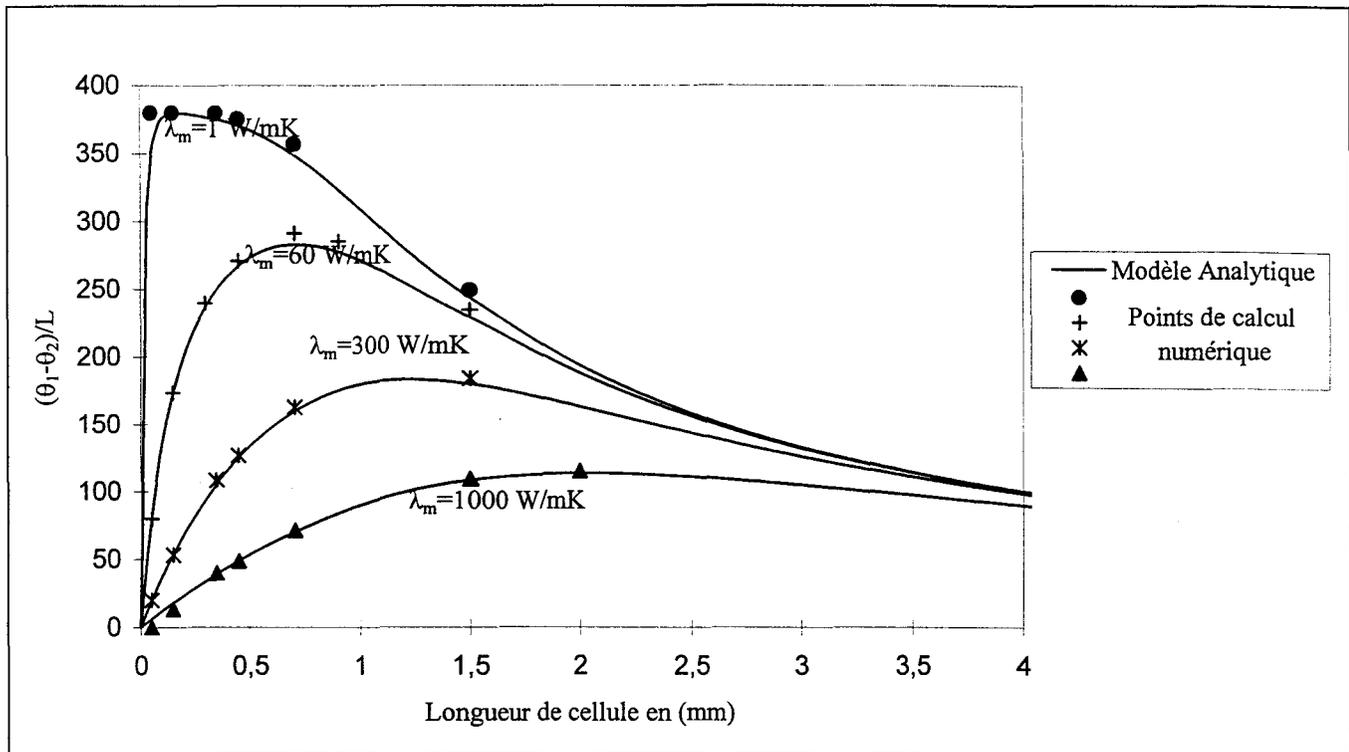


Figure II.20 : Comparaison des évolutions de $\Delta\theta/L$ déterminées à partir des modèles analytique et numérique pour différentes valeurs de conductivité thermique λ_m de métallisation et une épaisseur de substrat $e_s = 400 \mu\text{m}$ de conductivité thermique $\lambda_s = 1 \text{ W/mK}$

D'après les évolutions représentées sur la figure II.20, la sensibilité du capteur sera d'autant plus importante que la conductivité thermique de métallisation λ_m sera faible et ceci même pour une longueur de cellule égale à la longueur optimale. Ce résultat semble très cohérent, dans la mesure où il faut isoler thermiquement les jonctions chaudes des jonctions froides, afin de créer le différentiel de température le plus élevé possible.

Il semble évident que les contraintes technologiques liées aux matériaux utilisés pour la réalisation du détecteur thermique ne permettent pas d'obtenir de très faibles valeurs de λ_m . Ces contraintes, nous imposent par conséquent, les caractéristiques thermiques de la thermopile.

On peut affirmer à partir de la caractéristique présentée figure II.20 que l'influence de la conductivité thermique de la couche thermoélectrique est similaire pour les deux modèles.

Conclusion :

Le modèle analytique a pu être vérifié numériquement pour des longueurs de cellules comprises entre 20 μ m et 2mm. Au delà de ces valeurs, le logiciel ne permet plus d'obtenir des résultats corrects compte tenu du rapport de forme (longueur/épaisseur) qui prend des valeurs trop extrêmes. C'est pourquoi il est important de calculer la valeur limite de $\Delta\theta/L$ lorsque L tend vers zéro et vers l'infini. La relation II.24 conduit à :

$$\frac{\theta_1 - \theta_2}{L} = \frac{R_{cT}}{\gamma_T} \cdot (P_1 - P_2) \frac{\text{ch}\left(\frac{\gamma_T L}{2}\right) - 1}{L \cdot \text{ch}\left(\frac{\gamma_T L}{2}\right)}$$

qui au voisinage de $L=0$ peut être exprimé sous la forme d'un développement en série entière :

$$\frac{\theta_1 - \theta_2}{L} \# \left(\frac{R_{cT}}{\gamma_T} (P_1 - P_2) \cdot \frac{\gamma_T^2 L}{8} \right)_{L \rightarrow 0} \rightarrow 0$$

De même, quand la longueur de cellule devient très grande la relation précédente se réduit à :

$$\frac{\theta_1 - \theta_2}{L} \# \left(\frac{R_{cT} \cdot (P_1 - P_2)}{\gamma_T \cdot L} \right)_{L \rightarrow \infty} \rightarrow 0$$

Ces deux conditions limites conduisent à une sensibilité nulle, ce qui nous semble cohérent d'un point de vue physique et a été vérifié dans un travail plus complet [19]. En conséquence dans la suite de ce travail nous utiliserons principalement le calcul analytique.

II.3) Calcul de la détectivité D^* du microcapteur

II.3.1) Expression de la détectivité D^*

La détectivité est définie comme le rapport entre la sensibilité du capteur S exprimée en (V/W) et la tension de bruit U_B engendrée par la résistance constituant le détecteur thermique exprimée en (V / $\sqrt{\text{Hz}}$). Ce rapport est multiplié par la quantité \sqrt{F} , où F représente la surface absorbante en cm^2 qui est égale en première approximation à $A/2$ dans le cas de notre capteur :

$$D^* = \frac{S\sqrt{F}}{U_B} \text{ en cm. W}^{-1} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \quad (\text{II.47})$$

Le bruit d'origine thermique est donné par le théorème de Nyquist :

$$U_B = \sqrt{4k_B T_a \cdot R_{\text{détecteur}} \cdot \Delta f} \quad (\text{II.48})$$

où $R_{\text{détecteur}}$ est la résistance électrique totale présentée par le capteur, T_a la température de cette résistance qui est proche de la température ambiante ($T_a = 300\text{K}$) et Δf la bande passante (on prendra $\Delta f=1\text{Hz}$).

La résistance du capteur peut se calculer à partir de la relation suivante :

$$R_{\text{détecteur}} = N \cdot R_t \quad (\text{II.49})$$

où R_t est la résistance électrique correspondant à un microthermocouple :

$$R_t = \frac{L}{\sigma_1 e_1 \ell} \left(\frac{2\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right) \quad (\text{II.50})$$

On obtient alors :

$$R_{\text{détecteur}} = \frac{A}{2 \cdot \ell(\ell + i) \cdot \sigma_1 e_1} \left(\frac{2\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right) \quad (\text{II.51})$$

A partir des relations (39), (24), (47) et (48), l'expression de la détectivité du microcapteur peut être obtenue :

$$D^* = \alpha^{1/2} \cdot \frac{R_{cT}}{\gamma_T L} \cdot \frac{\text{ch}\left(\frac{\gamma_T L}{2}\right) - 1}{\text{ch}\left(\frac{\gamma_T L}{2}\right)} \cdot \left(A_{(\text{cm}^2)} \cdot \frac{\ell}{\ell + i} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\sigma_1 e_1 (\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)}{2\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{1}{4k_B T \cdot A_{(\text{m}^2)}} \right)^{1/2} \quad (\text{II.52})$$

Nous avons représenté sur la figure II.21, la détectivité en fonction de la longueur de cellule pour une structure ayant des caractéristiques thermiques et géométriques réalistes.

II.3.2) Evolution de la détectivité D^* en fonction de la longueur de cellule L

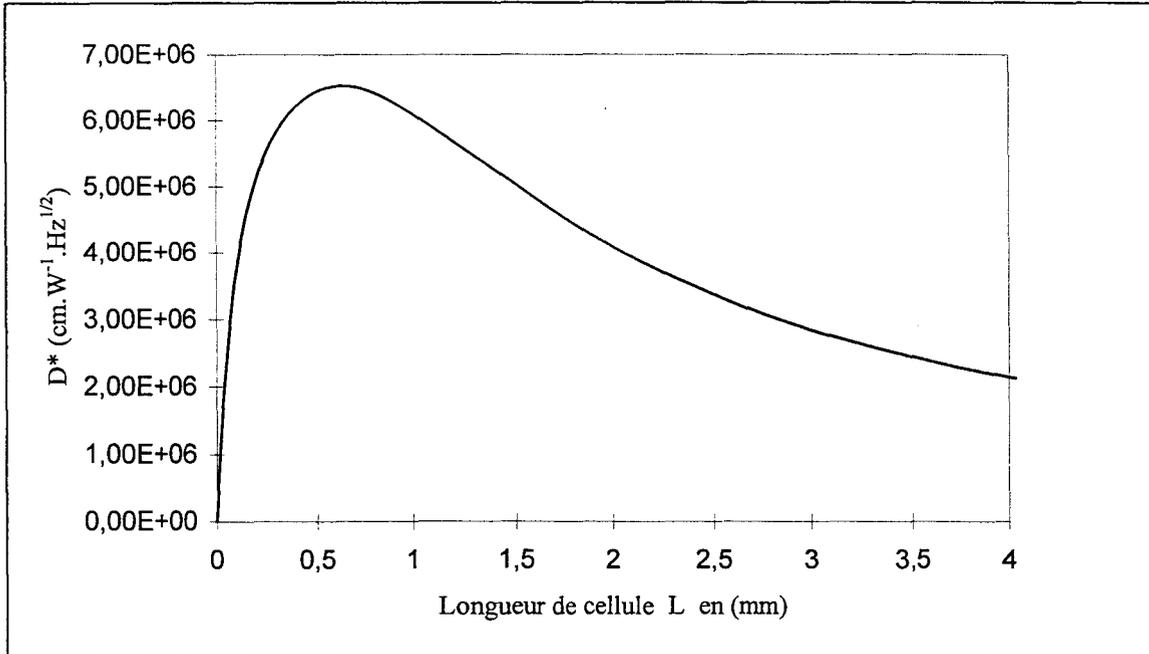


Figure II.21 : Evolution de la détectivité en fonction de la longueur de cellule pour une structure ayant les caractéristiques suivantes :
 ($\lambda_m=40W/mK$, $e_m=1\mu m$, $\lambda_s=1W/mK$, $e_s=400\mu m$)

La détectivité maximale du microcapteur sera obtenue pour une longueur de cellule optimale correspondant aussi à la longueur pour laquelle la sensibilité au rayonnement est maximale.

III) ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA CONVECTION

III.1) Influence des phénomènes de convection sur le microcapteur

III.1.1) Evolution de la sensibilité du microcapteur en fonction du coefficient d'échange

Un des principaux avantages des microcapteurs est leur forte immunité aux phénomènes de convection. L'objet de cette partie consiste à définir un coefficient caractéristique permettant d'évaluer les performances relatives de différents types de capteur.

Soit l'expression de la sensibilité déterminée en (II) :

$$S = A \frac{\alpha_{1/2}}{2(\ell + i).L} \cdot \frac{\theta_1 - \theta_2}{P_1} \text{ en (V/(W/m}^2\text{))} \quad \text{où} \quad \theta_1 - \theta_2 = \frac{R_{c_T} \cdot P_1}{\gamma_T} \cdot \frac{(\text{ch}(\frac{\gamma_T L}{2}) - 1)}{\text{ch}(\frac{\gamma_T L}{2})}$$

$$\text{avec} \quad \gamma_T^2 = \frac{h + \frac{\lambda_s}{e_s}}{(\lambda_m e_m + \lambda_s e_{slim})} \quad \text{et} \quad R_{c_T} = \frac{1}{(\lambda_m e_m + \lambda_s e_{slim}) \cdot \gamma_T}$$

A partir de cette relation, l'évolution de la sensibilité en fonction du coefficient d'échange h caractéristique de la convection, peut être représentée figure II.22.

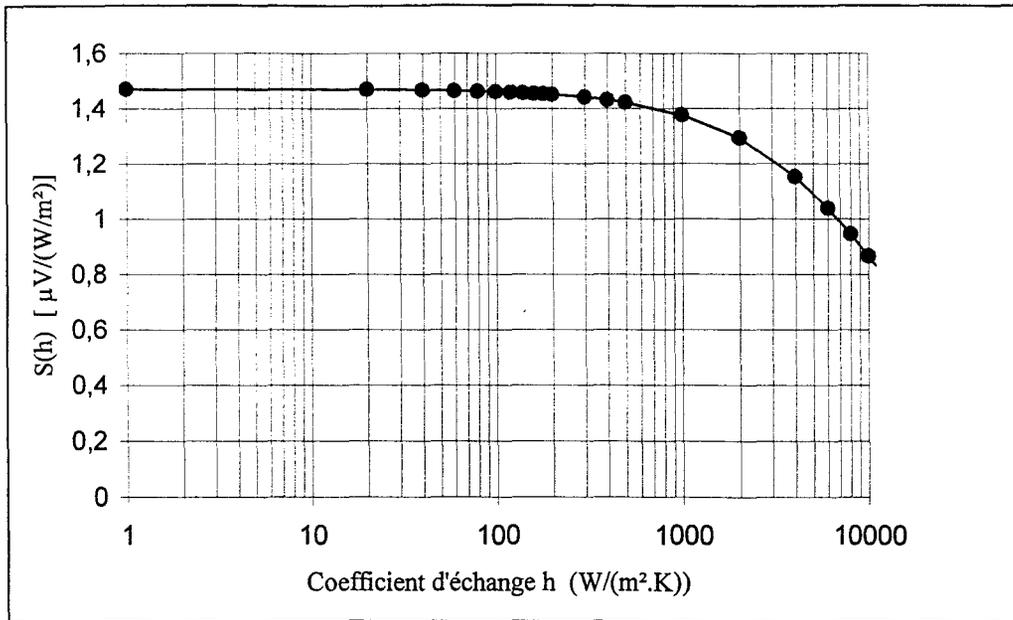


Figure II.22 : Influence du coefficient d'échange h sur la sensibilité du microcapteur(2) ayant les caractéristiques suivantes :
 ($e_m=1\mu\text{m}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $\lambda_m=40\text{W/mK}$, $P=1000\text{W/m}^2$, $L=300\mu\text{m}$)

Pour les valeurs les plus courantes de h , comprises entre 1 et 2500 $\text{W/m}^2\text{K}$, (soient des vitesses d'air approximativement : de 0 à 10 ms^{-1}) [17, 18] on peut constater que la sensibilité ne varie pratiquement pas.

Pour rendre compte de cette variation, nous introduisons un coefficient d'influence défini par la relation suivante [5] :

$$X_h = \left(\frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial h} \right) \Bigg|_{h \rightarrow 0^*} \quad \text{exprimé en } (\text{K.m}^2/\text{W}) \quad (\text{II.53})$$

où S est la sensibilité du capteur, et h le coefficient d'échange entre le capteur et le gaz ambiant à la température T_a .

III.1.2) Calcul du coefficient d'influence X_h

A partir des relations (II.53), (II.39) et (II.24), on peut écrire :

$$X_h = \frac{e_s}{\lambda_s} \left(1 - \frac{\gamma_{T_0} L}{4} \frac{\text{th}\left(\frac{\gamma_{T_0} L}{2}\right)}{\text{ch}\left(\frac{\gamma_{T_0} L}{2}\right) - 1} \right) \text{ (K.m}^2\text{/W)} \quad \text{(II.54)}$$

$$\text{avec} \quad \gamma_{T_0} = \frac{\lambda_s}{e_s(\lambda_m e_m + \lambda_s e_{stim})}$$

Pour une bonne immunité à la convection, ce coefficient devra être le plus faible possible. Pour pouvoir déterminer une structure optimale, nous allons en étudier l'évolution en fonction des différents paramètres géométriques et thermiques des microcapteurs.

 III.1.3) Influence des paramètres sur X_h

La sensibilité à la convection représentée figure (II.23.1) sera d'autant plus importante que la conductivité thermique du substrat sera faible mais dans ce cas, c'est la sensibilité du capteur qui sera réduite.

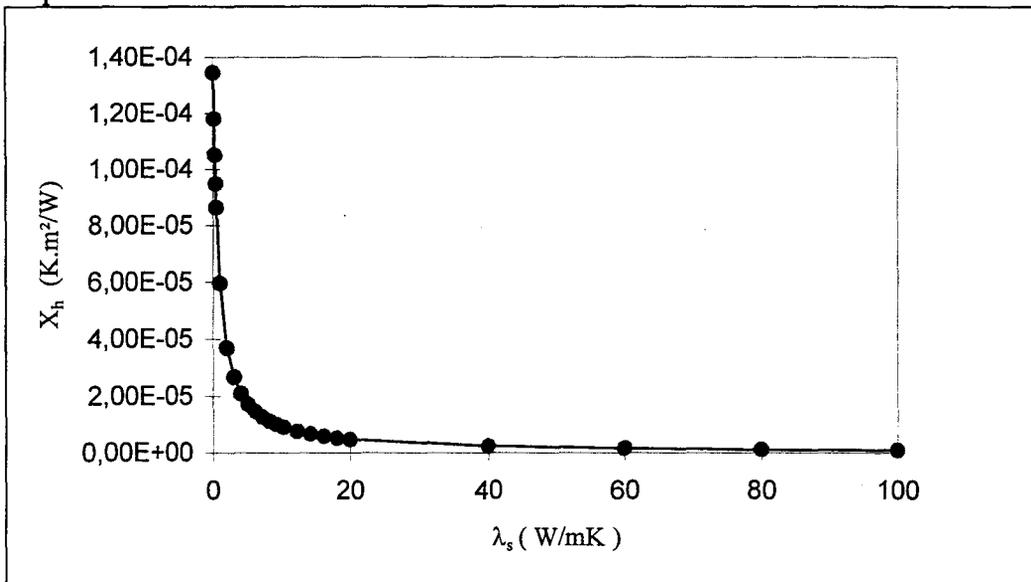


Figure II.23.1 : Influence de la conductivité thermique λ_s du substrat sur le coefficient d'influence pour une structure ayant les caractéristiques suivantes :

$$(\lambda_m = 60 \text{ W/mK}, e_m = 1 \mu\text{m}, e_s = 400 \mu\text{m}, L = 300 \mu\text{m})$$

D'après la caractéristique obtenue sur la figure II.23.2, pour un faible coefficient d'influence, il faudrait utiliser des matériaux ayant une conductivité thermique élevée.

Cependant, il existe une limitation au niveau des matériaux qui sont plus ou moins imposés par la technologie utilisée.

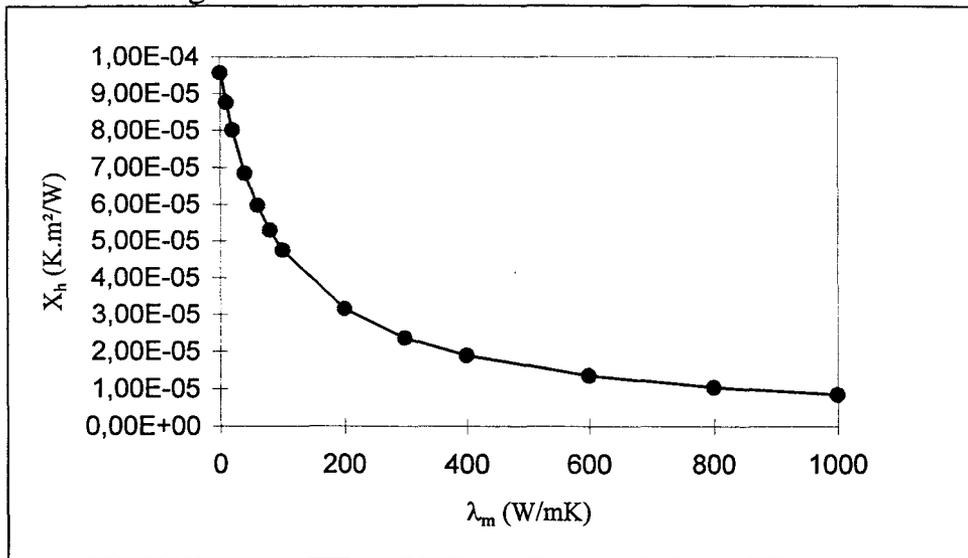


Figure II.23.2 : Influence de la conductivité thermique λ_m de métallisation sur le coefficient d'influence pour une structure ayant les caractéristiques suivantes : ($e_m=1\mu\text{m}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $L=300\mu\text{m}$)

La figure II.23.3 représentant le coefficient d'influence en fonction de la longueur de cellule, montre que celles-ci doivent être aussi faibles que possible. Il y aura là aussi un compromis à faire, puisque la sensibilité au rayonnement sera maximale pour une longueur optimale de la cellule.

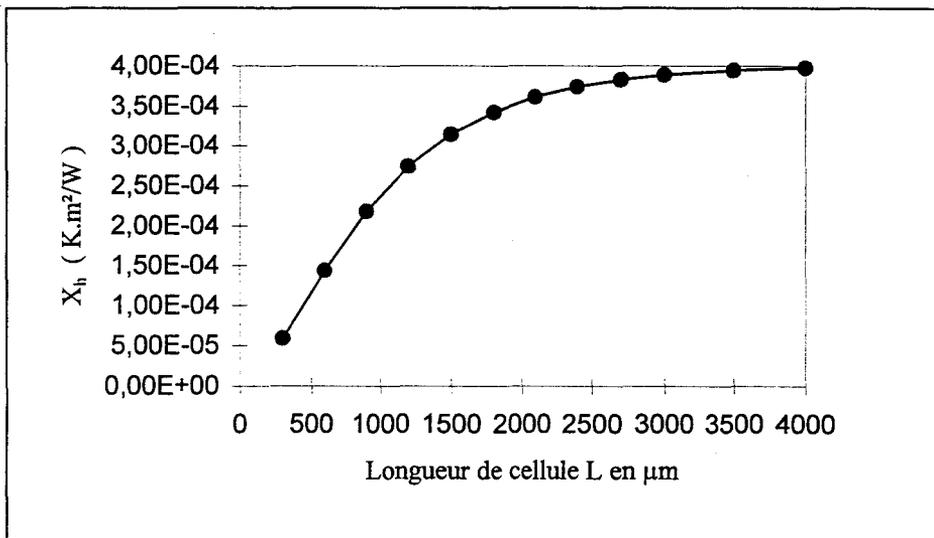


Figure II.23.3 : Influence de la Longueur de cellule L sur le coefficient d'influence pour une structure ayant les caractéristiques suivantes : ($e_m=1\mu\text{m}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $\lambda_m=60\text{W/mK}$)

Il semblerait à priori qu'un substrat de faible épaisseur présenterait un avantage pour une faible sensibilité au phénomène de convection, cependant la sensibilité au

rayonnement sera par contre d'autant plus importante que l'épaisseur de substrat sera élevée.

C'est pourquoi, nous avons choisi un substrat dont l'épaisseur résulte du compromis entre la sensibilité à la convection et la sensibilité au rayonnement : ($e_s=400\mu\text{m}$)

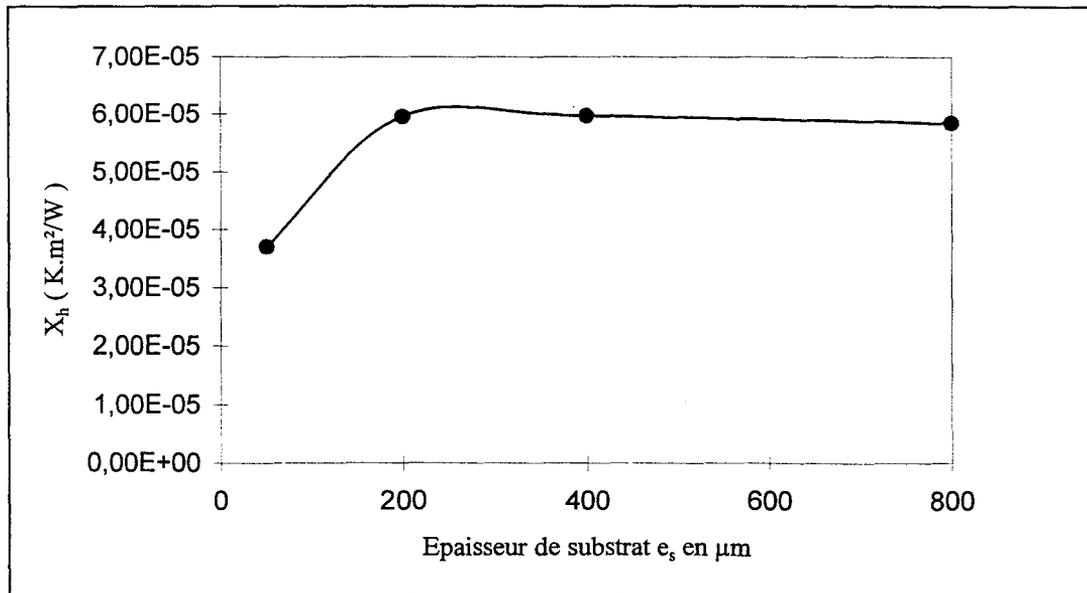


Figure II.23.4 : Influence de l'épaisseur de substrat sur le coefficient d'influence pour une structure ayant les caractéristiques suivantes : ($\lambda_m=60\text{W/mK}$, $e_m=1\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $L=300\mu\text{m}$)

En résumé, pour un faible coefficient d'influence, il faut :

- une faible épaisseur de substrat
- une faible longueur de cellule
- une conductivité thermique élevée du substrat
- une conductivité thermique élevée de la couche thermoélectrique homogénéisée

IV) COMPARAISON DES PERFORMANCES THEORIQUES AVEC UNE AUTRE FAMILLE DE CAPTEUR : LE CAPTEUR DE TYPE POUTRE

Un modèle a été développé par F.Völklein et H.Baltes [25, 26], il s'agit d'un modèle analytique original à une dimension, permettant de décrire le fonctionnement des structures classiques de type poutre ou membrane. Ces microcapteurs sont généralement réalisés en utilisant la technologie CMOS des circuits intégrés utilisant des thermocouples tels que : polysilicium n / polysilicium p.

Dans le but de comparer le capteur à structure distribuée et les capteurs dits classiques, nous nous intéressons au modèle analytique de type poutre.

Ce modèle approche à la particularité d'être simple; il est basé sur la résolution de l'équation de propagation de la chaleur permettant ainsi d'accéder à l'évolution de la température le long de la thermopile, et de donner des informations sur la résistance thermique, la détectivité, ainsi que la 'responsivity' du capteur.

IV.1) Calcul de la sensibilité de la structure poutre

La structure peut être schématisée en trois blocs, que sont :

- La source chaude à la température T_1
- Le substrat (poutre) sur lequel repose la thermopile
- Le puits thermique à la température T_0

La figure II.24 , illustre le principe de fonctionnement des structures classiques.

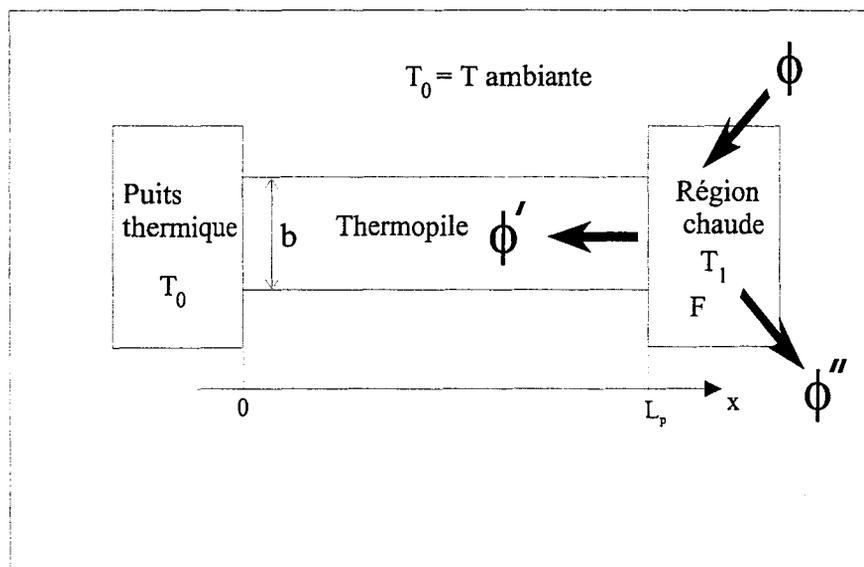


Figure II.24 : Schéma illustrant le principe de fonctionnement des structures classiques

Une partie de la puissance I.R émise est transférée par conduction à travers la poutre, tandis que l'autre partie est perdue par convection et rayonnement par la surface sensible F. Le bilan à l'abscisse ($x = L_p$) est donné par la relation suivante :

$$\phi = \phi' + \phi'' \quad (\text{II.55})$$

IV.1.1) Expression de la conductance thermique de la surface sensible F

La surface sensible F caractérisée par une émissivité ϵ_1 est située à l'extrémité de la poutre. Le flux ϕ'' représentant les pertes par radiation et convection de la surface F est décrit par la relation suivante :

$$\phi'' = G_F(T_1 - T_0) \quad (\text{II.56})$$

où G_F désigne la conductance thermique de la surface F, et tient compte des pertes radiatives et convectives donnée par :

$$G_F = [4\sigma(\epsilon_1 + \epsilon_2) \cdot T_0^3 + 2h_F] \cdot F \quad (\text{II.57})$$

où ϵ_1 et ϵ_2 , sont les émissivités respectives de la surface F et de la poutre(le bas), h_F le coefficient d'échange entre la surface F et le gaz ambiant supposé à la température ambiante T_0 , et σ la constante de Stefan-Boltzmann.

Généralement $h_F \gg \sigma(\epsilon_1 + \epsilon_2)T_0^3$.

IV.1.2) Calcul de la différence de température entre la source chaude et le puits thermique

En effectuant le bilan thermique au niveau d'un élément dx de poutre, on obtient l'équation différentielle linéarisée, permettant ainsi de déterminer la distribution de la température le long de la poutre :

$$\lambda d \frac{\partial^2 (T(x) - T_0)}{\partial x^2} - \gamma_p (T(x) - T_0) = 0 \quad (\text{II.58})$$

avec

- λ : la conductivité thermique de la poutre
- d : épaisseur de la poutre
- $\gamma_p = (8\epsilon_2\sigma T_0^3 + 2h)$, le coefficient de transfert de la poutre
- h : le coefficient d'échange entre la poutre et le gaz environnant
- ϵ_2 : l'émissivité moyenne de la poutre
- σ : la constante de Stefan-Boltzmann ($5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$)

Conditions aux limites :

En posant : $\Delta T(x) = T(x) - T_0$, on a :

$$\Delta T(x=0) = 0$$

$$\lambda db \left(\frac{\partial \Delta T(x)}{\partial x} \right)_{x=L_p} = \phi'$$

La solution de l'équation différentielle est alors la suivante :

$$\Delta T(x) = \frac{\sinh(\beta x)}{\lambda db \beta \cosh(\beta L_p)} \phi' \quad (\text{II.59})$$

$$\text{avec} \quad \beta = \sqrt{\frac{\gamma_p}{\lambda d}}$$

A partir des relations (55), (58) et (59) nous obtenons l'expression de la différence de température entre la source chaude et le puits thermique :

$$T_1 - T_0 = \frac{\phi}{G_F + G_b(\beta L_p)} = R_T(\beta L_p) \cdot \phi \quad (\text{II.60})$$

où $G_b(\beta L_p)$ et G_F sont les conductances thermiques respectives de la poutre et de la surface absorbante F, et $R_T(\beta L_p)$ la résistance thermique du microcapteur :

$$R_T(\beta L_p) = \frac{1}{\left[(4\sigma(\epsilon_1 + \epsilon_2)T_0^3 + 2h_F) \cdot F + \lambda db \beta \coth(\beta L_p) \right]} \quad (\text{II.61})$$

IV.1.3) Calculs de la sensibilité \mathcal{S} , de la détectivité D^* et du coefficient d'influence du microcapteur poutre

La tension thermoélectrique détectée est donnée par la simple relation :

$$V_{\text{Seebeck}} = N \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot (T_1 - T_0)$$

La sensibilité \mathcal{S} du capteur est définie comme le rapport entre la tension détectée et le flux incident:

$$\mathcal{S} = \frac{V}{\phi} = N \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot R_T(\beta L_p) \quad \text{en (V/W)} \quad (\text{II.62})$$

avec
$$R_T(\beta L_p) = \frac{1}{\left[(4\sigma(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)T_0^3 + 2h_F) \cdot F + \lambda db \beta \coth(\beta L_p) \right]}$$

La détectivité est définie par la relation :

$$D^* = \frac{\mathcal{S}\sqrt{F}}{U_B} = \frac{N \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot R_T(\beta L_p) \cdot \sqrt{F}}{\sqrt{4k_B T_0 \cdot N \cdot L_p \cdot (\rho_1 / A_1 + \rho_2 / A_2) \Delta f}} \quad \text{cm. W}^{-1} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \quad (\text{II.63})$$

où ρ_1, ρ_2 , sont les résistivités électriques des thermocouples, et A_1, A_2 , leur sections.

Cette quantité sera d'autant plus importante que le bruit d'origine thermique engendré dans la résistance constituée par le capteur sera faible et que la sensibilité \mathcal{S} du capteur ainsi que la surface absorbante seront importantes.

Cependant, il convient de limiter la surface F pour des raisons de solidité mécanique de la structure.

La détectivité maximale du **capteur thermoélectrique idéal** constitué par un thermocouple dont l'une des extrémités serait recouverte d'un absorbant I.R parfait et dont l'autre extrémité serait parfaitement isolée thermiquement est donnée par la relation suivante :

$$D_{\max}^* = \frac{1}{4\sqrt{\sigma k T_0^5}} \frac{1}{2} \sqrt{z_{1/2} T_0} \quad \text{pour un thermocouple} \quad (\text{II.64})$$

où k_B désigne la constante de Boltzmann et $z_{1/2}$ le facteur de mérite du thermocouple, donné par la relation suivante :

$$z_{1/2} = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2}{\left[\sqrt{\lambda_1 \rho_1} + \sqrt{\lambda_2 \rho_2} \right]^2} \quad (\text{II.65})$$

De l'expression (65), on peut tirer la conclusion suivante :

La détectivité maximale que l'on pourra obtenir sera caractérisée par des matériaux ayant un pouvoir thermoélectrique élevé, et une conductivité thermique ainsi qu'une résistivité électrique faibles.

Nous avons vu en III que le coefficient d'influence pouvait se calculer à partir de la sensibilité du microcapteur. Dans le cas de la structure poutre, en considérant le phénomène de convection uniforme sur toute la longueur de poutre, nous avons déterminé l'expression analytique du coefficient d'influence donnée par la simple relation :

$$X_h = \frac{2.L_p.F}{\lambda db} \text{ en (K.m}^2\text{/W)} \quad (\text{II.66})$$

où L_p est la longueur de poutre, F sa surface absorbante et λ la conductivité thermique du matériau constituant la poutre d'épaisseur d et de largeur b .

La structure poutre sera d'autant moins sensible au phénomène de convection que ces différentes considérations seront prises en compte :

- une faible longueur L_p
- une faible surface sensible F
- une conductivité thermique élevée de la poutre
- une épaisseur de poutre élevée
- une largeur b de poutre élevée

IV.2) Exemple de microcapteur infrarouge réalisé sur poutre afin d'illustrer le modèle

Notre choix s'est porté sur une structure réalisée en technologie CMOS [27], qui est la plus utilisée pour ce type de réalisation. Afin d'illustrer le modèle, nous avons pris un microcapteur dont les caractéristiques géométriques et thermiques sont définies ci dessous. Il est bien évident pour ce type de structure, que les dimensions ainsi que les paramètres caractéristiques des matériaux (conductivités thermiques) sont imposés par la technologie utilisée [28].

Les caractéristiques thermiques et géométriques de cette structure sont les suivantes :

$N=10$ thermocouples aluminium/polysilicium

Largeur de poutre $b = 80\mu\text{m}$

$(\lambda d) = 5.10^{-5} \text{ W / K}$

On a pour cette structure $\gamma_p = 100 \text{ W/m}^2\text{K}$ et $\beta = \left[\gamma_p / (\lambda d) \right]^{1/2} = \sqrt{2} . 10^3 / \text{m}$.

Pour une surface absorbante $F = 0,1 \text{ mm}^2$, et une longueur de poutre $L_p = 330 \mu\text{m}$, le capteur atteint 70% de la sensibilité maximale ($S_{\max} \Leftrightarrow (L_p \rightarrow \infty)$).

En utilisant une poutre de longueur $L_p = 250\mu\text{m}$, seul 55% de la sensibilité maximale est obtenue et 95% de la détectivité maximale, d'où un compromis entre sensibilité et détectivité du capteur poutre.

Conclusion :

Les résultats obtenus par ce modèle sont générales, et peuvent être appliqués pour une variété de structures, (poutres, membranes) réalisées en technologie couches minces ou utilisant la technologie CMOS des circuits intégrés.

A l'aide du modèle décrit ci-dessus, et en tenant compte des possibilités technologiques de réalisation, les dimensions optimales peuvent être déterminées.

IV.3) Discussion sur les performances des structures classiques et choix de la structure plane et distribuée du microcapteur

Notre microcapteur semble très intéressant, dans la mesure où il présente un faible coefficient d'influence, ce qui n'est pas le cas des structures conventionnelles. Le tableau II.3 met en évidence l'immunité à la convection de notre microcapteur.

Types de capteurs	X_h en $\text{K.m}^2/\text{W}$
Microcapteur (2)	$5,968 \cdot 10^{-5}$
Microcapteur (3)	$6,679 \cdot 10^{-5}$
Microcapteur de type poutre (5)	$12,5 \cdot 10^{-3}$

Tableau II.3 : Coefficient d'influence pour 3 structures différentes

Les caractéristiques thermiques et géométriques des capteurs à absorption différentielle et de la structure poutre sont décrites dans les tableaux II.4, et II.5.

Capteurs USTL	Thermocouples		
	Cn/Au (1)	Cn/Au (2)	Bi/Sb (3)
λ_m (W/mK)	40	40	12,6
e_m (μm)	1	1	1
λ_s (W/mK)	1	1	1
e_s (μm)	400	400	400
L (μm)	300	300	300
ℓ (μm)	20	20-5	20-5
ϵ (μm)	10	17,5	17,5
e_{slim} (μm)	74,8	74,8	74,8
F' ($\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$)	1,54	1,54	2,95
Nombre de thermocouples N	500	500	500
Surface Absorbante F en mm^2	4,5	4,5	4,5
Surface totale A du capteur en mm^2	3x3	3x3	3x3

Tableau II.4 : Caractéristiques thermiques et géométriques des capteurs à différentiel absorption

Capteur de type poutre	Poysilicium/Aluminium (5)
b (μm)	80
$\lambda.d$ (W/K)	5.10^{-5}
Nombre de thermocouples N	10
Surface Absorbante F en mm^2	0,1x0,1
Longueur de poutre L_p (μm)	250
Coefficient de transfert γ_p (W/m ² K)	100

Tableau II.5 : Caractéristiques thermiques et géométriques de la structure poutre

Dans le cas du capteur classique, l'isolation thermique entre la source chaude et le puits thermique est bien assurée par une faible épaisseur de poutre (2 à 3 μm), et le microcapteur présente alors une résistance thermique très élevée. Ceci implique par conséquent une sensibilité relativement élevée au rayonnement I.R mais aussi aux phénomènes de convection illustrés par le tableau II.3.

Conclusion :

Le modèle analytique présenté, a permis de calculer non seulement la sensibilité et la détectivité de nos microcapteurs, mais aussi un autre paramètre important : le coefficient X_h qui rend compte de l'influence des grandeurs parasites que sont la convection et la conduction. Dans le cas des structures distribuées, l'influence sur X_h des paramètres géométriques et des caractéristiques thermiques est limitée. En effet, du fait de l'aspect distribué du microcapteur, et de la faible isolation thermique entre zones chaudes et zones froides par le substrat, le gradient de température aux bornes des microthermocouples reste relativement faible, et le capteur présente alors une importante immunité naturelle aux phénomènes de convection et de conduction.

Par contre, les structures classiques, du fait de l'isolation thermique élevée entre la source chaude et le puits thermique présentent un coefficient d'influence X_h environ 100 fois plus important que celui des structures distribuées. Afin d'atténuer ces phénomènes de convection et de conduction, ces structures sont généralement protégées à l'aide de fenêtres transparentes aux infrarouges dans un environnement peu conducteur de la chaleur avec un gaz isolant (Xénon ou Krypton). Ces dispositifs coûteux restent limités à des applications professionnelles, ils s'avèrent être utiles pour mesurer des températures à distance en utilisant des optiques bien adaptées.

Une étude spectrale infrarouge des matériaux absorbants et des réflecteurs utilisés dans la structure des microcapteurs à différentiel d'absorption permet d'évaluer la sensibilité spectrale $S(\lambda)$ et ainsi d'accéder à la sensibilité $S(T)$ en fonction de la température d'un corps noir visé. L'analyse théorique présentée à ce chapitre est validée par une étude expérimentale au cours du chapitre suivant.

Chapitre III. Caractérisation du microcapteur

INTRODUCTION

Le but de ce chapitre concerne la détermination expérimentale des paramètres caractéristiques du microcapteur. Nous allons tout d'abord nous intéresser au détecteur thermique et plus précisément au pouvoir thermoélectrique des microthermocouples réalisés en couches minces. Dans ce but, l'effet Seebeck, la notion de facteur de mérite liée au thermocouple seront traités puis la structure particulière permettant de mesurer le pouvoir thermoélectrique sera présentée ainsi que les résultats obtenus.

L'étude expérimentale de la partie spectrale du microcapteur fait l'objet de la deuxième partie. Des résultats de caractérisation par spectrométrie infrarouge des différents matériaux utilisés y sont présentés et analysés dans la bande spectrale couvrant une grande partie du spectre thermique : $\{10000 - 370\} \text{ cm}^{-1}$ correspondant en terme de longueur d'onde à la bande 1 à $27\mu\text{m}$ [29, 30, 31].

Concernant la réalisation du microcapteur proprement dit, les différentes étapes technologiques seront décrites. Enfin, la sensibilité des microcapteurs a été mesurée et les résultats obtenus sont présentés et comparés au modèle analytique développé dans le chapitre II. De même les mesures des performances des microcapteurs sous atmosphère gazeuse permettent d'évaluer la bonne immunité de ceux ci par rapport aux phénomènes perturbants de convection et de conduction gazeuse et de valider ainsi le principe de fonctionnement original des microcapteurs décrits dans cette thèse.

I) MESURE DU COEFFICIENT SEEBECK

I.1) Principe de la mesure

La réalisation des microcapteurs nécessite l'utilisation de matériaux déposés en couches minces. Compte tenu des propriétés spécifiques liées au type de dépôt et à l'épaisseur des couches, il est indispensable de mesurer le pouvoir thermoélectrique de ces matériaux qui n'est plus nécessairement le même que celui défini dans le cadre de caractéristiques volumiques. Ce paramètre est nécessaire pour la détermination de la sensibilité des capteurs.

Dans ce but, un système classiquement répandu [32, 33, 34] et spécifique à ce type de mesure est utilisé. Un flux de chaleur est généré par effet Joule à travers une résistance qui est située à proximité des jonctions de thermocouples de manière à les chauffer tandis que les autres thermojonctions sont maintenues à la température de substrat. Les deux températures sont précisément mesurées.

Pour permettre d'additionner les tensions Seebeck résultantes, les thermocouples sont, bien entendu, mis en série (figure III.1).

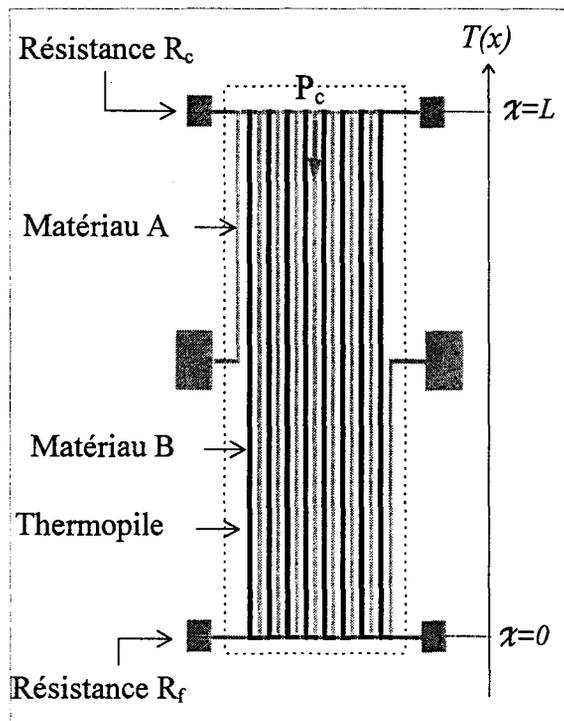


Figure III.1 : Représentation schématique de la structure utilisée pour la détermination du coefficient Seebeck

La même résistance R_c est utilisée pour générer la puissance P_c nécessaire à élever la température des jonctions chaudes et pour mesurer simultanément la température de ces mêmes jonctions. Cette résistance est réalisée en Platine qui présente un coefficient de température suffisant pour obtenir une mesure précise de température. Une autre résistance R_f identique à la précédente disposée à proximité des jonctions froides permet d'en déduire également la température.

Connaissant ainsi l'écart de température ΔT entre les jonctions et la tension $V_{Seebeck}$, le pouvoir thermoélectrique peut alors être déterminé :

$$\alpha_{A/B} = \frac{V_{Seebeck}}{N \cdot \Delta T} \quad [V/^\circ C] \quad (III.1)$$

avec N le nombre de thermocouples.

Cependant, pour être la plus juste possible, cette mesure nécessite quelques précautions et nous allons détailler par la suite le principe et la structure utilisés.

I.2) Description de la structure

Le principe utilisé est donc bien connu [25] et consiste à générer une différence de température mesurable avec précision entre les jonctions chaudes et froides d'une thermopile constituée de thermocouples. Il suffit alors de mesurer la f.e.m délivrée par la thermopile pour en déduire le pouvoir thermoélectrique à partir de la relation III.1.

$$\text{Soit : } \alpha_{A/B} = \frac{V_{Seebeck}}{N \cdot (T_1 - T_0)} = \frac{1}{N} \cdot \frac{N \cdot V_{\text{élémentaire}}}{(T_1 - T_0)}$$

Avec les moyens dont nous disposons, la différence de température pourra être mesurée avec une précision de 3% et l'erreur sur la mesure de la f.e.m de Seebeck est de l'ordre du microvolt. En conséquence, la précision relative obtenue lors de la détermination de $\alpha_{A/B}$ sera :

$$\frac{\Delta \alpha_{A/B}}{\alpha_{A/B}} = \frac{\Delta V_{Seebeck}}{N \cdot V_{\text{élém}}} + \frac{\Delta(T_1 - T_0)}{T_1 - T_0} = \frac{10^{-6}}{N \cdot V_{\text{élém}}} + 3 \cdot 10^{-2}$$

Il apparaît que pour obtenir une bonne précision, le nombre de thermocouples (N) doit être élevé, ainsi que la différence de température ($T_1 - T_0$). En pratique, nous avons choisi de réaliser une structure constituée de 20 thermocouples qui seront soumis à une différence de température de l'ordre de $100^\circ C$. Dans ces conditions, pour le couple Au/Cn dont le pouvoir thermoélectrique est de l'ordre de $40 \mu V/^\circ C$ nous pouvons évaluer la précision ($\frac{\Delta \alpha_{A/B}}{\alpha_{A/B}}$) à 3%.

On peut constater que l'erreur sur le pouvoir thermoélectrique est essentiellement due à l'erreur de mesure sur la température. Cependant, il est nécessaire de garder un nombre de thermocouples important pour intégrer les inhomogénéités de température sur le substrat ainsi que les variations des dimensions géométriques de la thermopile.

De plus afin de relativiser l'effet du thermocouple introduit au niveau des fils de liaison entre la thermopile et le microvoltmètre, le nombre de 20 thermocouples correspond à un compromis raisonnable. En effet, on peut fixer aux environs de $1\mu\text{V}$ la valeur du pouvoir thermoélectrique parasite entre le plot de connexion du capteur (en or) et le fil de liaison (en cuivre). Dans ces conditions, pour une température moyenne de 50°C , la f.e.m induite par rapport au microvoltmètre à 20°C est de $30\mu\text{V}$. Cette valeur serait inacceptable pour une structure composée d'un seul thermocouple car correspondrait à une erreur de 100% mais devient négligeable pour 20 thermocouples.

Par ailleurs, pour des différences de températures suffisantes et éviter un couplage entre les points chauds et froids, les dimensions des cellules doivent être relativement grandes par rapport à l'épaisseur du substrat qui doit également avoir une conductivité thermique faible.

C'est pourquoi notre choix s'est porté sur le substrat de verre ($\lambda_s=1\text{W/mK}$, $e_s=400\mu\text{m}$) et une longueur de cellule ($L=9\text{mm}$).

Les caractéristiques géométriques sont résumées tableau III.1

Dimensions de la thermopile	Dimensions des résistances
Largeur des lignes = $20\mu\text{m}$	Largeur = $20\mu\text{m}$
Distance interlignes = $20\mu\text{m}$	Longueur = $1700\mu\text{m}$
Longueur des lignes = 9mm	Plots d'accès : $500\mu\text{m} \times 500\mu\text{m}$
Nombre de thermocouples = 20	
Largeur de la thermopile = $1620\mu\text{m}$	
Plots d'accès = $700\mu\text{m} \times 700\mu\text{m}$	

Tableau III.1 : Caractéristiques géométriques de la structure utilisée pour la détermination du pouvoir thermoélectrique

De plus, pour assurer un bon transfert thermique, les résistances R_c et R_f sont disposées juste au dessus des thermojonctions avec seulement pour l'isolation électrique, une couche de nitrure de silicium d'une épaisseur de $1\mu\text{m}$. Les matériaux thermocouples utilisés sont d'une part le constantan et l'or car ces matériaux métalliques présentent une très bonne fiabilité, d'autre part le couple Bismuth et l'Antimoine qui permet d'avoir un pouvoir thermoélectrique plus important [35].

Enfin, pour permettre de maintenir les jonctions froides à température constante, celles-ci sont posées sur la partie du support assurant une fonction de puits thermique, donc très conductrice thermiquement (en cuivre). Les jonctions chaudes sont, quant à elles disposées sur la partie isolante (figure III.2).

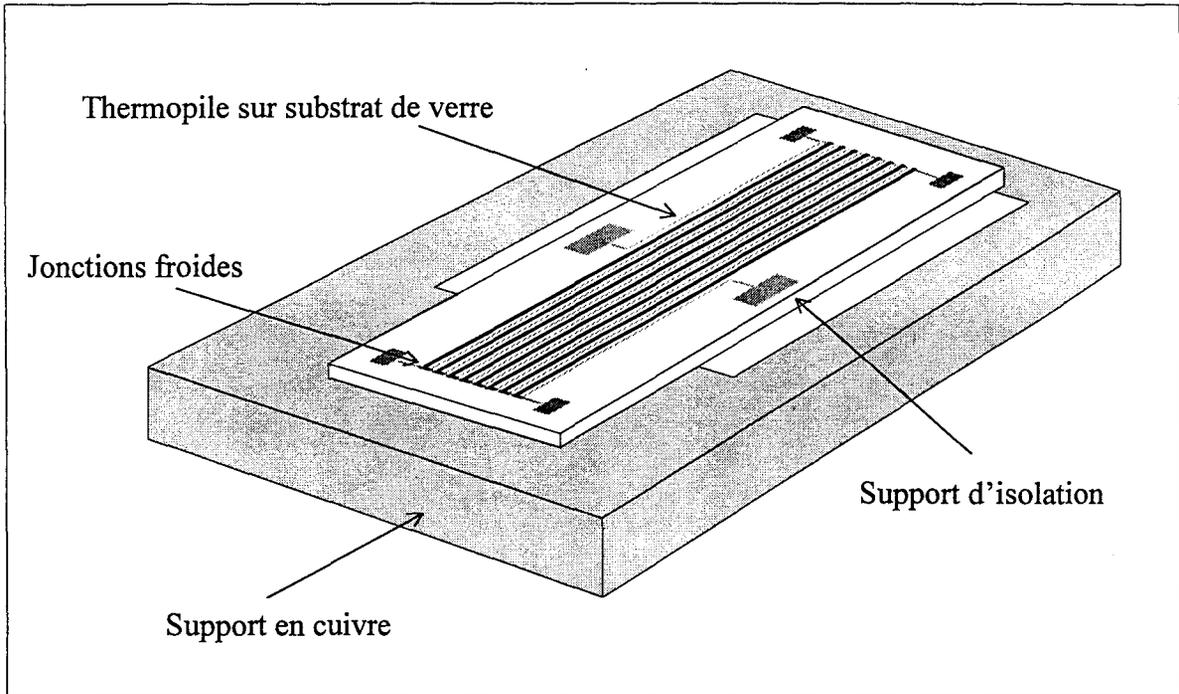


Figure III.2 : Disposition de la thermopile sur le support

Les résistances thermométriques sont composées de Platine déposé par évaporation d'une épaisseur de $0,2\mu\text{m}$.

Dans un premier temps ces $R_c(T)$ doivent être étalonnées pour déterminer leur coefficient de température. En effet pour ce métal la caractéristique $R_c(T)$ est quasiment linéaire et peut donc s'écrire :

$$R_c(T) = R_0(1 + aT)$$

avec R_0 la résistance à 0°C et (a) le coefficient de température exprimé en $(1/^\circ\text{C})$.

Pour déterminer expérimentalement le coefficient de température (a) , le capteur est immergé intégralement dans un bain thermostaté, la valeur de la résistance étant mesurée à l'aide d'un ohmètre numérique. Les points de mesure obtenus pour différentes valeurs de température sont représentés figure III.3 et permettent de déterminer le coefficient de température $a=2,74 \cdot 10^{-3} (^\circ\text{C})^{-1}$ et $R_0 = 67,43 \Omega$.

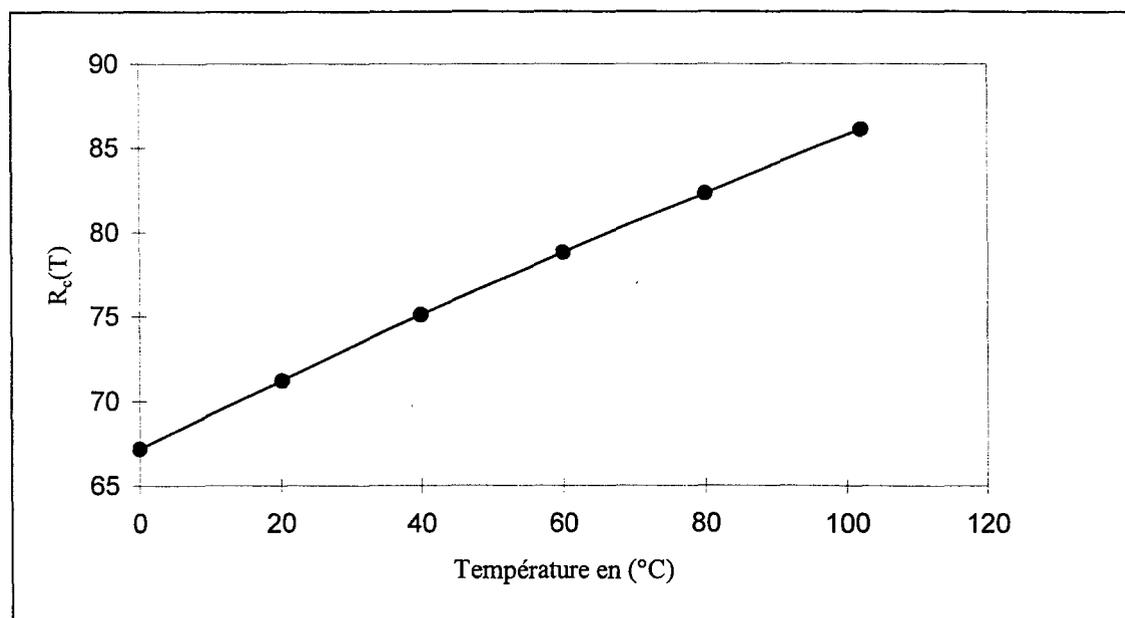


Figure III.3 : Variation de la résistance R_c en fonction de la température

I.3 Mesure du pouvoir thermoélectrique

Ces résistances ayant été calibrées, il est désormais possible de connaître précisément la température des jonctions chaudes (T_c) résultant de la dissipation de puissance dans la résistance R_c ainsi que celle des jonctions froides (T_f). Pour différentes puissances injectées nous pouvons établir le relevé de la tension délivrée par le capteur (V_{Seebeck}) en fonction des températures des jonctions T_f et T_c . Les points de mesures obtenus sont représentés dans la première partie du tableau (III. 2).

Compte tenu de l'écart important des températures entre jonctions chaudes et froides, l'étude du pouvoir thermoélectrique (α) doit inclure l'effet de la température dans la loi de comportement.

T_f (°C)	T_c (°C)	$V_{Seebeck}$ (μV)	T_M (°C)	α_{12} (μV/°C) (expérimental)	α_{12} (μV/°C) (littérature)
24,91	45,38	14830	35,15	37,96	41,55
25,03	49,71	18557	37,37	38,25	41,75
25,13	55,57	23660	40,35	38,86	41,99
25,24	61,05	28528	43,14	39,83	42,22
25,35	67,77	34520	46,56	40,68	42,5
25,68	80,24	45930	52,96	42,09	43,01
26,11	97,76	62433	61,94	43,57	43,71

Tableau III.2 : Relevé des températures T_c , T_f aux jonctions et de la tension $V_{Seebeck}$ délivrée par la thermopile

D'un point de vue thermique, pour un thermocouple constitué de matériaux 1 et 2, la f.e.m délivrée par effet Seebeck s'exprime [3] :

$$V_{Seebeck} = \int_{T_c}^{T_f} \alpha_1(T) dT + \int_{T_f}^{T_c} \alpha_2(T) dT \quad (III.2)$$

Pour des températures inférieures à 200°C, le pouvoir thermoélectrique peut être mis sous la forme :

$$\alpha(T) = a + b.T \quad (III.3)$$

En remplaçant dans l'expression III.2, on obtient :

$$V_{Seebeck} = [(a_1 - a_2) + T_M(b_1 - b_2)].(T_c - T_f) \quad (III.4)$$

avec $T_M = \frac{T_c + T_f}{2}$ représentant la température moyenne du capteur. La tension Seebeck peut alors s'écrire :

$$V_{Seebeck} = \alpha_{12}(T_M).(T_c - T_f) \quad (III.5)$$

On peut donc déduire des mesures précédentes le pouvoir thermoélectrique α_{12} en fonction de la température moyenne T_M du capteur. La dernière colonne du tableau III.2 donne les valeurs de α_{12} dans la littérature pour les mêmes températures T_M . Les caractéristiques sont représentées figure III.4.

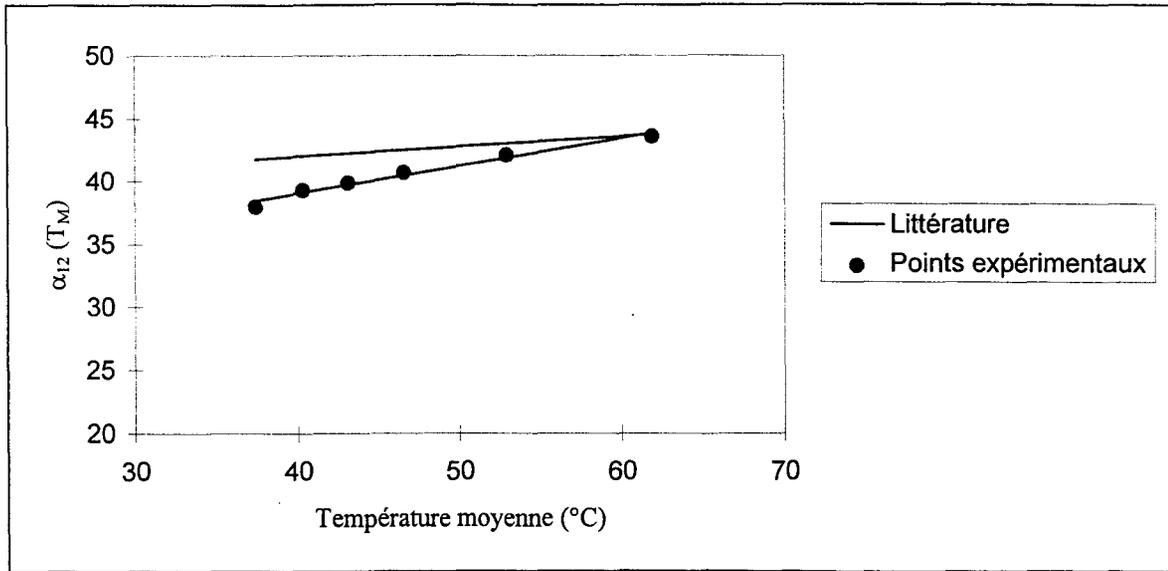


Figure III.4 : Evolutions du pouvoir thermoélectrique en fonction de la température moyenne T_M

Conclusion :

Cette structure, nous a permis de déterminer le pouvoir thermoélectrique du thermocouple utilisé dans la réalisation des microcapteurs à différentiel d'absorption. La comparaison entre les résultats obtenus expérimentalement et les données fournies dans la littérature [36] pour des thermocouples traditionnels est effectuée sur la figure III.4. Il apparaît que le pouvoir thermoélectrique des couches minces réalisées est inférieur à celui des matériaux volumiques. De tels résultats ont également été obtenus dans d'autres laboratoires [37]. Néanmoins, la pente du pouvoir thermoélectrique α_{12} expérimental en fonction de la température moyenne des jonctions est plus importante que prévu, cet écart est probablement dû aux erreurs de mesure.

II) ETUDE EN SPECTROSCOPIE INFRAROUGE DES COUCHES ABSORBANTES ET RÉFLECTRICES

La structure des microcapteurs est basée au plan radiatif sur un mode de fonctionnement différentiel. La détermination des propriétés spectrales revient donc à caractériser les propriétés d'absorption des matériaux constituant les microcapteurs. La tension délivrée par le capteur a été définie en fonction des puissances absorbées (P_1 et P_2) respectivement dans les zones 1 et 2 présentant des absorptivités a_1 et a_2 (II.24-II.35) :

$$V_{\text{Seebeck}} = F \cdot (P_1 - P_2)$$

La sensibilité spectrale $S(\lambda)$ exprimée en (II.40) devient alors :

$$S(\lambda) = F \cdot [a_1(\lambda) - a_2(\lambda)] \quad (\text{III.6})$$

Dans cette partie, les absorptivités monochromatiques $a_1(\lambda)$ et $a_2(\lambda)$ sont déterminées expérimentalement afin d'en déduire la sensibilité spectrale du microcapteur. En pratique, ces coefficients d'absorption seront calculés à partir de l'équation de bilan suivante [15] :

$$a(\lambda) + r(\lambda) + \tau(\lambda) = 1 \quad (\text{III.7})$$

avec $r(\lambda)$ la réflectivité et $\tau(\lambda)$ la transmittivité des matériaux.

La transmittivité $\tau(\lambda)$ est mesurée à l'aide d'un spectromètre Perkin-Elmer Spectrum 2000 permettant de couvrir la bande spectrale allant du moyen au lointain infrarouge : $[370 - 10000] \text{ cm}^{-1}$. Ce qui correspond en terme de longueur d'onde à la bande 1 à $27 \mu\text{m}$.

La réflectivité hémisphérique totale nécessitant un appareillage spécialisé ne sera pas mesurée mais des valeurs couramment données dans la littérature seront utilisées.

Pour obtenir une sensibilité importante, le matériau déposé sur les zones notées 2 doit présenter une absorptivité la plus faible possible (Equation III.6) et par conséquent un facteur de réflexion maximum. D'après le réseau de courbes représenté figure III.5, l'or possède les meilleurs propriétés réfléchissantes dans la gamme $[0,4 - 15 \mu\text{m}]$, c'est pourquoi il a été choisi pour constituer la partie réfléchissante des capteurs. Nous avons vérifié à l'aide du spectromètre que l'épaisseur d'or déposée ($0,2 \mu\text{m}$) est suffisante pour garantir une transmittivité nulle dans la gamme $[1 - 27 \mu\text{m}]$.

La relation (III.7) permet donc d'évaluer l'absorptivité des réflecteurs ($a_2(\lambda)=0,04$) dans la bande $[1 - 15 \mu\text{m}]$.

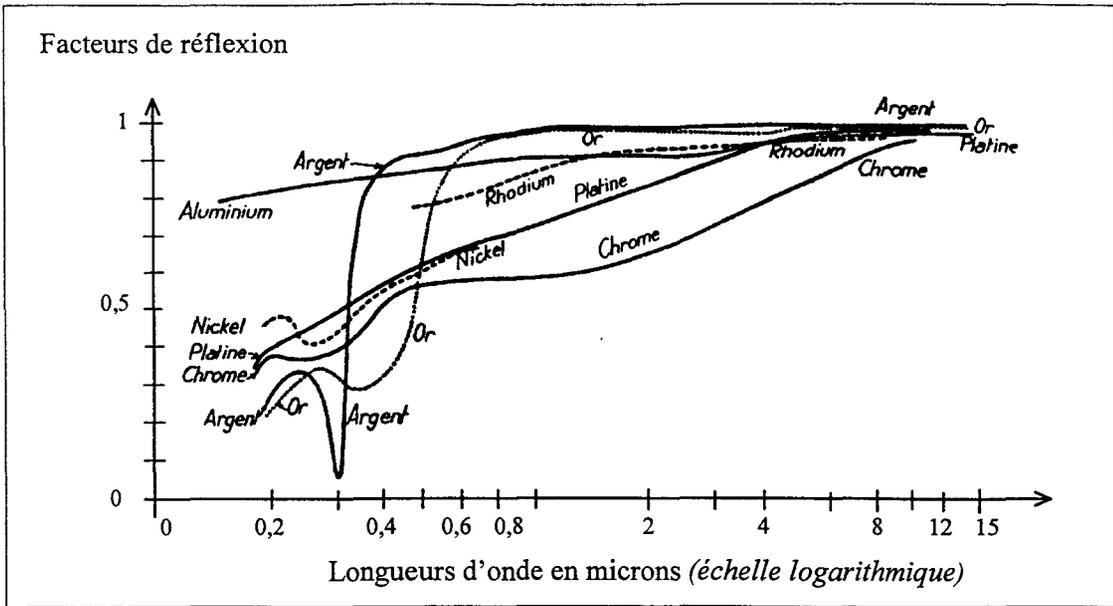


Figure III.5 : Facteur de réflexion de différents métaux

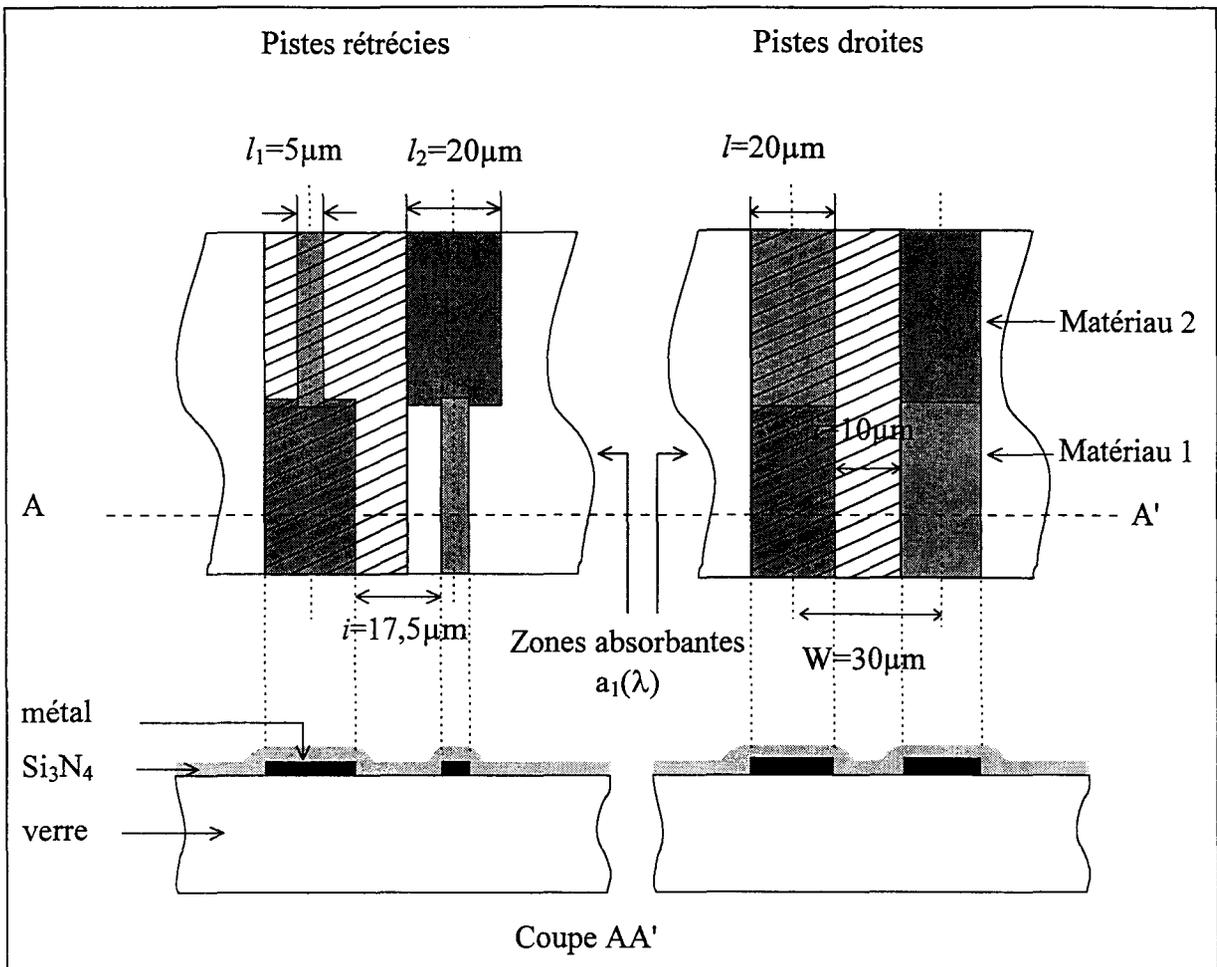


Figure III.6 : Structure des zones absorbantes

Par ailleurs, pour optimiser la sensibilité il est nécessaire que les matériaux constituant la zone 1 possèdent un coefficient d'absorption $a_1(\lambda)$ proche de l'unité. La détermination de l'absorptivité de ces zones est plus complexe du fait de l'hétérogénéité de la surface soumise au rayonnement (figure III.6). En effet, celle-ci est alternativement composée d'interpistes de verre recouvert de Si_3N_4 d'aire A_v et de pistes métalliques de surface A_m également recouvertes de Si_3N_4 . L'absorptivité moyenne sera alors égale à :

$$a_1 = \frac{a_v \cdot A_v + a_m \cdot A_m}{A_v + A_m} \quad (\text{III.8})$$

où a_v et a_m représentent les absorptivités des zones A_v et A_m .

Compte tenu de l'opacité du métal dans les zones A_m , nous avons mené séparément l'étude des absorptivités du verre et du nitrure de silicium.

II.1) Mesure de l'absorptivité du verre (a_v)

Les courbes de transmissions spectrales $\tau(\lambda)$ obtenues pour différentes épaisseurs de verre sont représentées figure III.7.

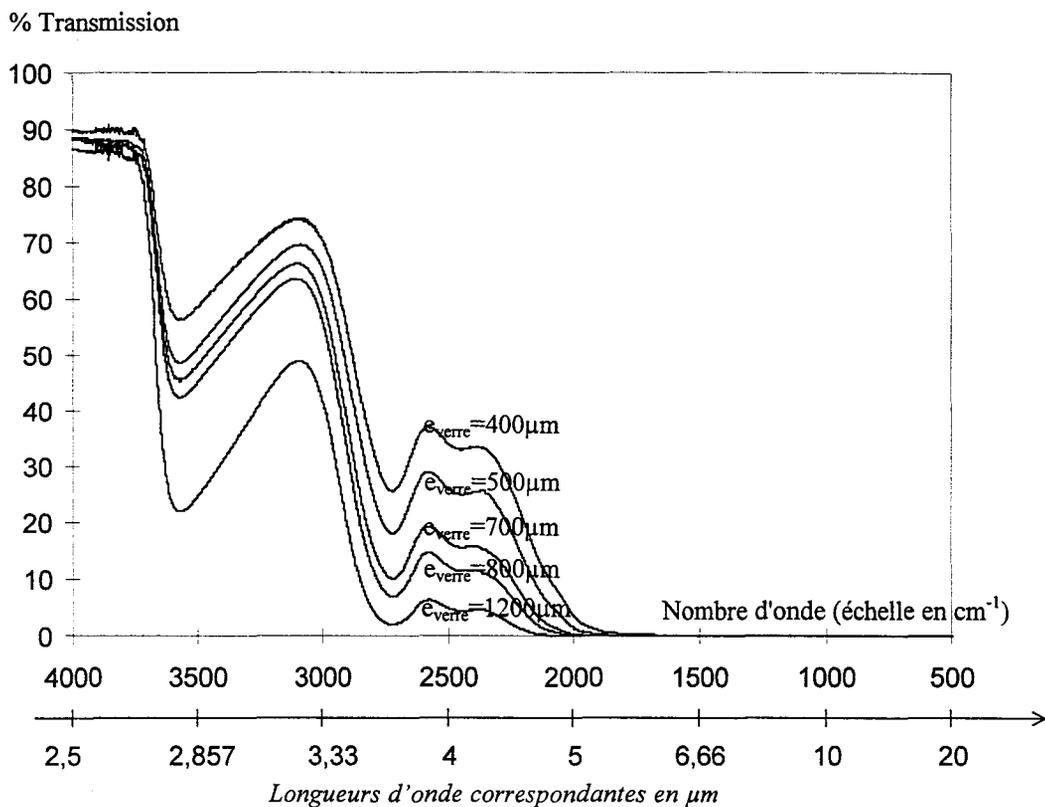


Figure III.7 : Facteur de Transmission du Verre

Pour en déduire l'absorptivité $a_v(\lambda)$ il est nécessaire de connaître la réflectivité $r(\lambda)$ dans la bande [1-15 μm] et d'appliquer la relation de bilan (III.7). Le spectre de réflexion d'un verre de silicate est complexe, il a été obtenu à partir d'un ouvrage de métrologie infrarouge [13] et représenté figure III.8.

Il s'agit de la courbe de réflectivité à l'interface air-verre d'un bloc de verre semi-infini. Dans notre cas, l'échantillon se présente sous la forme d'une lame à faces parallèles réfléchissant également par la face arrière [annexe B]. Pour les longueurs d'ondes qui nous concernent, compte tenu de la forte absorption du verre et de sa faible réflectivité cette réflexion secondaire sera négligée.

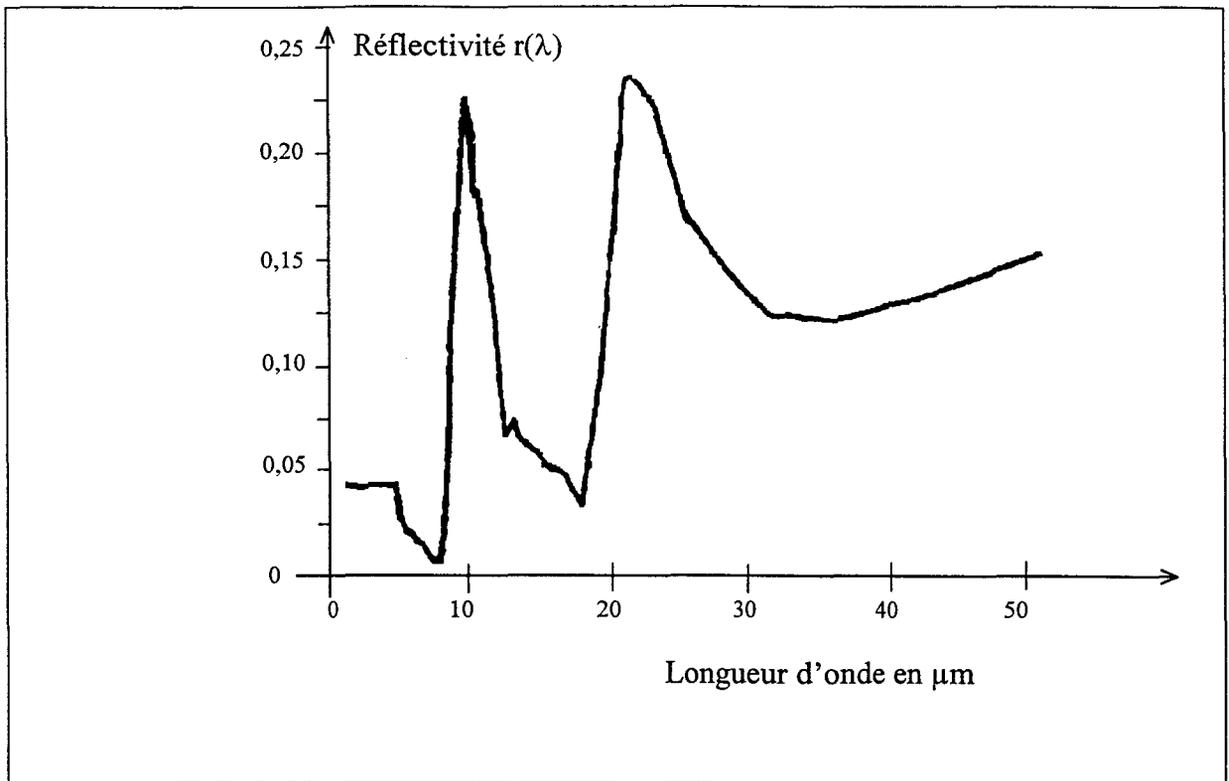


Figure III.8 : Spectre de réflexion d'un verre de silicate

Le spectre d'absorptivité du verre donné par calcul est représenté figure (III.9).

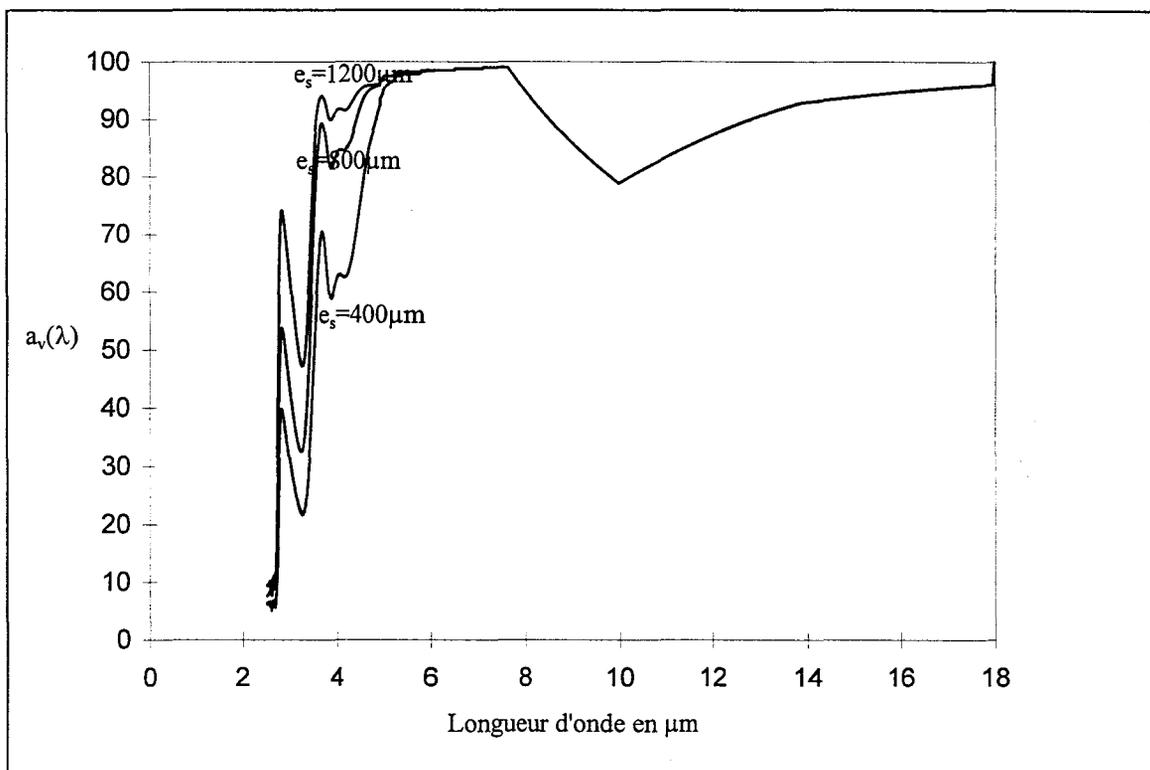


Figure III.9 : Spectre d'absorptivité du verre

Par application de la loi de Beer-Lambert donnant le facteur de transmission τ en fonction du coefficient d'absorption K pour une épaisseur d traversée par le rayonnement, soit :

$$\tau = \exp(-K \cdot d), \quad (\text{III.9})$$

il est possible de déterminer l'évolution du coefficient K en fonction de la longueur d'onde à partir des courbes de transmission (figure III.7). Les résultats obtenus sont représentés figure (III.10). Le domaine spectral est réduit à la bande $[2,5 - 4,5 \mu\text{m}]$ pour laquelle l'absorption n'est pas en régime saturé.

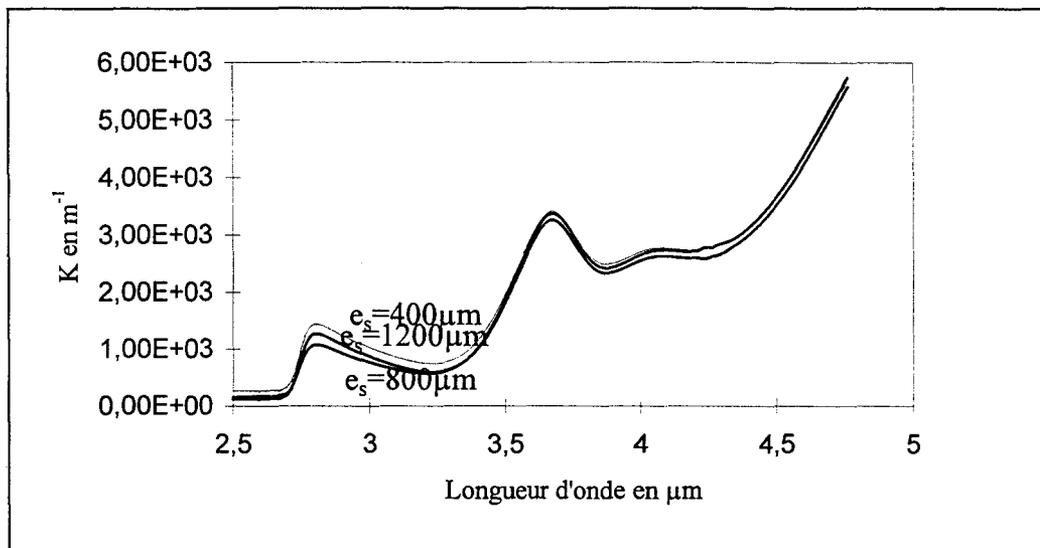


Figure III.10 : Evolution du coefficient d'absorption K pour différentes épaisseurs de verre en fonction de la longueur d'onde λ

Les courbes obtenues pour différentes épaisseurs de verre sont sensiblement confondues, ce qui permet de valider la méthode de mesure du facteur de transmission.

II.2) Détermination du coefficient d'absorption du nitrure de silicium (Si_3N_4)

Pour effectuer cette étude, il apparaît une difficulté supplémentaire puisque le Si_3N_4 est réalisé par dépôt en couche mince sur un substrat qui devrait être transparent dans la gamme de longueur d'ondes étudiée [1-15 μm]. Une étude bibliographique [38] et les contraintes liées à la technologie couches minces nous ont conduits à choisir l'arséniure de gallium (GaAs) comme substrat car il présente un coefficient de transmission sensiblement constant dans la gamme [1-15 μm].

Un premier relevé spectrographique figure (III.11) permet de vérifier que dans la bande [2,5-15 μm] le coefficient de transmission d'une plaquette de GaAs de 400 μm est pratiquement constant et égal à 50%, le reste de l'énergie étant perdu par réflexion (30%) et absorption (20%).

Un tel substrat recouvert d'une couche de Si_3N_4 est un dispositif optique complexe en raison des discontinuités d'indice de réfraction entraînant des réflexions multiples (figure III.12).

% Transmission

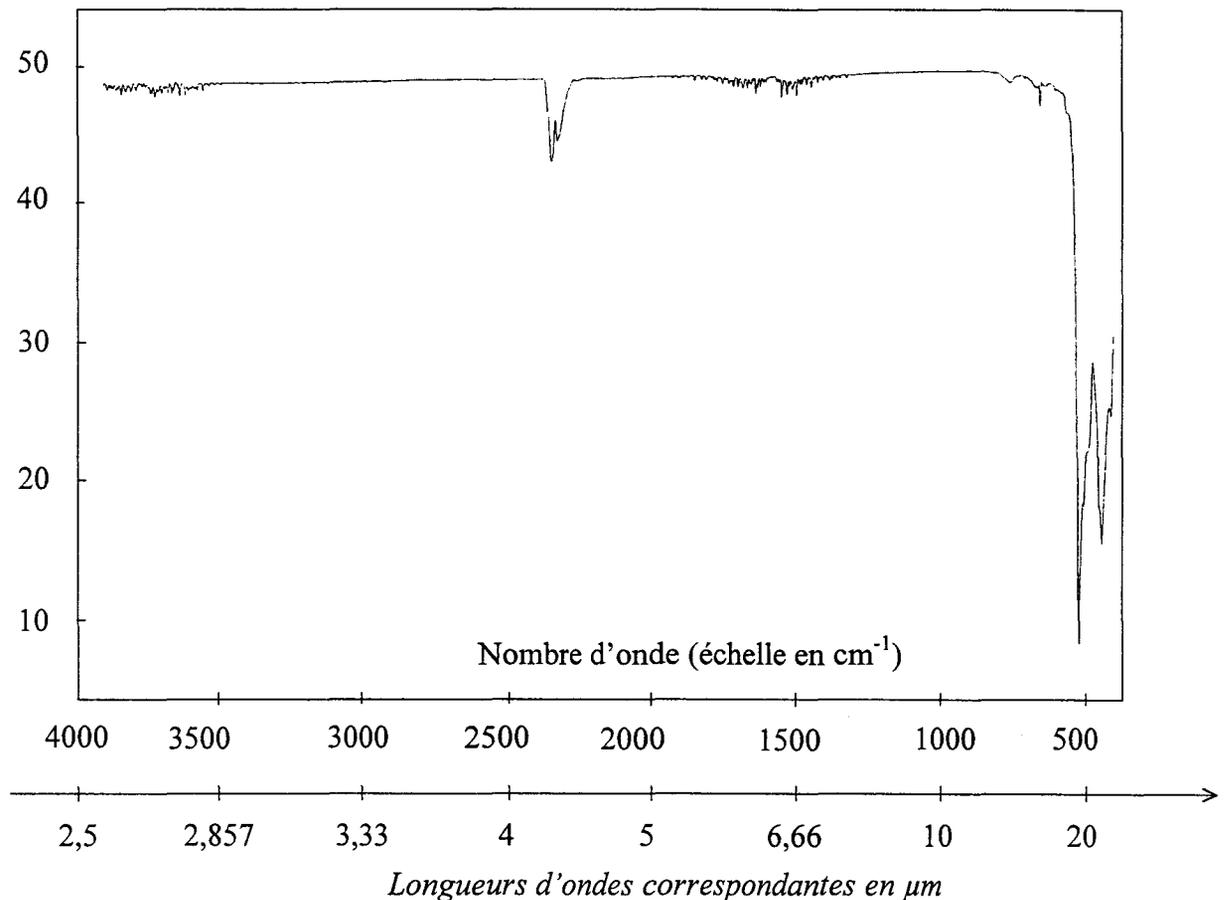


Figure III.11 : Coefficient de transmission du GaAs

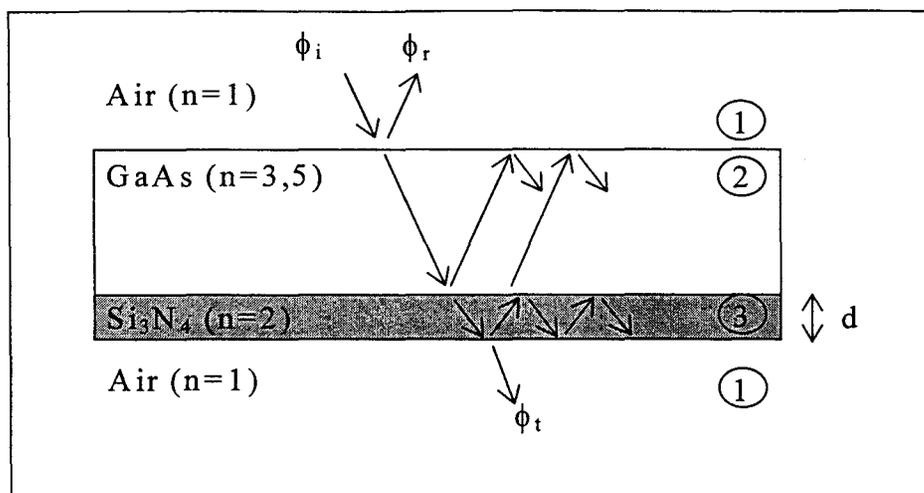


Figure III.12 : Réflexions multiples dans le GaAs et Si₃N₄

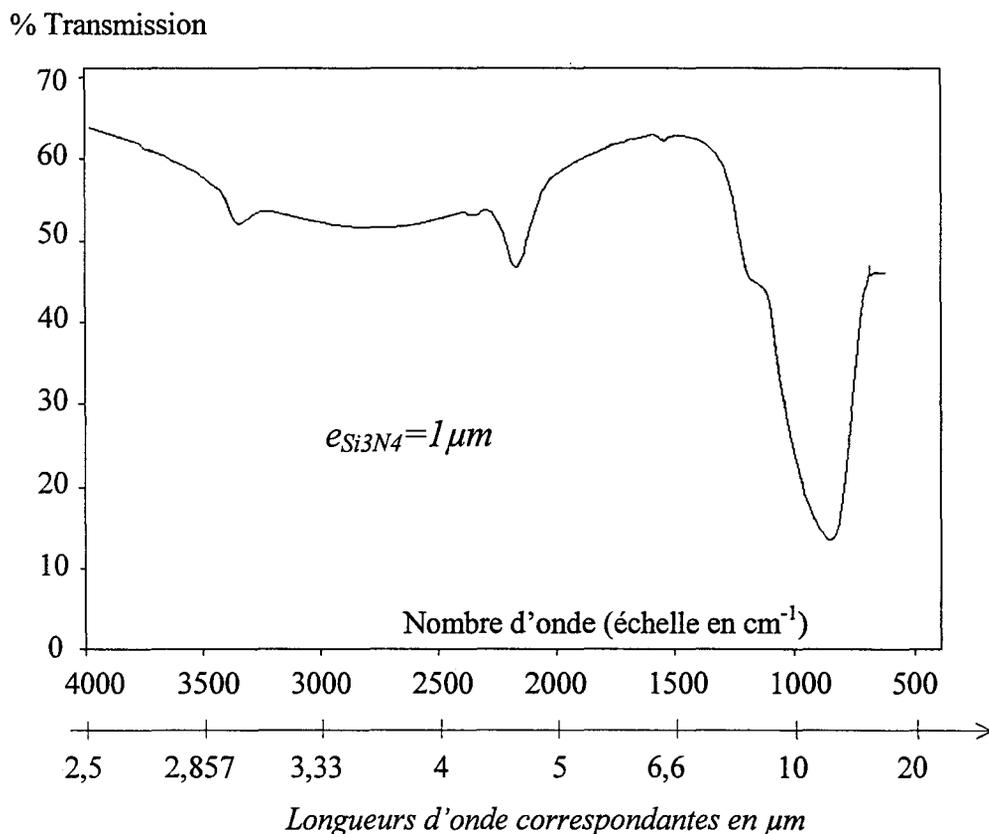
Pour aborder le problème d'une façon plus simple, nous avons réalisé trois échantillons constitués de plaquettes de GaAs recouvertes respectivement de 1 μ m, 1,5 μ m et 2 μ m de Si₃N₄. Les résultats de spectrométrie sont présentés figure III.13. Deux zones apparaissent clairement sur ces relevés : pour des longueurs d'ondes comprises entre 2,5 et 8 μ m il apparaît des ondulations faisant varier le coefficient de transmission entre 50 et 62%. Cette amplitude crête à crête de 12% est sensiblement identique pour les trois échantillons (1, 1,5 et 2 μ m) ce qui implique une absorptivité quasi-nulle du Si₃N₄ dans la gamme [2,5 - 8 μ m].

La présence d'ondulations est due aux réflexions multiples dans la couche de Si₃N₄ dont l'épaisseur est du même ordre de grandeur que les longueurs d'ondes étudiées. Une justification mathématique est présentée en annexe.

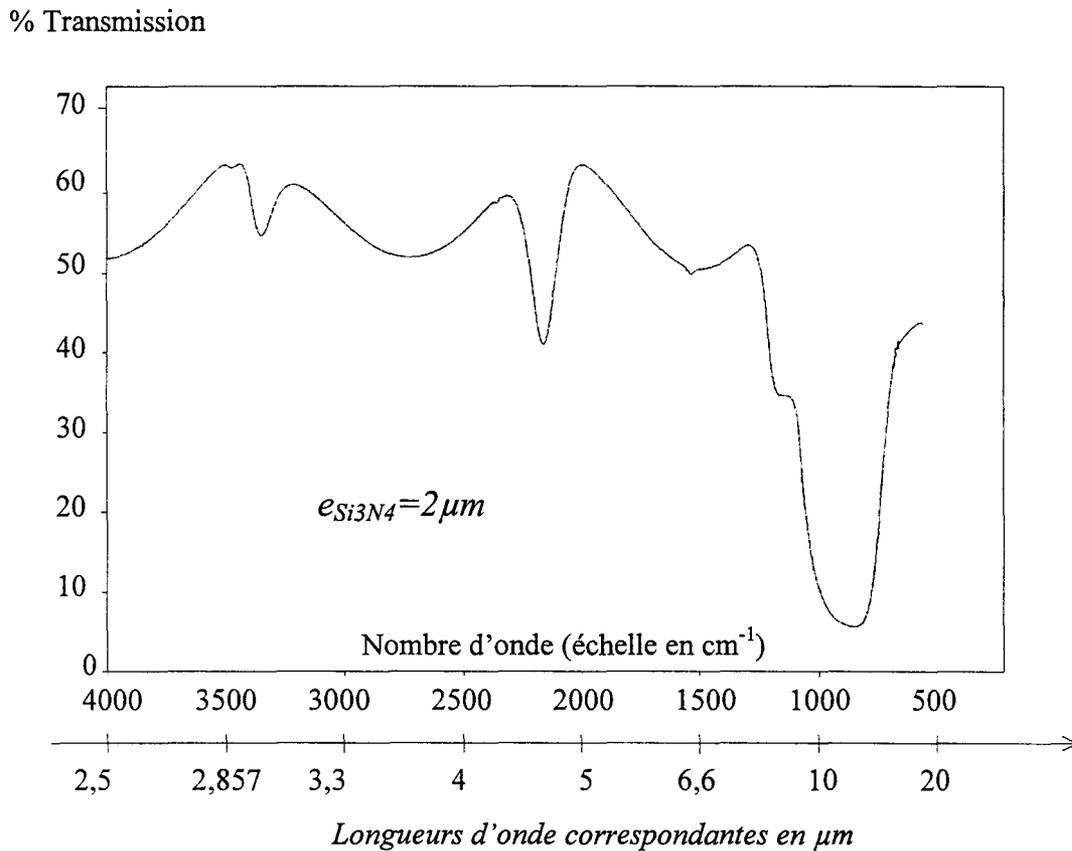
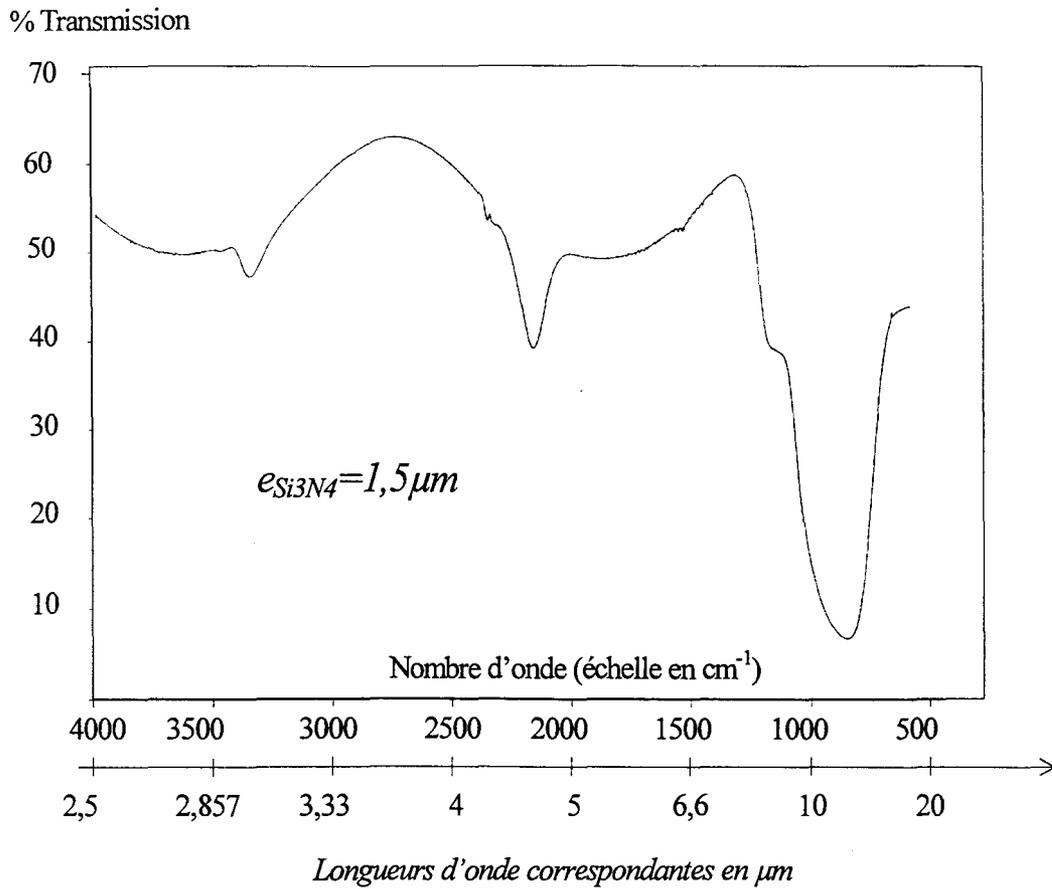
De même, le fait qu'un échantillon de GaAs recouvert de Si₃N₄ possède un coefficient de transmission (50% - 62%) supérieur à celui du GaAs seul (48%) est classique en optique et relève des techniques de traitement de surface [39]. En effet, dans notre cas, le dépôt de Si₃N₄ diminue le coefficient de réflexion de la face inférieure (figure III.12) puisque les indices de réfraction passent successivement de 3,5 à 2 puis à 1 au lieu de 3,5 à 1 pour le GaAs seul.

Pour des longueurs d'ondes comprises entre 8 μ m et 15 μ m, il apparaît clairement sur les relevés (figure III.13) un "creux de transmission" centré sur 12 μ m. Ceci ne peut correspondre à un phénomène d'absorption par réflexions multiples puisque les trois échantillons ne comportent pas de couches d'épaisseurs sous multiples de cette longueur d'onde. Il s'agit donc bien d'un pic d'absorption.

A partir des courbes de spectrométrie figure (III.13), les coefficients de transmission à $12\mu\text{m}$ sont respectivement $T(1\mu\text{m})=14\%$, $T(1,5\mu\text{m})=7\%$, $T(2\mu\text{m})=5\%$. Ils correspondent au rapport entre le flux incident (ϕ_i) et le flux transmis (ϕ_t) de la figure III.14.



Figures III.13.a : Facteur de transmission du nitrure de silicium pour différentes épaisseurs déposées



Figures III.13.b et c : Facteur de transmission du nitrure de silicium pour différentes épaisseurs déposées

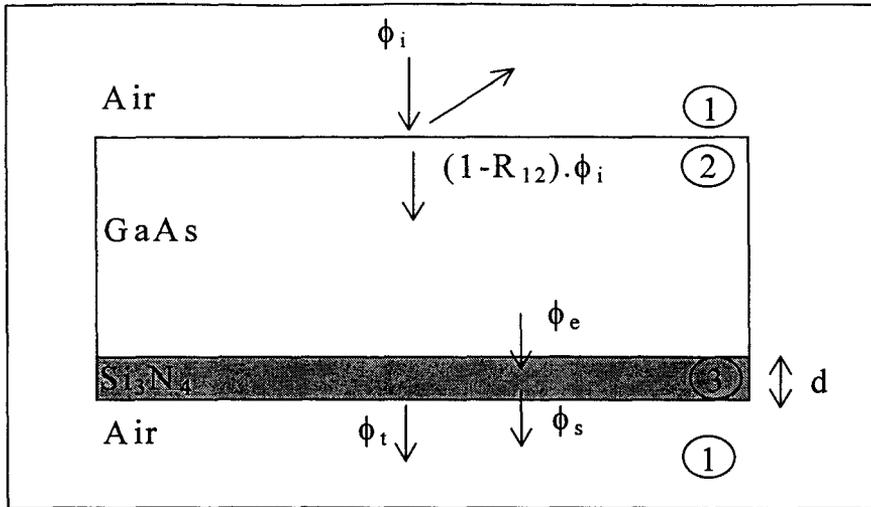


Figure III.14 : Flux aux interfaces (Air/GaAs/Si₃N₄/Air)

La loi de Beer-Lambert doit être appliquée à l'intérieur du Si₃N₄, soit :

$$\frac{\phi_s}{\phi_e} = \exp(-K \cdot d) \quad (\text{III.10})$$

Le GaAs présentant un coefficient de transmission interne noté T₂, le flux pénétrant dans le Si₃N₄ est :

$$\phi_e = \phi_i \cdot (1 - R_{12}) \cdot (1 - R_{23}) \cdot T_2 \quad (\text{III.11})$$

avec R₁₂ et R₂₃ le coefficient de réflexion Air/GaAs et GaAs/Si₃N₄, incluant les réflexions multiples dans le GaAs.

De même :

$$\phi_t = \phi_s \cdot (1 - R_{31}), \quad (\text{III.12})$$

avec R₃₁ le coefficient de réflexion Si₃N₄/Air incluant les réflexions dans le Si₃N₄.

Pour cette longueur d'onde correspondant à des absorptions très importantes (>80%), il est possible de négliger la variation pour les trois échantillons des réflexions multiples dans le Si₃N₄ et on pourra considérer que les coefficients de réflexion R₁₂, R₂₃ et R₃₁ sont indépendants de l'épaisseur de la couche de nitrure de silicium. Dans ces conditions l'équation (III.10) devient :

$$\frac{\phi_s}{\phi_e} = \frac{\phi_t}{\phi_i} \frac{1}{(1 - R_{12})(1 - R_{23})(1 - R_{31}) \cdot T_2} = \exp(-K \cdot d)$$

Soit :

$$T = \frac{\phi_t}{\phi_i} = A \cdot \exp(-K \cdot d) \quad (\text{III.13})$$

Cette relation comportant deux coefficients inconnus A et K peut être écrite sous la forme d'un système de trois équations, puisque trois valeurs de T correspondant à trois épaisseurs sont connues. Résolu par une méthode itérative utilisant les trois points de mesure, le coefficient d'absorption K est évalué à $1,1\mu\text{m}^{-1}$ et A égal à 0,4 avec une erreur inférieure à 10% ramenée sur la valeur de T.

II.3) Absorption des zones métalliques recouverts de Si_3N_4

Par mesure de simplicité le métal de la piste thermoélectrique situé sous la couche de Si_3N_4 est supposé parfaitement réflécheur (figure III.17).

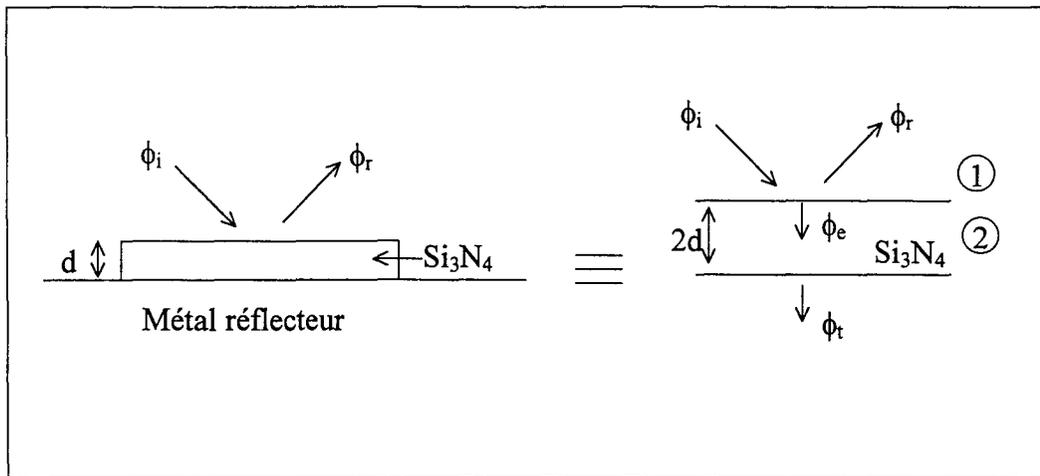


Figure III.15 : Représentation des flux à l'interface Si_3N_4 /Métal

En conséquence, tout se passe comme si l'épaisseur de Si_3N_4 était doublée. Celui-ci étant pratiquement transparent dans la bande $[2,5 - 8\mu\text{m}]$ son absorptivité sera étudiée dans la bande $[8 - 15\mu\text{m}]$ où les réflexions multiples pourront être négligées car le coefficient d'absorption est très élevé : ($1,1\mu\text{m}^{-1}$ à $12\mu\text{m}$). L'absorptivité "a" est exprimée par :

$$a = \frac{\phi_e - \phi_t}{\phi_i} = (1 - R_{12})(1 - \exp(-2Kd)) \quad (\text{III.14})$$

Pour une épaisseur de $1\mu\text{m}$, et un indice de réfraction $n=2$, le coefficient de réflexion est égal à 0,1 et l'absorptivité $a=0,8$ pour $\lambda=12\mu\text{m}$. La courbe d'absorptivité simplifiée du nitrure de silicium peut être alors représentée figure (III.16).

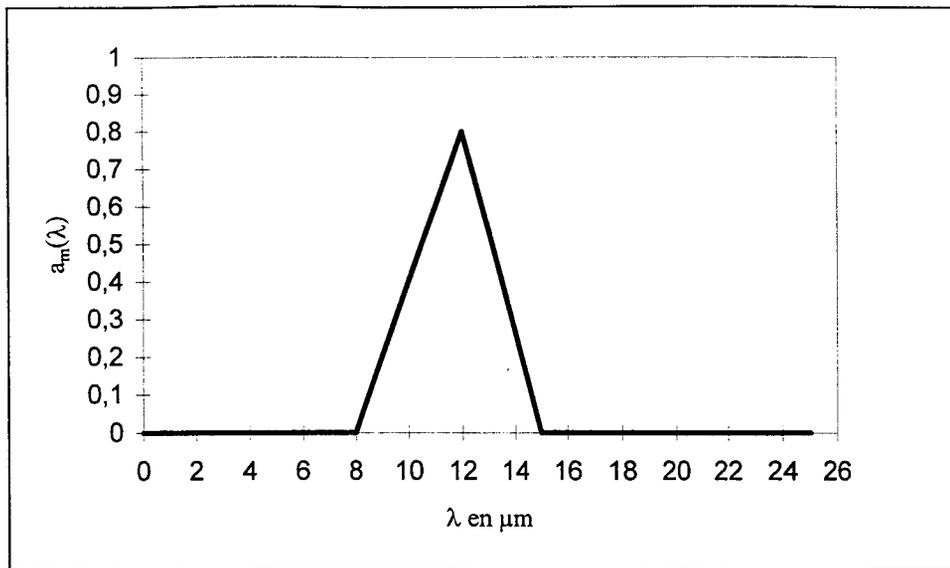


Figure III.16 : Courbe d'absorptivité du nitrure de silicium

II.4) Absorption des interpistes (verre recouvert de Si₃N₄)

L'évolution de l'absorptivité en fonction de la longueur d'onde peut être déduite des courbes obtenues pour le verre seul (figure III.9) et le Si₃N₄ seul (figure III.16). Le pic d'absorptivité du nitrure de silicium étant complètement inclus dans une zone où l'absorptivité du verre est supérieure à 0,8, il sera négligé et la forme simplifiée permettant de décrire l'absorptivité des interpistes est représentée figure (III.17). Une seconde approximation a été introduite dans ce raisonnement. Elle consiste à considérer que le coefficient de réflexion air/Si₃N₄ est peu différent du coefficient de réflexion air-verre dans la bande considérée en raison de leurs indices de réfraction assez proche ($n_{\text{verre}} \approx 1,5$ et $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} \approx 2$).

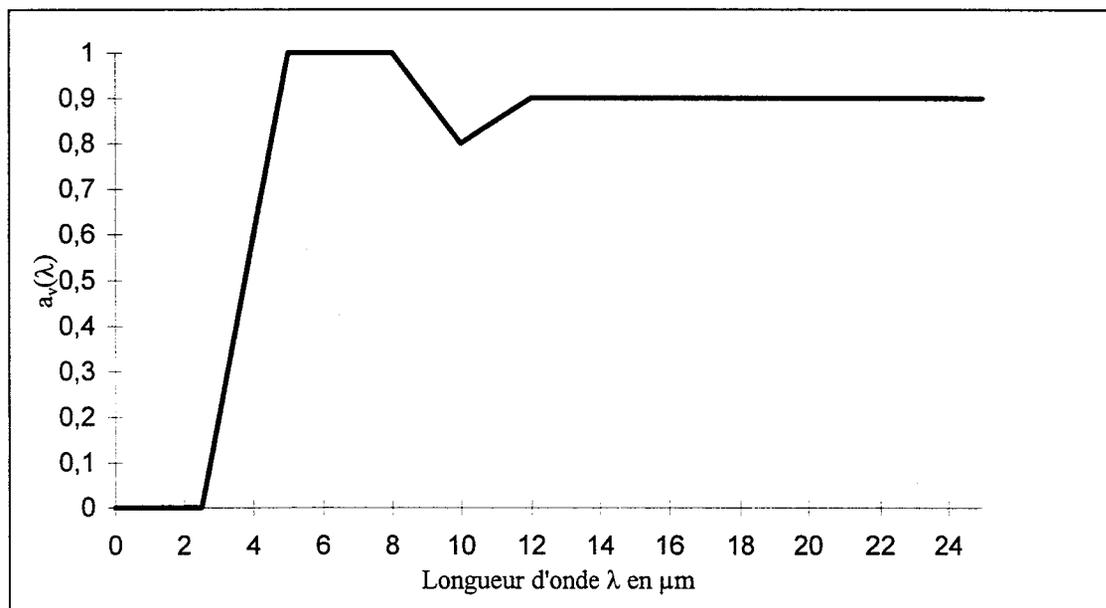


Figure III.17 : Courbe d'absorptivité des interpistes (verre+Si₃N₄)

II.5) Absorptivité et sensibilité spectrale

En utilisant la relation (III.8) établie précédemment l'absorptivité des deux types de capteurs à pistes rétrécies et pistes droites (figure III.6) peut être tracée en fonction de la longueur d'onde :

$$\bar{a}_1 = \frac{a_v + 2.a_m}{3} \text{ (pistes droites) et } \bar{a}_1 = \frac{1,75.a_v + 1,25.a_m}{3} \text{ (pistes rétrécies)}$$

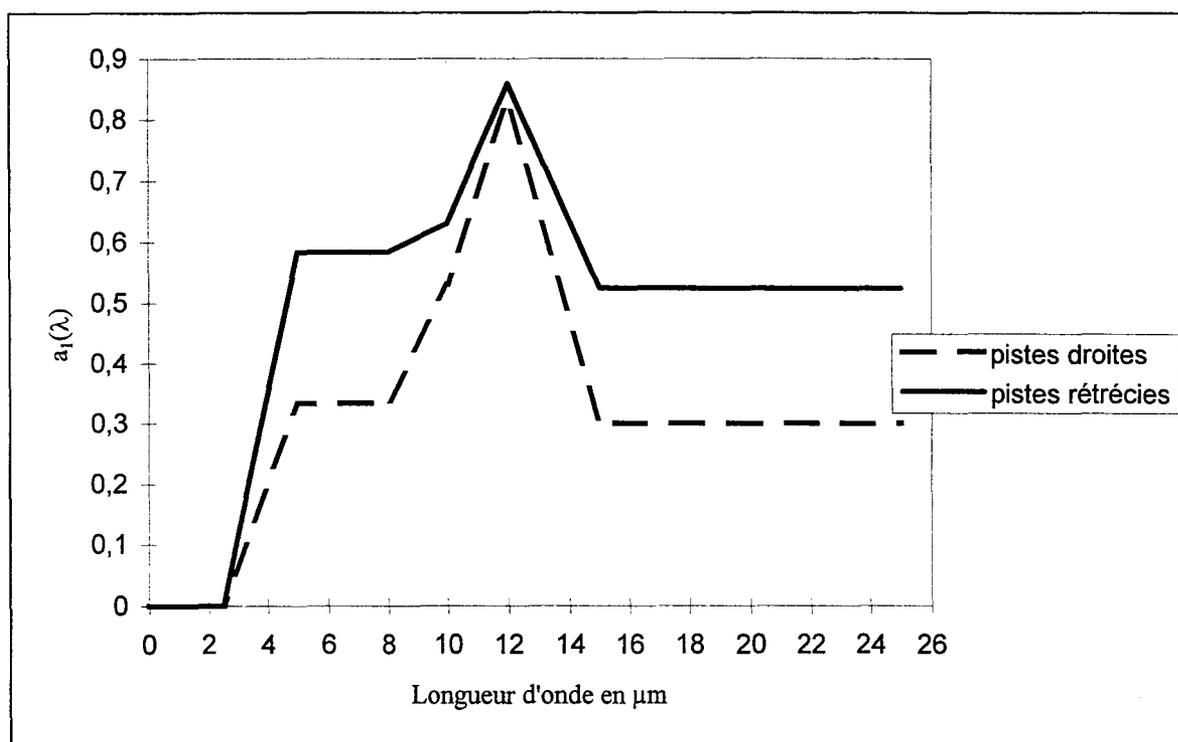


Figure III.18 : Absorptivité spectrale du microcapteur

L'absorptivité des réflecteurs en or étant négligeable dans cette gamme de longueurs d'ondes ($a_2=0,04$), la courbe de sensibilité spectrale $S(\lambda)$ des capteurs qui est homothétique à la courbe d'absorption est obtenue à partir de la relation III.6 et représentée figure (III.19).

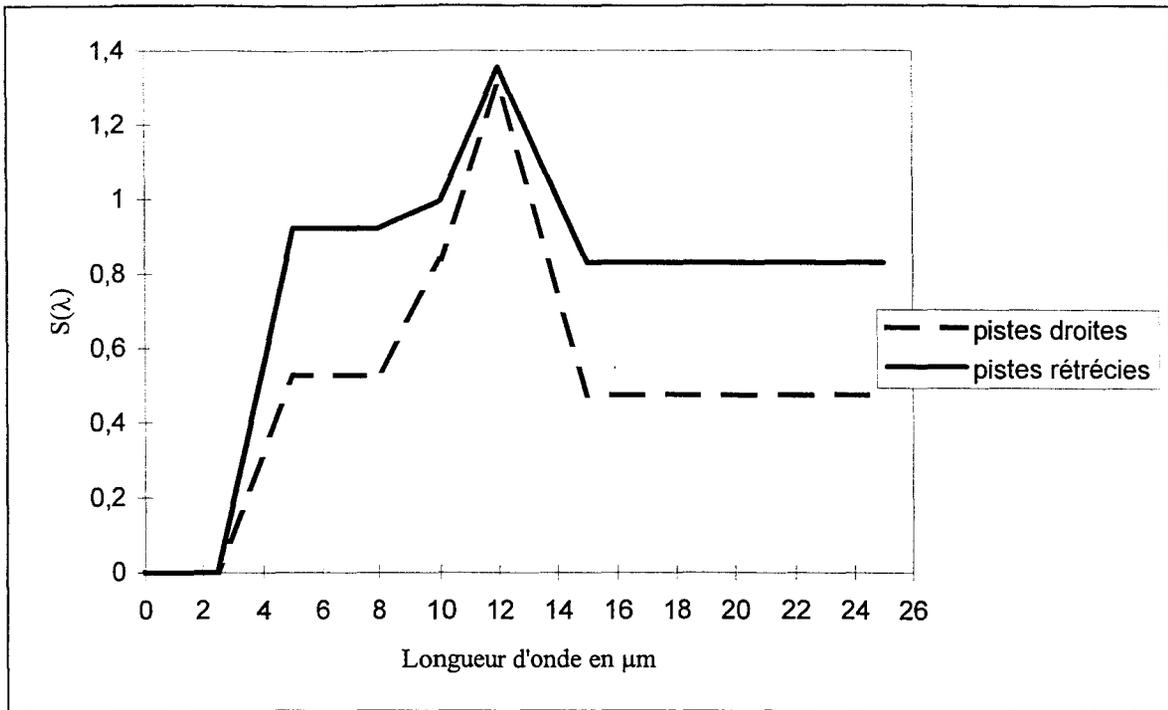


Figure III.19 : Sensibilité spectrale du microcapteur

II.6) Calcul de la sensibilité moyenne du capteur éclairé par un corps noir

La méthode la plus simple pour mesurer la sensibilité des capteurs consiste à les placer devant un corps noir dont la température est connue. La sensibilité moyenne du capteur éclairé par une telle source a été donnée au chapitre précédent (II.46) :

$$S_T = \frac{\int_0^{\infty} S(\lambda) \cdot E(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_0^{\infty} E(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (\text{II.46})$$

La sensibilité spectrale du capteur n'a pu être mesurée que dans la bande [2,5-15μm] et le graphe de la figure (II.14) montre que pour un corps noir entre 300K et 400K la part de rayonnement émise au delà de 15μm n'est pas négligeable. En pratique, pour effectuer le calcul, nous supposons que l'absorptivité du verre reste sensiblement constante au delà de 15μm et par voie de conséquence la sensibilité spectrale. Entre 0 et 2,5μm, la sensibilité spectrale sera considérée comme nulle.

En appliquant la relation (II.46), la sensibilité moyenne du capteur pour différentes températures de cible est présentée dans le tableau suivant :

Température de cible (K)	300	400	600	900
$S_T(\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2))$ pistes droites (1)	0,64	0,63	0,534	0,374
$S_T(\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2))$ pistes rétrécies (2)	0,92	0,916	0,816	0,598

Tableau III.3 : Sensibilité moyenne du capteur pour différentes températures de cible

Ces résultats font bien apparaître l'intérêt de réaliser des capteurs à pistes rétrécies qui présentent une sensibilité nettement supérieure aux pistes droites bien que la fonction de transfert F' soit la même pour les deux structures ($F'=1,54 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$).

Comparés aux capteurs quantiques, les capteurs à différentiel d'absorption réalisés sont utilisables dans une large gamme de longueurs d'onde [2,5 - 15 μm] et sont donc bien adaptés à la mesure de températures basses. En revanche, pour des températures de cible supérieures à 600K, la sensibilité commence à décroître comme le montre le tableau III.3.

III) PROCEDES DE REALISATIONS TECHNOLOGIQUES DU MICROCAPTEUR A PARTIR D'UNE TECHNOLOGIE COUCHES MINCES

Introduction

Les premiers capteurs à structures distribuées ont été réalisés en technique de feuilles minces à partir de feuilles de Kapton métallisées, et de procédés spécifiques de collage. L'inconvénient majeur de ces capteurs réside dans la résolution de la largeur des pistes. En effet, les procédés de lithographie utilisés ne permettent pas d'obtenir des dimensions à l'échelle micronique. De plus le Kapton ne peut supporter sans dommage des températures supérieures à 250°C.

Les technologies de la microélectronique nous ont permis de remédier à ces problèmes, et nous avons pu réaliser sur substrat de verre des capteurs de très petites tailles dont nous nous proposons de décrire leur mise en œuvre.

III.1) Description des différentes étapes technologiques du microcapteur à base de thermoéléments : Constantan/Or

Les différentes étapes technologiques sont décrites figure III.20.

a) Nettoyage du substrat de départ

Cette étape est très importante, et nécessite une préparation très minutieuse dans la mesure où la surface du verre est fréquemment grasse et accroche très facilement la poussière. Nous procédons alors à un dégraissage, en introduisant le substrat de verre dans un bain d'acétone (5mn), puis dans un bain d'alcool (5mn) et enfin nous effectuons un séchage à l'azote tout en prenant soin de vérifier que le substrat possède un état de surface très propre.

b) Dépôt de la couche uniforme de constantan

Il s'agit du premier matériau thermoélectrique, constitué par un alliage de nickel et de cuivre : (Ni Cu : 45/55%).

Ce dépôt s'effectue sur le substrat de verre par pulvérisation assistée par magnétron à l'aide du bâti Plassys. Le choix de la pulvérisation s'impose si l'on veut avoir un dépôt de l'alliage (NiCu) uniforme gardant les proportions initiales (45%, 55%) de la cible.

Un nettoyage préalable du verre au plasma d'argon permet d'obtenir une bonne adhérence du matériau déposé, et les paramètres spécifiques du dépôt de constantan sont les suivants :

- Débit d'Argon = 82 sccm
- Tension = 800 volts
- Puissance = 250 W
- Pression de l'enceinte = 20 mtorr

Avant de sortir le substrat de l'enceinte, de façon à éviter les contraintes thermiques et obtenir un dépôt qui ne présente pas de fissures, nous procédons à un refroidissement du porte substrat situé à l'intérieur de l'enceinte en maintenant une circulation d'eau.

c) Réalisation des pistes en constantan

Pour la lithographie, une couche de résine photosensible (schipley 1400-27) est déposée, son épaisseur est ajustée à $1,5\mu\text{m}$ par centrifugation à la tournette. Par rapport aux dimensions du motif cette épaisseur constitue un bon compromis. Ensuite par un bain contenant la solution ($\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$), le serpentín de constantan est gravé.

Cette étape est importante et nécessite d'être reproductible dans la mesure où les capteurs doivent présenter la même résistance électrique. Il faut ainsi bien contrôler le temps de gravure afin qu'il n'y ait pas de sous gravures qui pourraient alors occasionner des résistances électriques très élevées. De façon à ce que l'attaque ne soit pas trop rapide, et afin de bien contrôler la température du bain de gravure, nous avons placé la solution d'acide nitrique diluée dans un bain marie. Grâce à cette opération, nous obtenons une bonne reproductibilité des pistes que l'on contrôle en mesurant leur largeur à l'aide du microscope optique et en relevant directement sous pointes la résistance électrique présentée par le serpentín.

d) Dépôt du second métal : 2^{ème} matériau thermoélectrique

La phase suivante consiste à déposer les plots d'or constituant le second matériau thermoélectrique de la thermopile. Pour cela, un procédé classique est utilisé : le 'lift-off' qui, contrairement à l'étape précédente est une méthode additive permettant de déposer le matériau sur les surfaces adéquates. La même résine photosensible sert à protéger les autres surfaces. Pour permettre au dissolvant d'accéder à la résine située sous la métallisation qui doit être enlevée, il faut que les flancs soient raides pour éviter le dépôt sur ceux-ci. De plus un décrochement sur la partie supérieure de la résine (profil en casquette) peut être obtenu par traitement chimique. Les opérations technologiques correspondantes sont alors les suivantes :

- dépôt de résine (schipley 1400-27) à la tournette ($e = 1,5\mu\text{m}$)
- recuit de 20 mn au four
- 18 mn au chlorobenzène (durcissement en surface de la résine)
- 30mn au four à 80°C
- insolation U.V pendant 5 secondes avec masque des plots
- révélation (20 secondes)
- évaporation de l'au par le bâti à canon à électrons
- lift-off de l'au à l'acétone et l'alcool

e) Dépôt de nitrure de silicium

Pour isoler électriquement le détecteur constituée de la thermopile des bandes métalliques réfléchissant les infrarouges, une couche de nitrure de silicium de l'ordre du micron est déposée. Cette épaisseur minimale permet d'obtenir un recouvrement total des électrodes plaquées où sont superposés les matériaux précédemment cités. Afin de limiter les problèmes de porosité dans le nitrure de silicium, nous effectuons deux dépôts à deux angles différents à une température égale à 300°C.

f) Dépôt des bandes métalliques réfléchissant le rayonnement infrarouge

Ces bandes déposées sur le nitrure de silicium au dessus de l'ensemble des jonctions froides sont constituées d'un dépôt en or d'épaisseur égale à $e_{Au}=0,2\mu m$, avec une couche d'accrochage en titane d'épaisseur $e_{Ti}=100\text{Å}$. Le procédé technologique (lift-off) est le même que celui décrit en d. Cette épaisseur doit être suffisante pour ne pas être transparente au rayonnement I.R, mais doit rester la plus faible possible pour rester dans des conditions de bonne immunité à la convection.

g) Gravure du nitrure de silicium

Elle permet de dégager les plots de connection du capteur. Elle est réalisée par une gravure ionique à l'aide du gaz tétrafluorométhane (CF_4). Cette gravure sélective par rapport à la résine (schipley 1400-27) est effectuée dans les conditions suivantes :

- Puissance = 100 W
- Pression = 100 mTorr
- Débit CF_4 = 50 sccm
- Vitesse de gravure = 50Å/sec

III.2) Capteur à base de thermoéléments : Bismuth/Antimoine

Dans le but de développer des capteurs plus sensibles, une structure à base de matériaux **Bismuth/Antimoine** a également été réalisée. Les techniques de dépôts des couches thermoélectriques sont différentes. En effet, l'antimoine n'ayant pas d'agent chimique de gravure, il est nécessaire d'avoir recours aux techniques de lift-off. Après le dépôt de bismuth, une couche de tungstène est déposée par pulvérisation puis attaquée par gravure plasma en utilisant le masque des électrodes plaquées d'antimoine. Les opérations suivantes de dépôts de nitrure de silicium et des réflecteurs en or sont identiques à celles décrites précédemment.

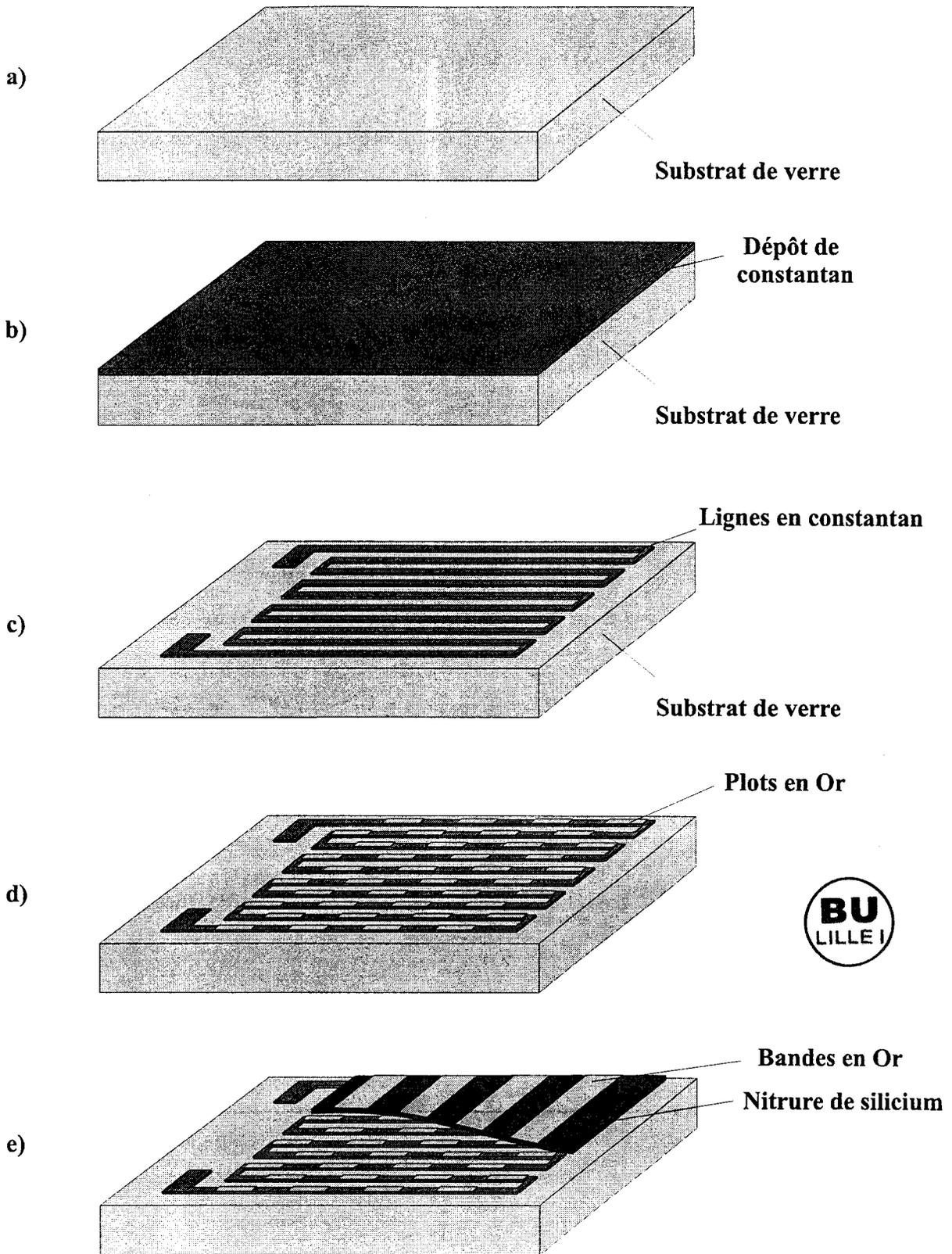


Figure III.20 : Réalisation technologique de microcapteurs sur verre

III.3) Photos de réalisations technologiques :

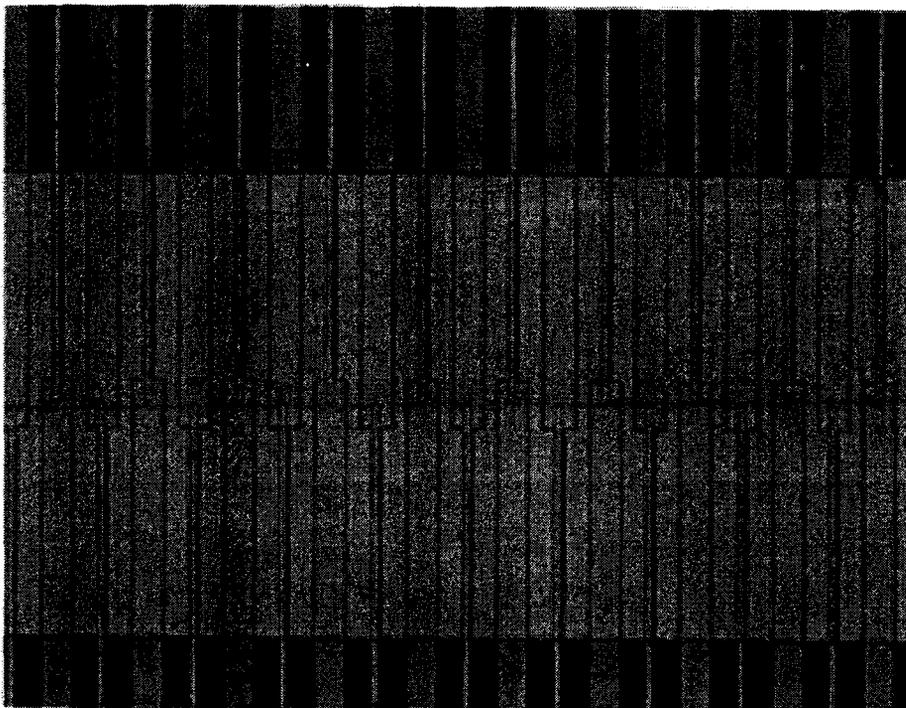
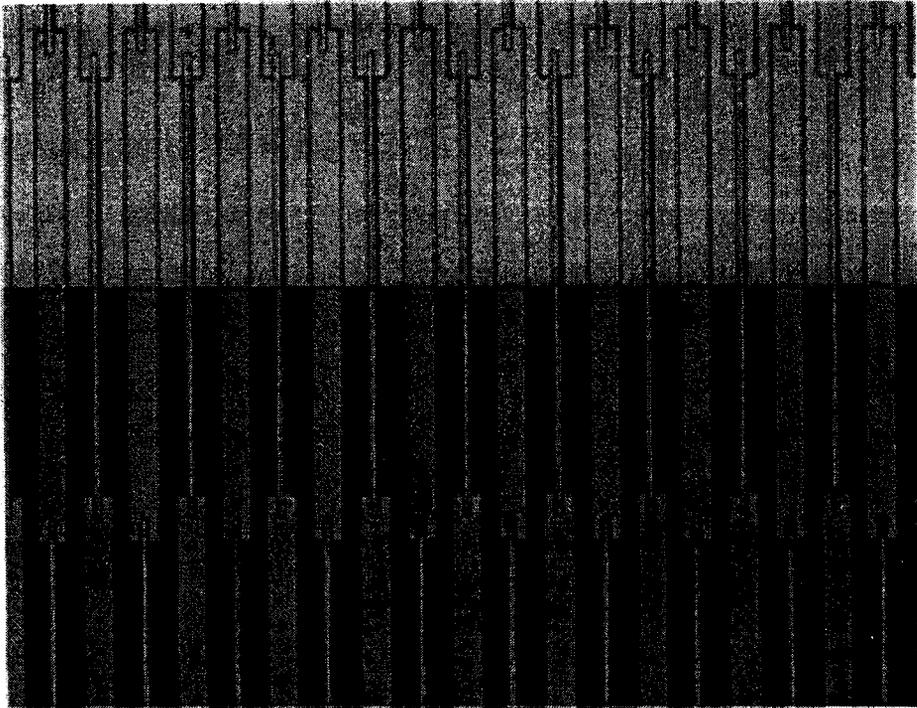


Figure III.21 : Vue sur des thermojonctions

IV) CARACTERISATION DES MICROCAPTEURS REALISES A PARTIR DE CES PROCEDES ET COMPARAISON AVEC LA THEORIE

IV.1) Sensibilité à l'éclairement énergétique

Le banc de mesure de la sensibilité au rayonnement des microcapteurs est schématisé figure (III.22) [5]. Le capteur, fixé sur une paroi maintenue à température constante est en influence totale avec une seconde paroi d'émissivité ϵ_T voisine de 1.

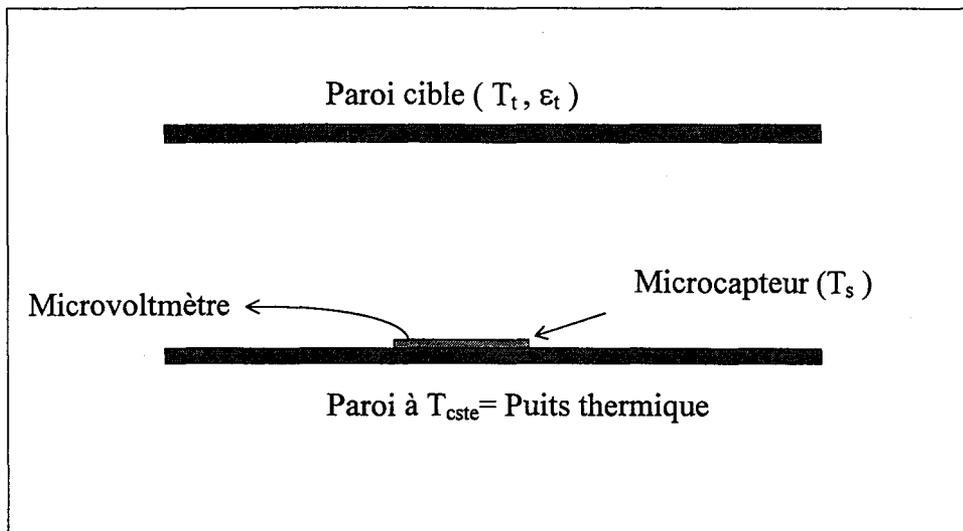


Figure III. 22 : Configuration expérimentale utilisée pour mesurer la sensibilité du capteur

La méthode de mesure consiste à relever la tension délivrée par le capteur $V_{Seebeck}$ pour différentes valeurs de température de la paroi cible (T_t). La température du capteur est également mesurée afin de s'assurer qu'elle demeure sensiblement constante.

Au chapitre précédent, nous avons défini la sensibilité à l'éclairement énergétique à partir de la relation (II.38) :

$$V_{Seebeck} = F'.(a.E - \epsilon_s \sigma T_s^4) \quad (II.38)$$

Le banc d'étalonnage a été conçu afin d'opérer expérimentalement dans des conditions les plus simples et les plus précises possibles. Le capteur absorbe et émet dans la même gamme de longueurs d'onde infrarouge et de plus les surfaces d'échange peuvent être considérées comme grises. Par conséquent son absorptivité est sensiblement égale à son émissivité : ($a \# \epsilon_s$) [15]. De plus, le capteur étant en influence totale avec la cible d'émissivité proche de l'unité, l'éclairement énergétique reçu est donc :

$$E = \sigma T_t^4 \quad (W/m^2) \quad (III.15)$$

Pour obtenir la sensibilité à l'éclairement énergétique :

$$S_E = \frac{\partial V_{\text{Seebeck}}}{\partial E}$$

il suffit de tracer la courbe de la tension délivrée par le capteur V_{Seebeck} en fonction de σT_c^4 et de mesurer la pente obtenue.

Dans la mesure où la température du capteur ne varie que très peu durant le relevé expérimental, le terme $\varepsilon_s \sigma T_s^4$ de la relation (II.38) peut être considéré comme constant et la courbe $V_s = f(\sigma T_c^4)$ est une droite. Cette condition est très importante puisqu'elle permet de déterminer la sensibilité du capteur indépendamment de la valeur du rayonnement incident. En pratique, lorsque la température de la cible varie de 300K à 400K, la température du capteur évolue de 293K à 295K ce qui conduit à une erreur de linéarité sur la sensibilité inférieure à 2% tout à fait acceptable pour ce type de mesures.

A titre d'illustration, nous avons représenté figure (III.23) deux courbes obtenues pour deux capteurs différents ; l'un avec des pistes droites (1) et le second avec des pistes rétrécies (2).

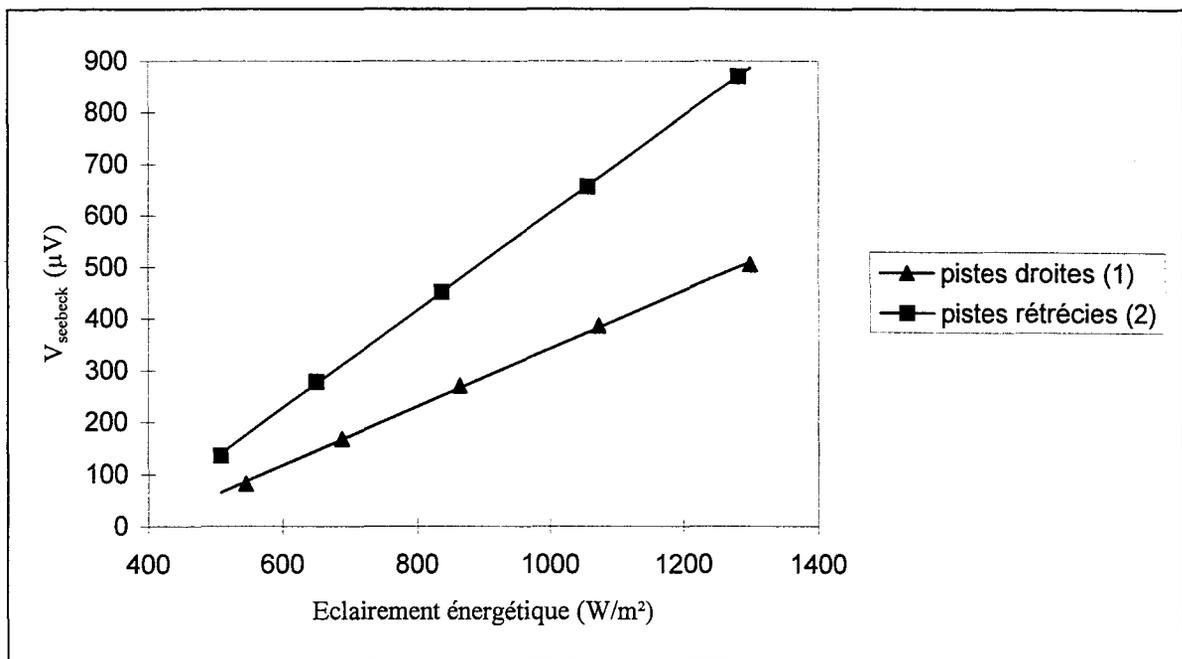


Figure III.23 : Evolution de la tension détectée aux bornes des microcapteurs (1) et (2) en fonction de l'éclairement énergétique

Les résultats obtenus associés aux caractéristiques géométriques des capteurs réalisés et caractérisés sont présentés dans le tableau III.4.

Capteurs USTL	Thermocouples		
	Cn/Au (1)	Cn/Au (2)	Bi/Sb (3)
λ_m (W/mK)	40	40	12,6
e_m (μm)	1	1	1
λ_s (W/mK)	1	1	1
e_s (μm)	400	400	400
L (μm)	300	300	300
ℓ (μm)	20	20-5	20-5
ϵ (μm)	10	17,5	17,5
Nombre de thermocouples N	500	500	500
Surface Absorbante F en mm^2	4,5	4,5	4,5
Surface totale A du capteur en mm^2	3*3	3*3	3*3
Fonction de transfert F' : densité de flux-tension ($\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$)	1,54	1,54	2,95
Sensibilité théorique S_E ($\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$)	0,64	0,92	1,76
Sensibilité expérimentale S_E ($\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$)	0,56	0,95	1,7

Tableau III.4 : Comparaison des sensibilités expérimentales et théoriques des microcapteurs à différentiel d'absorption

Un premier examen de ce tableau fait apparaître de petites différences entre les sensibilités théoriques et expérimentales. Un calcul d'erreur rapide basé sur la précision de la gravure (+/- $1\mu\text{m}$) induit une imprécision sur l'estimation des surfaces d'absorption. Pour le capteur (1) dont l'interpiste est de $10\mu\text{m}$ l'erreur est de l'ordre de 10%, ce qui est du même ordre de grandeur que l'écart entre la théorie et l'expérimentation. Le même calcul appliqué aux capteurs (2) et (3) permet également d'expliquer ces petites fluctuations.

Par ailleurs, lorsqu'on compare les sensibilités obtenues par rapport à la fonction de transfert F' qui serait la sensibilité d'un capteur possédant un absorbant I.R parfait, il apparaît une amélioration notable entre le capteur (1) et le capteur (2). La marge de progression est encore importante, puisqu'il faudrait passer de 0,92 à $1,54 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$ pour obtenir les performances maximales.

IV.2) Influence de l'environnement

Nous avons montré à l'aide du modèle analytique, que l'une des qualités principales du microcapteur réalisé est son immunité à la convection, et nous allons vérifier expérimentalement la justesse de ces résultats théoriques. Dans ce but, deux types d'expériences ont été réalisées.

La première consiste à placer le microcapteur dans différents milieux gazeux : air, dioxyde de carbone, hélium. Nous avons reporté figure III.24, les tensions délivrées en fonction de l'éclairement énergétique pour ces trois configurations. On peut remarquer que les sensibilités obtenues sont très voisines. Comme le prévoit la théorie au chapitre II, on constate une très légère baisse de la sensibilité au rayonnement avec la conductivité thermique du gaz. En effet, la sensibilité passe de $0,92\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$ pour le CO_2 dont la conductivité thermique est faible ($\lambda=0,016\text{W}/\text{mK}$) à $0,90\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$ pour l'hélium de conductivité thermique égale à $0,15\text{W}/\text{mK}$.

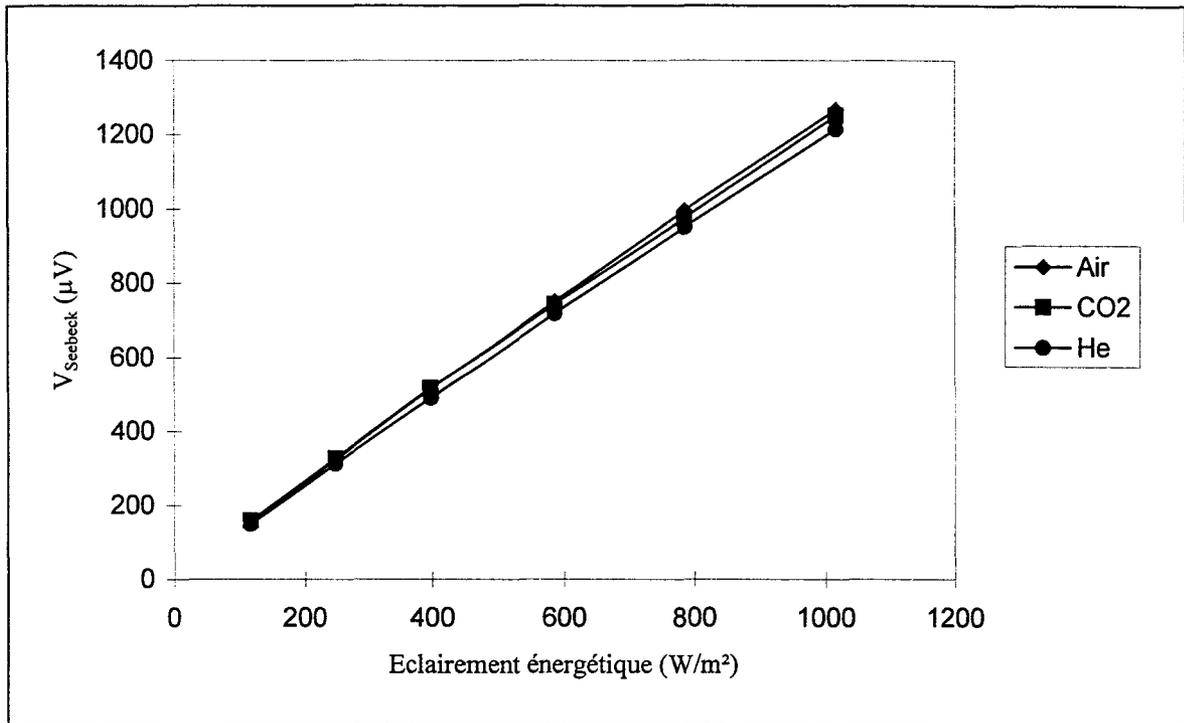


Figure III.24 : Evolution de la tension détectée en fonction de l'éclairement énergétique et de la nature du gaz environnant pour la structure (2)

La seconde expérience consiste en une sollicitation du microcapteur à une convection forcée en le soumettant à un débit croissant d'air pulsé. Cette expérience nous a permis de vérifier à nouveau l'excellente immunité du microcapteur (figure III.25).

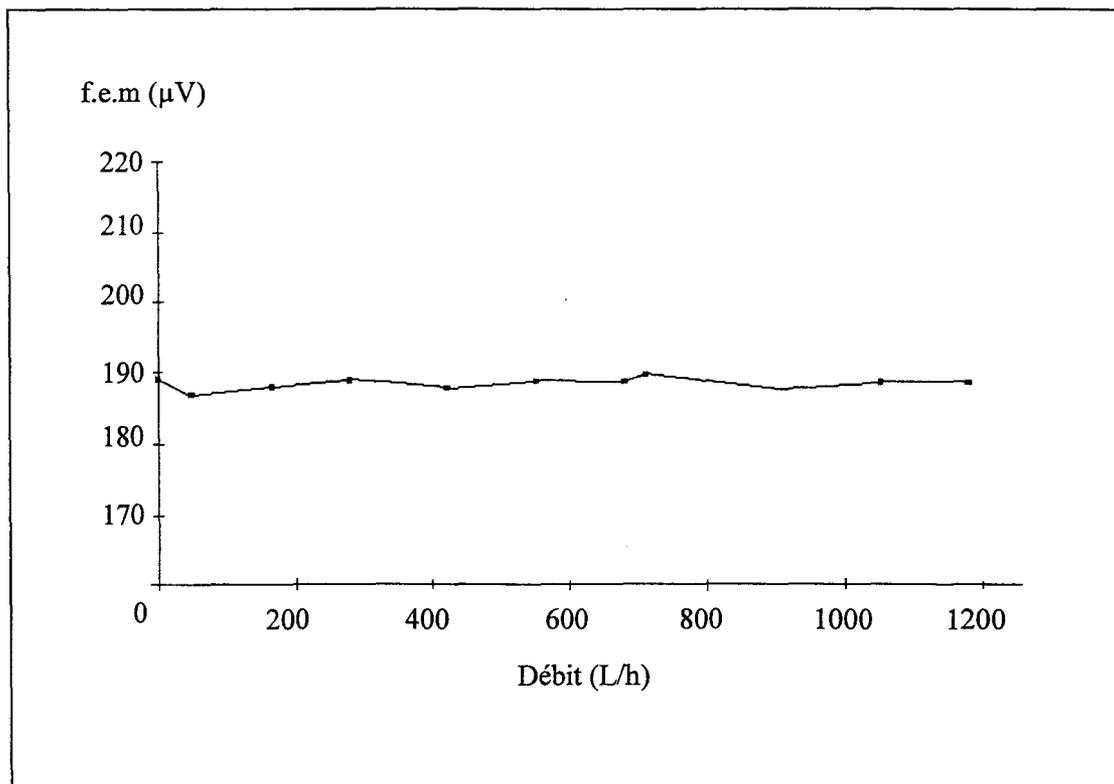


Figure III.25 : Evolution de la sensibilité en fonction du débit d'air

Ce type de mesure en convection forcée relève de la mécanique des fluides et pour un capteur plan, il est très difficile de relier le coefficient d'échange (h) à la vitesse du fluide. En effet, ce coefficient d'échange dépend de la nature de l'écoulement autour du capteur et de sa position (horizontale, verticale...) par rapport à la vitesse du fluide. C'est pourquoi, la méthode d'immersion dans des gaz de conductivité thermique différentes est préférable et bien plus reproductible.

CONCLUSION

Au terme de ce travail, un premier bilan peut être effectué. Un modèle analytique tenant compte de la distribution bidimensionnelle de la chaleur dans le substrat ainsi que dans les pistes thermoélectriques a été établi. Il se présente sous la forme de relations analytiques simples permettant de calculer la sensibilité, la détectivité ou le coefficient d'immunité à la convection à l'aide d'une calculatrice de poche. Bien entendu, ces mêmes relations introduites dans un ordinateur donnent très facilement accès aux dimensions géométriques optimales de la structure d'un capteur dédié à une application.

Pour parvenir à ce résultat de façon précise, il fallait vérifier certaines valeurs numériques concernant les matériaux utilisés pour fabriquer les microcapteurs. Tout d'abord, mesurer le pouvoir thermoélectrique des couches métalliques minces obtenues au laboratoire. Pour cela, une structure basée sur une microthermopile spécifique permettant de chauffer les jonctions et de mesurer leur température a été réalisée. Les mesures effectuées sur plusieurs thermopiles ont permis de vérifier la bonne qualité des couches déposées puisqu'elles possèdent un pouvoir thermoélectrique proche des matériaux massifs.

Enfin, pour compléter les paramètres nécessaires à la modélisation, il était nécessaire d'établir la courbe d'absorption spectrale des matériaux constituant la surface active du capteur vis à vis de la source de rayonnement IR. En pratique ne disposant pas de moyens nécessaires pour quantifier directement la puissance absorbée par un corps en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident nous avons eu recours à des mesures en transmission à l'aide d'un spectromètre disponible au laboratoire. Les résultats obtenus à partir de dépôts sur des substrats quasi-transparents aux infrarouges souffrent d'une imprécision de l'ordre de 10% ce qui nous semble raisonnable compte tenu des approximations effectuées sur les coefficients de réflexion.

L'analyse des relevés spectrométriques a permis de mettre en évidence la contribution du revêtement de nitrure de silicium dans l'absorption des IR qui correspond à une raie centrée sur une longueur d'onde de 12 μm . Cette part d'absorption n'est pas négligeable au niveau des pistes métalliques thermoélectrique, par contre, aux interpistes c'est le substrat de verre qui absorbe la quasi-totalité du rayonnement correspondant à la bande [5 - 25 μm].

L'exploitation de l'ensemble de ces résultats a permis de développer des capteurs plus performants au niveau de la sensibilité. D'une part, la surface d'absorption du rayonnement par le substrat de verre a été augmentée ce qui a conduit à améliorer la

sensibilité d'un facteur 1,8. D'autre part, un nouveau facteur 1,8 a pu être gagné par la mise en oeuvre de nouveaux matériaux déposés en couches minces (Bi/Sb) dont le pouvoir thermoélectrique est de $100 \mu\text{V}/\text{C}$.

Un travail important reste encore à effectuer pour concrétiser dans différents domaines toutes les possibilités des capteurs de rayonnement à absorption différentielle distribuée. Un process de fabrication en technologie silicium est en cours de mise au point. Par ailleurs, les possibilités de réalisation de capteurs sensibles au rayonnement ultraviolet sont actuellement explorées dans le cadre d'une autre thèse. Nous espérons que l'étude effectuée et présentée dans ce mémoire constituera une base utile pour mener à bien ces recherches.

Listes des figures

Chapitre I

- Figure 1.a : Thermopile montée sur poutre cantilever
- Figure 1.b : Thermopile montée sur membrane
- Figure 2 : Zones absorbante et réfléchissante déposées sur un puits thermique
- Figure 3 : Structure à zones absorbante et réfléchissante distribuées
- Figure 4 : Structure fonctionnelle du capteur de rayonnement
- Figure 5 : Bilan thermique de la partie radiative
- Figure 6 : Sélectivité spectrale par le choix des matériaux absorbants ou réfléchissants
- Figure 7 : Schéma de principe d'une structure permettant la mesure d'un flux de conduction
- Figure 8 : Représentation des flux à la surface du substrat siège des transferts thermiques

Chapitre II

- Figure 1 : Vue de dessus de la couche thermoélectrique
- Figure 2 : Couche thermoélectrique homogénéisée
- Figure 3 : Bilan thermique sur un tronçon dx de la surface absorbante
- Figure 4 : Représentation schématique de la structure alternée zones absorbantes-réfléchissantes
- Figure 5 : Bilan thermique prenant en compte l'épaisseur effective
- Figure 6 : Cellule d'étude pour la détermination de $e_{s \text{ lim}}$ à partir d'une simulation
- Figure 7 : Exemple de résultat simulé numériquement dont les caractéristiques thermiques et géométriques de la structure sont : ($e_s=400\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $P=1000\text{W/m}^2$, $h=0\text{W/m}^2\text{K}$, $L=300\mu\text{m}$)
- Figure 8 : Evolution du rapport $e_{s \text{ lim}}/e_s$ en fonction de la longueur de cellule L
- Figure 9 : Evolution de la température $\theta(x)$ déterminée à partir des modèles analytique et numérique pour une structure ayant les caractéristiques suivantes : ($\lambda_s=1\text{W/mK}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $L=300\mu\text{m}$, $h=0\text{W/m}^2\text{K}$, $P=1000\text{W/m}^2$)
- Figure 10 : Evolution de la différence de température par rapport à sa valeur maximale (%) en fonction de la longueur de la zone absorbante L_c et de la longueur de la zone réfléchissante L_F pour une longueur de cellule $L=1\text{mm}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $\lambda_m=60\text{W/mK}$, $h=0\text{W/m}^2\text{K}$
- Figure 11 : Schéma fonctionnel du microcapteur
- Figure 12 : Schéma représentant les échanges énergétiques entre le microcapteur et son environnement
- Figure 13 : Spectre d'absorption $a(\lambda)$ du verre Corning
- Figure 14 : Représentation graphique de la loi de Planck pour différentes températures
- Figure 15 : Sensibilité théorique en fonction de la température de cible

Figure 16 : Cellule d'étude avec condition aux limites

Figure 17 : Exemple de résultat simulé numériquement dont les caractéristiques thermiques et géométriques de la structure sont : ($\lambda_m=60\text{W/mK}$, $e_m=1\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $P=1000\text{W/m}^2$, $h=0\text{W/m}^2\text{K}$, $L=300\mu\text{m}$)

Figure 18 : Comparaison des évolutions de $\Delta\theta/L$ déterminées à partir des modèles analytique et numérique pour différentes épaisseurs e_s de substrat de conductivité thermique $\lambda_s=1\text{W/mK}$, et une conductivité thermique de métallisation $\lambda_m=60\text{W/mK}$

Figure 19 : Comparaison des évolutions de $\Delta\theta/L$ déterminées à partir des modèles analytique et numérique pour différentes valeurs de conductivité thermique λ_s du substrat d'épaisseur $e_s=400\mu\text{m}$, et une conductivité thermique de métallisation $\lambda_m=60\text{W/mK}$

Figure 20 : Comparaison des évolutions de $\Delta\theta/L$ déterminées à partir des modèles analytique et numérique pour différentes valeurs de conductivité thermique λ_m de métallisation et une épaisseur de substrat $e_s=400\mu\text{m}$ de conductivité thermique $\lambda_s=1\text{W/mK}$

Figure 21 : Evolution de la détectivité en fonction de la longueur de cellule pour une structure ayant les caractéristiques suivantes : ($\lambda_m=40\text{W/mK}$, $e_m=1\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $e_s=400\mu\text{m}$)

Figure 22 : Influence du coefficient d'échange h sur la sensibilité du microcapteur (2) ayant les caractéristiques suivantes : ($e_m=1\mu\text{m}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $\lambda_m=40\text{W/mK}$, $P=1000\text{W/m}^2$, $L=300\mu\text{m}$)

Figure 23.1 : Influence de la conductivité thermique λ_s du substrat sur le coefficient d'influence pour une structure ayant les caractéristiques suivantes : ($\lambda_m=60\text{W/mK}$, $e_m=1\mu\text{m}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $L=300\mu\text{m}$)

Figure 23.2 : Influence de la conductivité thermique λ_m de métallisation sur le coefficient d'influence pour une structure ayant les caractéristiques suivantes : ($e_m=1\mu\text{m}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $L=300\mu\text{m}$)

Figure 23.3 : Influence de la Longueur de cellule L sur le coefficient d'influence pour une structure ayant les caractéristiques suivantes : ($e_m=1\mu\text{m}$, $e_s=400\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $\lambda_m=60\text{W/mK}$)

Figure 23.4 : Influence de l'épaisseur de substrat sur le coefficient d'influence pour une structure ayant les caractéristiques suivantes : ($\lambda_m=60\text{W/mK}$, $e_m=1\mu\text{m}$, $\lambda_s=1\text{W/mK}$, $L=300\mu\text{m}$)

Figure 24 : Schéma illustrant le principe de fonctionnement des structures classiques

Chapitre III

Figure 1 : Représentation schématique de la structure utilisée pour la détermination du coefficient Seebeck

Figure 2 : Disposition de la thermopile sur le support

Figure 3 : Variation de la résistance R_c en fonction de la température déposée sur un support isolant

- Figure 4** : Evolution du pouvoir thermoélectrique en fonction de la température moyenne
- Figure 5** : Facteurs de réflexion de différents métaux
- Figure 6** : Structure des zones absorbantes
- Figure 7** : Facteur de transmission du verre
- Figure 8** : Spectre de réflexion d'un verre de silicate
- Figure 9** : Spectre d'absorptivité du verre
- Figure 10** : Evolution du coefficient d'absorption K pour différentes épaisseurs de verre en fonction de la longueur d'onde λ
- Figure 11** : Coefficient de transmission du GaAs
- Figure 12** : Réflexions multiples dans le GaAs et Si_3N_4
- Figure 19** : Vue sur des thermojonctions
- Figure 13** : Facteur de transmission du nitrure de silicium pour différentes épaisseurs déposées
- Figure 14** : Flux aux interfaces (Air/GaAs/ Si_3N_4 /Air)
- Figure 15** : Représentation des flux à l'interface Si_3N_4 /métal
- Figure 16** : Courbe d'absorptivité du nitrure de silicium
- Figure 17** : Courbes d'absorptivité des interpistes (verre+ Si_3N_4)
- Figure 18** : Absorptivité spectrale du microcapteur
- Figure 19** : Sensibilité spectrale du microcapteur
- Figure 20** : Réalisation technologique de microcapteurs sur verre
- Figure 21** : Vue sur des thermojonctions
- Figure 22** : Configuration expérimentale utilisée pour mesurer la sensibilité du capteur
- Figure 23** : Evolution de la tension détectée aux bornes des microcapteurs (1) et (2) en fonction de l'éclairement énergétique
- Figure 24** : Evolution de la tension détectée en fonction de l'éclairement énergétique et de la nature du gaz environnant
- Figure 25** : Evolution de la sensibilité en fonction du débit d'air

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **L. Camberlain**, "Capteurs de températures à réseau planaire distribué de thermopiles en couches minces", Thèse de doctorat, Université de Lille, juin 1997
- [2] **R. Lenggenhager, H. Baltes, J. Peer, M. Foster**, "Thermoelectric infrared sensors by CMOS technology" IEEE Electron. Device Letters, vol.13, N°9, 1992
- [3] **H. Baltes, D. Moser and F. Völklein**, "Thermoelectric microsensors and microsystems", Zurich, Switzerland, 1994
- [4] **T. Elbel, R. Lenggenhager and H. Baltes**, "Model of thermoelectric radiation made by CMOS and micromachining", Sensors and Actuators A, 35 pp 101-106, 1992
- [5] **H. Randrianarisoa**, "Caractérisation de capteurs thermoélectriques réalisés à l'aide des microtechnologies : Application à la mesure des transferts radiatifs", Thèse de doctorat, Université de Lille, à paraître, juillet 1998
- [6] **Ebongue Abel**, "Conception et réalisation d'un banc d'étalonnage spectral de capteurs radiatifs", Mémoire de D.E.A Electronique, juillet 97
- [7] **H. Baltes**, "Microsensors between Physics and technology", Physica Scripta. Vol. T49, pp 449-453, 1993
- [8] **G.R.Lahiji, Kensall D. Wise**, "A batch-fabricated silicon thermopile infrared detector", IEEE Transactions on Electron devices, Vol. ED-29, N0.1, January 1982
- [9] **R. Lenggenhager, D. Jaeggi, P. Malcovati, H. Duran, H. Baltes, E. Doering**, "CMOS membrane infrared sensors improved TMAHW etchant" IEEE Electron device letters, 1994
- [10] **P. Godts, P. Thery**, "Microcapteurs de flux thermiques sans contact en technologie de couche mince planar", Astelab 95
- [11] **P. Godts, E. Gaviot, M. Rahmoun, D. Leclercq**, "A new planar microradiometer fitted for consumer appliances", Eurosensors X, Leuven, Belgium, 8-11 September 1996
- [12] **E. Gaviot, C. Machut, S. Sakly, K. Ziouche**, "A new planar microradiometer fitted for radiant panel enhanced control", International Sensor 97 proceedings, Nuremberg, 1997

- [13] **J. Hladik**, "Métrologie des propriétés thermophysiques des matériaux, chap.XI, **E. Gaviot, D.Leclercq, P.Thery**, 'Fluxmètres thermiques à circuits imprimés bimétalliques' ", Ed. Masson, Paris, 1990
- [14] **Sacadura**, "Initiation aux transferts thermiques", techniques et documentation, Ed 93, chap 3 pp 87-181
- [15] **A.B. De Vriendt**, "La transmission de la chaleur", 3tomes, Ed. Gaëtan Morin, 1982
- [16] **D. Leclercq**, "Contribution à l'étude de l'effet Peltier dans les circuits bimétalliques à électrodes plaquées. Application à la conception de nouveaux capteurs", Thèse de doctorat, Université de Lille, Octobre 1991
- [17] **C. Machut**, "Contribution à l'étude des thermocouples plaqués. Application à l'autocompensation en température de nouveaux capteurs", Thèse de Doctorat Université de Lille, juin 97
- [18] **C. Machut, E. Gaviot, P. Godts, S. Sakly, D. Leclercq**, "A new Peltier sensor for measuring fluids thermal conductivity", IEEE Transactions spec.issue, Instrumentation & Measurement Technology, Feb, 1997
- [19] **E. Gaviot**, "Conception et optimisation des radiomètres thermiques à absorption différentielle distribuée", Habilitation à diriger des recherches, Université des sciences et technologies de lille, 1998
- [20] **F. Polet**, "Conception et réalisation d'un thermomètre sans contact à compensation automatique de l'émissivité", Mémoire de D.E.A Electronique, Juillet 1994
- [21] **E. Gaviot, D. Leclercq, F. Raucoules, C. Machut**, "Un nouveau capteur radiatif appliqué aux mesures de températures sans contact", Congrès SFT, 1995, Poitier, 720-725
- [22] **E. Gaviot, P. Godts, S. Guths, and D. Leclercq**, "Thin foil planar radiometers : application for designins contactless ΔT sensors", Meas. Sci. Technol. 7 (1996) 489-494
- [23] **P.Godts, F.Raucoules, S. Sakly, F. Polet**, "A new self calibrating radiation planar microsensor. Application to contactless temperature measurement", IEEE instrumentation and measurement technology conference, Brussels, Belgium, june 4-6, 1996
- [24] **F.Völklein, H.Baltes**, "Optimization tool for the performance parameters of thermoelectric microsensors" , Sensors and Actuators A, 36 pp 65-71, 1993

- [25] **D.Moser**, "CMOS Flow Sensors", Physical Electronics Laboratory, Diss.ETH Nr. 10059, ETH, Zurich, 1993
- [26] **R. Lenggenhager, H. Baltes and T. Elbel**, "Thermoelectric infrared sensors in CMOS technology", Sensors and actuators A, 37-38 pp 216-220, 1993
- [27] **H. Baltes** "CMOS as sensor technology", Sensors and Actuators A, 37-38 pp 51-56, 1993
- [28] **D. Jaeggi, H. Baltes, D. Moser**, "Thermoelectric AC power sensor by CMOS technology", IEEE Electron. Device letters, vol.13, No.7, July 1992
- [29] **P. Eriksson, J.Y. Andersson, G. Stemme**, "Interferometric, low thermal mass IR-absorber for thermal infrared detectors", Physica scripta. Vol. T54, 165-168, 1994
- [30] **A.D. Parsons, D.J. Pedder**, "Thin-film infrared absorber structures for advanced thermal detectors", J. Vac. Sci. Technol. A 6 (3), May/jun 1998
- [31] **Vincent T. Bly, J. Thomas Cox**, "Infrared absorber for ferroelectric detectors", Applied optics, Vol. 33, No. 1, January 1994
- [32] **A. Moliton, J.L. Duroux, B.Ratier**, "Coefficient Seebeck et mécanismes de conduction dans les polymères (PPP) électroactifs dopés par implantation ionique", Journal of polymer Science : Part B : Polymer Physics, Vol. 28, pp 17-33, 1990
- [33] **O. Brand, H. Baltes, U. Baldenweg**, "Thermally excited silicon oxide bridge resonators in CMOS technology", J. Micromech. Microeng. 2 (1992), pp 208-210
- [34] **O. Paul and H. Baltes**, "Thermal conductivity of CMOS materials for the optimization of microsensors", J. Micromech. Microeng. 3 (1993), pp 110-112
- [35] **A. Boyer, F. Pascal-Delannoy, A. Foucaran, A. Giani**, "Etude et réalisation de microcapteurs et de microconvertisseurs thermoélectriques", Microthermique pour le vivant, Décembre 96
- [36] **G. Asch & al.**, "Les capteurs en instrumentation industrielle", Ed. Dunod, Paris, 1983
- [37] **K.L. Chopra, S.K. Bahi and M.R. Randlett**, "Thermopower in thin-film copper-constantan couples", Journal of Applied Physics, volume 39, NO.3, Fév 1968
- [38] **G. Gaussorgues**, "La thermographie I.R.", Ed Tech&Doc, Lavoisier, Paris 1983

- [39] **Aimé Richardt et Anne-Marie Durand** "La pratique du vide et des dépôts de couches minces", Editions IN FINE
- [40] **Armand Hadni**, "L'infrarouge lointain", (1969)
- [41] **S.M. Sze**, "Physics of semiconductor devices", 2nd Edition

ANNEXES

ANNEXE A

Lois du rayonnement thermique

A) Lois du rayonnement thermique

A.1) Loi de Planck

La loi de Planck, définit l'énergie émise par le corps noir en fonction de la longueur d'onde considérée λ et de la température T de la surface, elle est donnée par l'expression suivante :

$$M_{\lambda}^0(\lambda, T) = \frac{2\pi C_1}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)} \quad (\text{A.1})$$

avec

$$C_1 = hc_0^2 = 0,59544 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2 = 0,59544 \cdot 10^8 \text{ W}\mu\text{m}^4 \text{m}^{-2}$$

$$2\pi C_1 = 3,7415 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2 = 3,7415 \cdot 10^8 \text{ W}\mu\text{m}^4 \text{m}^{-2}$$

$$C_2 = \frac{hc_0}{k} = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ mK} = 1,4388 \cdot 10^4 \mu\text{mK}$$

$$h : \text{constante de Planck} = 6,6262 \cdot 10^{-23} \text{ J s}$$

$$k : \text{constante de Boltzmann} = 1,3806 \cdot 10^{-23}$$

$$c_0 : \text{la vitesse du rayonnement électromagnétique dans le vide} = 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$$

$M_{\lambda}^0(\lambda, T)$: émittance monochromatique du corps noir exprimée en Wm^{-3} ou en $\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$ selon que pour λ , C_1 et C_2 on a utilisé le mètre ou le micromètre.

La courbe représentative de la loi de Planck relative au corps noir est représentée sur la figure A1.

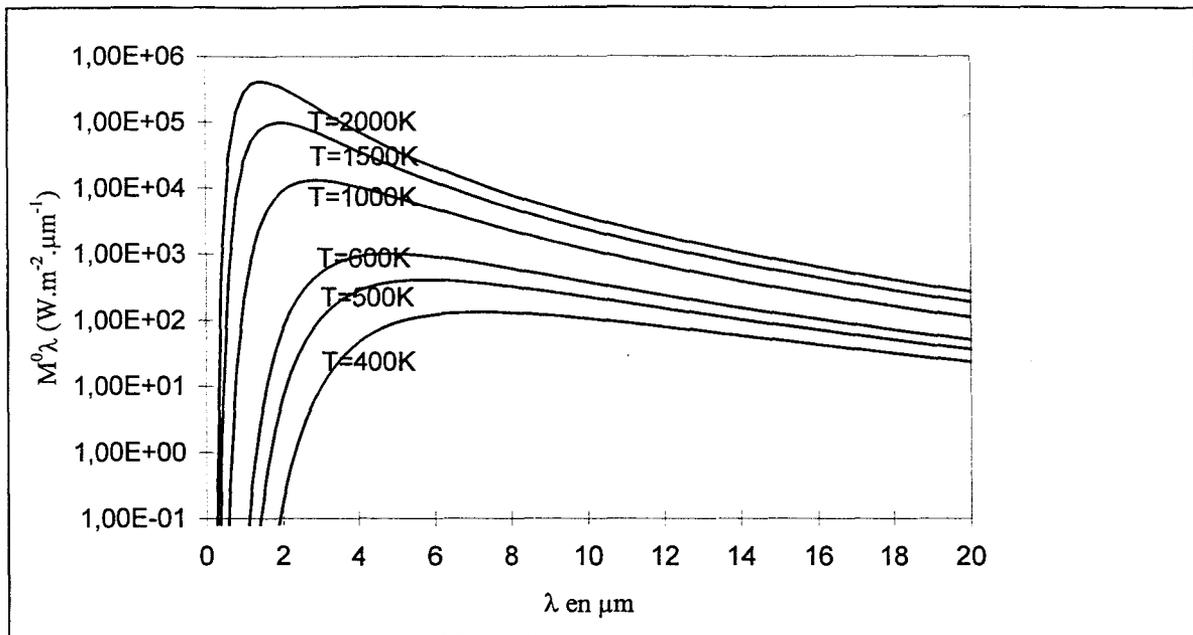


Figure A.1 : Représentation graphique de la loi de Planck pour différentes températures

A.2) Loi de Wien

La loi de Wien nous donne la longueur d'onde λ_M pour laquelle l'émissance est maximale

Sa valeur obtenue en annulant la dérivée première de l'émissance : $(\frac{\partial M_{\lambda}^0(\lambda)}{\partial \lambda} = 0)$, est donnée par la simple relation :

$$\lambda_M = \frac{2898}{T(K)} \quad \text{exprimée en } \mu\text{m} \quad (\text{A.2})$$

A.3) Loi de Stefan-Boltzmann

La loi de Stefan-Boltzmann fournit l'émissance totale du corps noir en fonction de sa température absolue. Elle est obtenue par intégration de la loi de Planck sur tout le spectre, décrite par la relation suivante :

$$M^0(T) = \int_0^{\infty} \frac{2\pi C_1}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)} d\lambda = \sigma T^4 \quad \text{en (W/m}^2\text{)} \quad (\text{A.3})$$

avec $\sigma = \frac{2C_1\pi^5}{15C_2^4} = 5,6696 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$

La loi de Stefan-Boltzmann donne donc l'émissance des corps noirs, mais ne s'occupe pas de la répartition de l'énergie suivant les diverses longueurs d'onde.

A.4) Fraction d'énergie totale émise ou absorbée dans une bande de longueur d'onde donnée

Pour déterminer la fraction d'énergie totale absorbée dans une bande de longueur d'onde donnée, nous utilisons le rapport suivant :

$$F_{\lambda_1-\lambda_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{\lambda}^0(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} M_{\lambda}^0(\lambda) d\lambda} = \frac{1}{\sigma T^4} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi C_1}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)} d\lambda \quad (A.4)$$

Cette fraction est représentée figure A.2, par le rapport de l'aire grise à l'aire sous la courbe égale à σT^4 .

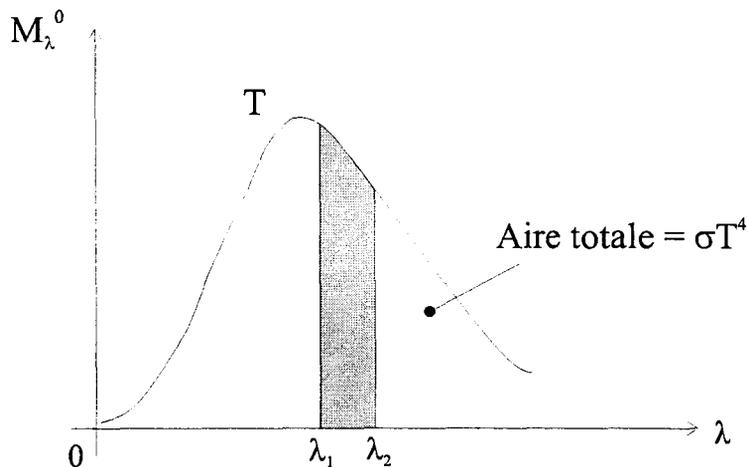


Figure A.2 : Energie émise ou absorbée dans la bande $[\lambda_1-\lambda_2]$

Différentes méthodes sont utilisées pour la résolution de l'intégrale, nous utiliserons la méthode par intégration numérique directe de l'équation (A.4) à l'aide du logiciel Mathématique.

A.5) Calcul de la bande spectrale où l'on a la quasi-totalité de la puissance I.R émise

A partir de l'équation (A.4), nous pouvons déterminer la fraction d'énergie émise dans la bande $[\lambda_1-\lambda_2]$ par le corps noir dans le spectre complet.

Il est donc intéressant de connaître l'étendue spectrale utile correspondant à la quasi-totalité de l'énergie émise par le corps noir à la température T.

En utilisant l'équation (A.4), on détermine l'étendue spectrale. On peut ainsi dire que la quasi-totalité (95,6%) de l'énergie du spectre est émise ou absorbée entre $[0,5\lambda_M - 5\lambda_M]$

ANNEXE B

Phénomènes de propagation du rayonnement infrarouge dans un milieu absorbant

Le coefficient de réflexion d'un milieu d'épaisseur supposée infinie est défini par la relation suivante [40, 41] :

$$r_{\infty} = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (\text{B1})$$

n étant l'indice de réfraction du milieu et k l'indice d'absorption.

A l'intérieur du même milieu, le flux de rayonnement I.R est transmis suivant le coefficient :

$$t_{\infty} = \frac{\phi(x+d)}{\phi(x)} = \exp(-K \cdot d) \quad (\text{B2})$$

K étant le coefficient d'absorption en (m^{-1}) tel que :

$$K = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (\text{B3})$$

λ étant la longueur d'onde du rayonnement infrarouge.

Pour une lame à faces parallèles d'épaisseur " d " éclairée en incidence normale (figure B1), les phénomènes sont beaucoup plus complexes puisqu'il faut prendre en compte les réflexions sur la face arrière de la lame. Dans ce cas il y a réflexions multiples avec atténuation du rayonnement à chaque traversée de la lame et le coefficient de réflexion s'écrit [40] :

$$R = r_{\infty} \frac{(1-t_{\infty})^2 + 4t_{\infty} \sin^2(\varphi)}{(1-t_{\infty}r_{\infty})^2 + 4t_{\infty}r_{\infty} \sin^2(\varphi + \psi)} \quad (\text{B4})$$

Ψ représente le déphasage à l'interface tel que :

$$\tan(\psi) = \frac{2k}{n^2 + k^2 - 1},$$

et $\varphi = \frac{2\pi n d}{\lambda}$ le déphasage dû au temps de propagation. De la même façon le coefficient de transmission s'écrit :

$$T = \frac{(1-r_{\infty})^2 \left(1 + \frac{k^2}{n^2}\right) \cdot t_{\infty}}{(1-r_{\infty}t_{\infty})^2 + 4t_{\infty}r_{\infty} \sin^2(\varphi + \psi)} \quad (\text{B5})$$

Dans le cas où le milieu est peu absorbant ($k \neq 0$) le coefficient de transmission s'exprime :

$$T_{(k=0)} = \frac{(1 - r_\infty)^2}{(1 - r_\infty)^2 + 4r_\infty \sin^2\left(\frac{2\pi n d}{\lambda}\right)} \quad (\text{B6})$$

qui est bien une fonction périodique du nombre d'onde $\omega = 1/\lambda$ représentée figure B2.

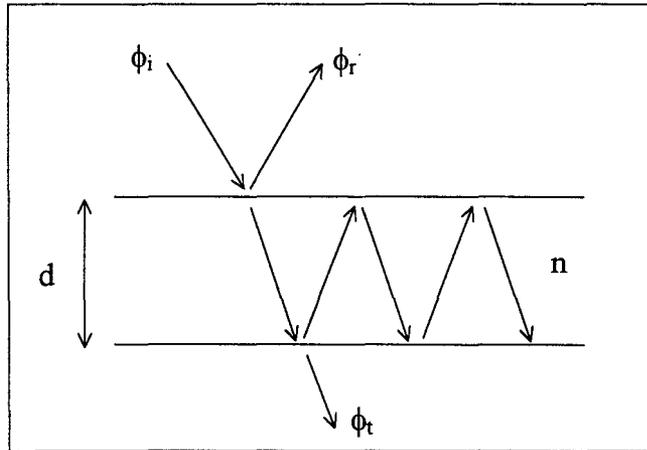


Figure B1 : Réflexions multiples sur une lame à faces parallèles

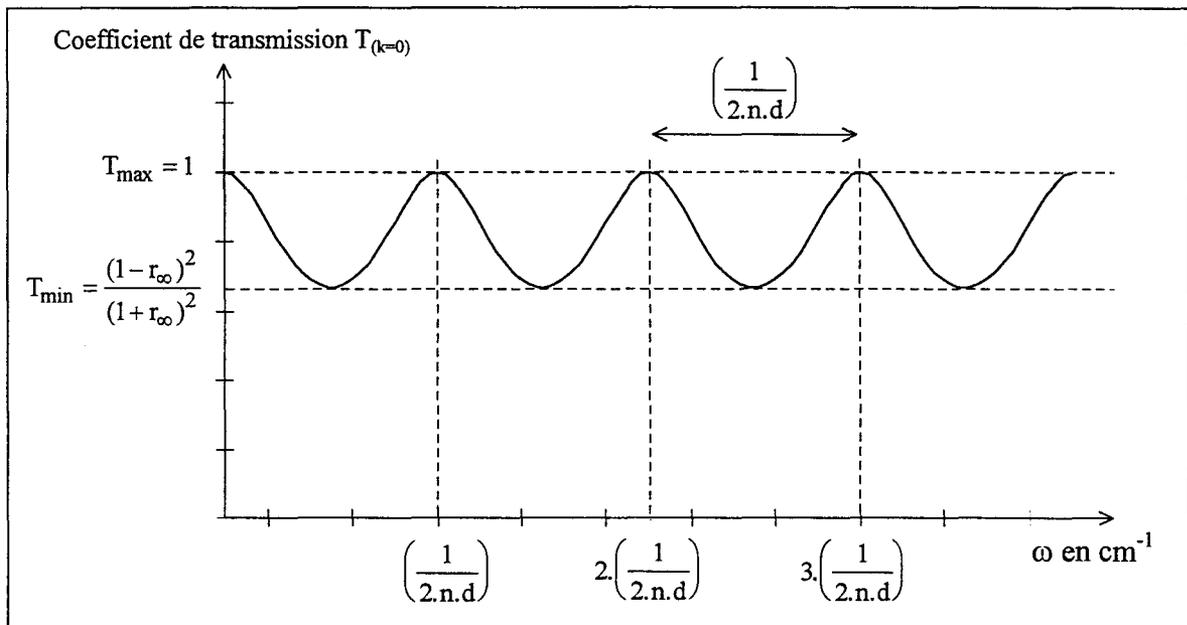


Figure B2 : Courbe de transmission dans le cas d'un milieu peu absorbant

avec $T_{\min} = \frac{(1 - r_\infty)^2}{(1 + r_\infty)^2}$ (B7)

Dans le cas d'une couche de Si_3N_4 d'indice de réfraction $n=2$, la périodicité en nombre d'onde ω pour des épaisseurs (d) de 1, 1.5 et $2\mu\text{m}$ doit être respectivement $\omega = 0.25$; 0.166 et 0.125. La bonne concordance avec les résultats de spectrométrie obtenus précédemment (figures III.15) où la périodicité mesurée est respectivement 0.25, 0.16 et 0.12, permet de vérifier l'exactitude de la valeur de l'indice de réfraction ($n=2$) utilisée dans les calculs.

En revanche, la valeur du minimum de transmission ($T_{\min}=0,64$ pour le Si_3N_4) n'est pas validée expérimentalement. En effet, ce calcul fait intervenir les coefficients de réflexion en mode semi infini (r_{∞}) et pour effectuer cette mesure de transmission la couche de Si_3N_4 était déposée sur un substrat de GaAs (figure B3).

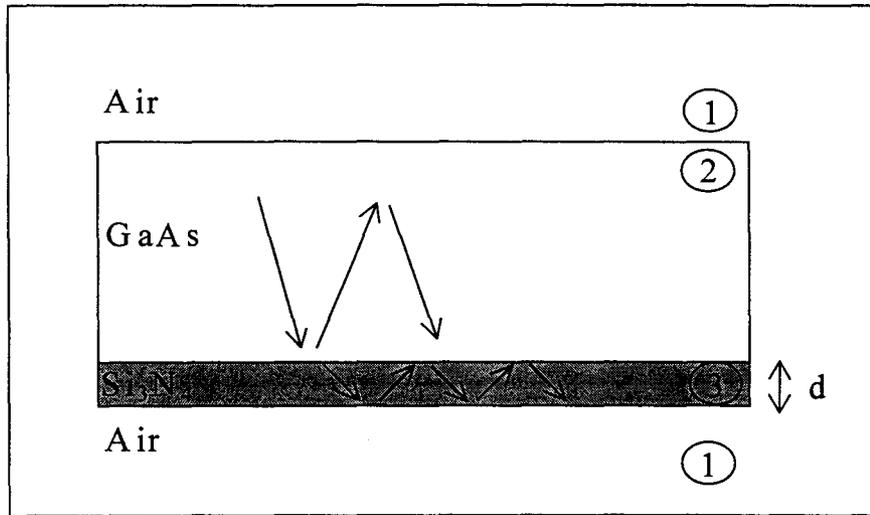


Figure B3 : Réflexions multiples aux interfaces Air/ Si_3N_4 et Si_3N_4 /GaAs

Les réflexions multiples ont lieu successivement sur l'interface Si_3N_4 /air ($r_{\infty} \neq 0,1$) puis sur l'interface Si_3N_4 /GaAs ($r_{\infty} \neq 0,3$). En conséquence, la relation B7 qui est valable uniquement pour une lame à faces parallèles ne peut être appliquée et il faudrait établir un modèle mathématique beaucoup plus complexe, ce qui sort du cadre de cette étude.

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude et la réalisation de microcapteurs radiatifs infrarouges à différentiel d'absorption. Un modèle analytique tenant compte de la distribution bidimensionnelle de la chaleur dans le substrat ainsi que dans les pistes thermoélectriques a été établi. Il se présente sous la forme de relations analytiques simples permettant de calculer la sensibilité, la détectivité ou le coefficient d'immunité à la convection. Ces relations introduites dans un calculateur donnent très facilement accès aux dimensions géométriques optimales de la structure d'un capteur dédié à une application.

Pour parvenir à ce résultat de façon précise, il fallait vérifier certaines valeurs numériques concernant les matériaux utilisés pour fabriquer les microcapteurs. Tout d'abord, mesurer le pouvoir thermoélectrique des couches métalliques minces obtenues au laboratoire. Ensuite, par une analyse des relevés spectrométriques, nous avons pu quantifier la puissance infrarouge absorbée par la surface active du capteur.

L'exploitation de l'ensemble de ces résultats a permis de développer des capteurs plus performants au niveau de la sensibilité. D'une part, la surface d'absorption du rayonnement par le substrat de verre a été augmentée ce qui a conduit à améliorer la sensibilité d'un facteur 1,8. D'autre part, un nouveau facteur 1,8 a pu être gagné par la mise en oeuvre de nouveaux matériaux déposés en couches minces (Bi/Sb) dont le pouvoir thermoélectrique est de $100 \mu\text{V}/\text{C}$.

Mots clés :

Thermoélectricité, Thermopile, Flux radiatif, Conduction thermique, Convection, Microcapteur.

Abstract :

This work deals with the study and realization of radiant microsensors working in the infrared spectrum and featuring the distributed differential absorption property. For several years our team concerned with microtechnologies in the IEMN, has been strongly involved in the development of a new family of thermal microsensors based on thermoelectric effects and resorting to a thin film technology fabrication.

A new analytical model accounting for the bidimensional thermal field pattern taking place into both the substrate and the thermoelectric conductors, is presented. The latter can be expressed as a set of quite straightforward analytical equations allowing us to obtain with a pocket calculator the following relevant quantities : sensitivity, detectivity, and a specific coefficient dealing with the sensor immunity against the convection mechanism. Indeed the same relationships implemented with a personal computer yield to optimizing the structure by way of choosing, its dimensionnal parameters according to a specified application. In order to achieve such precise results, we had to verify numerous theoretical and practical quantities related to the materials selected for the microsensors fabrication.

At first the thermoelectric power of the thin metallic layers that were deposited in the laboratory had to be measured and controled. Then spectrometric measurements allowed us to quantify precisely the amount of infrared power absorbed on the sensing area. As regards the sensitivity, enhanced sensors have been developped owing to the above mentionned modelling results. On the other hand by away of increasing the relative glass-clad area submitted to the I.R power, the sensitivity proved to be improved about two fold. Moreover quite the same factor was observed by implementing more effective materials (Bi/Sb) thin film deposited in the laboratory. Such materials proved to feature a thermoelectric power averaging $100 \mu\text{V}/\text{C}$.

