

90-20004892

50376
1997
213

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES
ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

par

Christophe MACHUT



CONTRIBUTION A L'ETUDE DES THERMOCOUPLES
PLAQUES. APPLICATION A L'AUTOCOMPENSATION
EN TEMPERATURE DE NOUVEAUX CAPTEURS

Soutenu le 11 Juillet 1997 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury	Mr	E.CONSTANT	Président de jury
	Mr	D.ESTEVE	Rapporteur
	Mr	B.DESMET	Rapporteur
	Mr	D.LECLERCQ	Directeur de thèse
	Mr	E.GAVIOT	Examineur
	Mme	P.GODTS	Examineur
	Mr	P.THERY	Examineur



A Béatrice,
à mes parents,
à ma famille.

AVANT-PROPOS

Ce travail a été effectué au Laboratoire Capteurs et Instrumentation de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur THERY de m'avoir accueilli dans ce laboratoire, de m'avoir confié le thème de cette recherche et d'avoir bien voulu me faire l'honneur de participer à mon jury.

Monsieur le Professeur CONSTANT de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse, je lui en suis particulièrement reconnaissant.

Monsieur le Professeur ESTEVE, directeur du Laboratoire d'Automatisme et d'Analyse des Systèmes de l'Université de Toulouse s'est intéressé à ce travail et a accepté d'en être rapporteur. Je l'en remercie et suis très honoré de sa participation à ce jury.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur DESMET, de l'Université de Valenciennes, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de juger mon travail et d'en rédiger un rapport.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur LECLERCQ. Ses conseils éclairés et son soutien permanent ont été déterminants pour l'aboutissement de ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour son aide efficace.

Je suis très reconnaissant à Monsieur GAVIOT pour son suivi, ses conseils et ses encouragements permanents. Je le remercie de faire partie de mon jury.

Madame GODTS, de l'équipe Microtechnologies de l'I.E.M.N., a bien voulu faire partie de mon jury, je l'en remercie vivement.

J'adresse mes remerciements à Monsieur VERBEKE pour l'aide qu'il m'a apportée sur le plan technique tout au long de ce travail ainsi qu'à Monsieur GÜTHS pour ses conseils avisés et son expérience des problèmes concernant la thermique. Je tiens aussi à remercier tous les membres du Laboratoire Capteurs et Instrumentation pour la formidable ambiance qui y règne.

Je remercie les membres du Laboratoire d'Artois de Mécanique et Habitat, tout particulièrement Monsieur STACHOWIAK avec qui j'ai effectué une partie de ce travail. Je tiens aussi à remercier mes amis du L.R.P.E. et tout particulièrement Frédéric.

Enfin, je remercie Monsieur DEHORTER qui a assuré avec soin la reproduction de ce mémoire.

SOMMAIRE

Introduction	14
Chapitre 1 - Les effets thermoélectriques dans les circuits à électrodes plaquées	18
1.1. Les effets thermoélectriques	20
1.1.1. L'effet Seebeck	20
1.1.2. L'effet Peltier	21
1.1.3. L'effet Thomson	22
1.2. Circuits à électrodes plaquées	23
1.2.1. Description	23
1.2.2. Pouvoir thermoélectrique équivalent	25
1.2.2.1. Pouvoir thermoélectrique dans une région homogène	25
1.2.2.2. Pouvoir thermoélectrique dans une région plaquée	26
1.2.3. Tension induite par effet Seebeck	29
1.2.4. Génération de puissance par effet Peltier	30
1.2.5. Influence de l'effet Thomson	34
1.3. Principe de fonctionnement des capteurs à effets thermoélectriques	34
1.3.1. Les capteurs sur support plan	35
1.3.1.1. Influence du support	35
1.3.1.2. Capteurs constitués d'une seule piste thermoélectrique	35
1.3.1.3. Capteurs constitués de deux pistes en influence thermique	36
1.3.1.4. Technologies mises en oeuvre	38
1.3.2. Capteurs suspendus	39
1.3.3. Etude critique des différents capteurs	40
1.3.4. Expression simplifiée du signal	42
Chapitre 2 - Dispositif de mesure	45
2.1. Fabrication et mise en oeuvre des capteurs	46
2.1.1. Capteurs plans	46

2.1.1.1.	Capteurs sur kapton	46
2.1.1.1.1.	Réalisation	46
2.1.1.1.2.	Positionnement du capteur	49
2.1.1.2.	Microcapteurs	50
2.1.2.	Capteurs filaires	50
2.1.2.1.	Fils à électrodes plaquées	50
2.1.2.1.1.	Estimation de l'épaisseur de dépôt par mesure de la résistance électrique	52
2.1.2.1.2.	Estimation de l'épaisseur de dépôt par mesure interférométrique	53
2.1.2.1.3.	Positionnement du capteur	57
2.1.2.2.	Fils soudés bout à bout	58
2.2.	Conditionneur de signal	59
2.2.1.	Mesure à courant nul	61
2.2.2.	Echantillonnage	65
2.2.3.	Mesure en courant alterné	67
2.2.4.	Limite du conditionneur	73
2.2.5.	Extension pour capteurs à structure bipiste	75
2.2.6.	Chronomètre associé	76
2.2.7.	Validation expérimentale du conditionneur	78
Chapitre 3 -	Dérive en température de la f.e.m. détectée	81
3.1.	Mise en évidence de la dérive en température	83
3.2.	Analyse de l'origine de la dérive du signal	85
3.2.1.	Dérive des pouvoirs thermoélectriques	87
3.2.2.	Dérive des conductivités électriques	88
3.2.3.	Dérive des conductivités thermiques	90
3.2.4.	Dérive de la conductivité thermique du milieu environnant	90
3.3.	Compensation de la dérive du signal	91
3.3.1.	Compensation naturelle	93

3.3.2.	Compensation électronique	94
3.4.	Recherche d'un couple compensable naturellement	95
3.4.1.	Couples à base de cuivre	96
3.4.1.1.	Constantan-cuivre	96
3.4.1.2.	Chromel-cuivre	98
3.4.2.	Couples à base de nickel	100
3.4.2.1.	Constantan-nickel	100
3.4.2.2.	Chromel-nickel	101
3.4.3.	Couples à base de fer	102
3.4.3.1.	Constantan-fer	102
3.4.3.2.	Chromel-fer	103
3.4.3.3.	Fer-cuivre	104
3.4.4.	Couple fer-nickel	105
3.5.	Fils soudés	106
3.6.	Etude détaillée du couple fer-nickel	107
3.6.1.	Mesure de la dérive	108
3.6.1.1.	Dérive dans l'huile silicone	108
3.6.1.2.	Dérive dans l'air	110
3.6.2.	Mesures réalisables avec un capteur fer-nickel- Principe de compensation	
3.6.2.1.	Mesure de conductivité thermique	111
3.6.2.2.	Mesure de vitesse d'un fluide	114
3.7	Solutions proposées	114
Chapitre 4 - Etude du fil thermoélectrique		117
4.1.	Modélisation	118
4.1.1.	Transferts de chaleur dans le capteur	119
4.1.1.1.	Rayonnement	119
4.1.1.2.	Conduction	120
4.1.1.3.	Convection	121
4.1.1.4.	Transferts de chaleur entre le fil et le milieu ambiant	121

4.1.1.4.1.	Champs de température créé par effet Joule	122
4.1.1.4.2.	Gradients de température générés par effet Peltier dans un circuit bimétallique	126
4.1.1.4.3.	Signal généré par effet Seebeck dans un circuit bimétallique	128
4.1.2.	Coefficient d'échange par convection	129
4.1.2.1.	Coefficient d'échange en convection libre	131
4.1.2.1.1.	Détermination théorique	131
4.1.2.1.2.	Détermination expérimentale	134
4.1.2.2.	Coefficient d'échange en convection forcée	137
4.1.2.3.	Coefficient d'échange en convection mixte	139
4.1.3.	Perturbation engendrée par le capteur	140
4.1.4.	Sensibilités des capteurs	143
4.1.4.1.	Approche monodimensionnelle	143
4.1.4.1.1.	Thermocouples bout à bout	144
4.1.4.1.1.1.	Sensibilité à la conductivité thermique du fluide environnant	146
4.1.4.1.1.2.	Sensibilité à la convection forcée	149
4.1.4.1.2.	Thermocouples plaqués	151
4.1.4.1.2.1.	Sensibilité à la conductivité thermique du fluide environnant	157
4.1.4.1.2.2.	Sensibilité à la convection forcée	161
4.1.4.2.	Influence des dimensions du fil	163
4.1.4.2.1.	Longueur du fil	163
4.1.4.2.2.	Diamètre du fil	164
4.1.4.3.	Validation de l'approche monodimensionnelle	166
4.1.4.3.1.	Champ de température sur la section du fil	166
4.1.4.3.2.	Dérivation du courant	167
4.1.5.	Bruit du capteur	168

4.1.6. Conclusion sur la modélisation	170
4.2. Résultats expérimentaux	171
4.2.1. Mesures réalisées avec un fil en forme de trame	171
4.2.2. Structure filaire à couplage thermique	177
4.2.3. Conclusion sur les résultats expérimentaux	178
Chapitre 5 - Etude des capteurs à deux pistes en influence thermique	179
5.1. Circuits à couplage thermique utilisés	181
5.1.1. Description	181
5.1.2. Importance de la paroi	184
5.1.3. Modèle du capteur suspendu	185
5.2. Application à différents domaines de mesure	188
5.2.1. Application à la mesure de conductivité thermique	188
5.2.2. Mélange de deux fluides	191
5.2.3. Mesure d'un niveau de liquide	193
5.2.4. Mesure de l'humidité spécifique de l'air	195
5.3. Mesure de débits gazeux	197
5.3.1. Résultats expérimentaux	197
5.3.2. Interprétations des résultats	200
5.3.3. Vérification des hypothèses précédentes	202
5.4. Comportement dynamique des capteurs	205
5.4.1. Etude de la réponse indicielle	205
5.4.1.1. Principe de la mesure	205
5.4.1.2. Résultats expérimentaux sur capteurs plans	208
5.4.2. Etude en régime harmonique	211
5.5. Conclusion	212
Conclusion	214
Liste des figures	217
Annexes	224
Bibliographie	258

NOMENCLATURE

a, a_i	Constante du pouvoir thermoélectrique (V/K)
a_1, a_2	Constante du pouvoir thermoélectrique 1 et 2 (support et plaquage) (V/K)
a_{eq}	Constante du pouvoir thermoélectrique équivalent (V/K)
A	Dérive en température du signal délivré par le capteur alimenté en courant (K^{-1})
b	Effusivité du système ($W.S^{1/2}.K^{-1}$)
b, b_i	Coefficient en température du pouvoir thermoélectrique (V/K^2)
b_1, b_2	Coefficient en température du pouvoir thermoélectrique 1 et 2 (V/K^2)
b_{eq}	Coefficient en température du pouvoir thermoélectrique équivalent (V/K^2)
B	Dérive en température de la résistance électrique du capteur (K^{-1})
B'	Dérive en température de la résistance électrique de résistance-capteur (K^{-1})
B''	Dérive en température du courant (compensation électronique) (K^{-1})
C_p	Chaleur massique à pression constante ($J/kg.°C$)
C(T)	Fonction de dérive caractéristique du capteur
D	Diamètre du fil (m)
d	dérive du signal délivré par le capteur alimenté en tension (K^{-1})
\vec{E}	Champ électrique tangentiel (V/m)
E	Tension d'alimentation du capteur (V)
e	Epaisseur du dépôt chimique ou électrolytique (m)
g	Accélération de pesanteur (m/s^2)
Gr	Nombre de Grashof
h	Coefficient d'échange par convection ($W/K.m^2$)
I	Courant injecté dans le capteur (A)
I_1, I_2	Courant traversant la piste et l'électrode plaquée (A)
\vec{j}	Vecteur densité de courant (A/m^2)
j_1, j_2	Densité de courant dans la piste et dans l'électrode plaquée (A)
k	Terme représentatif du couplage
K	Constante de proportionnalité entre ΔV et I (V/A)

K_C	Coefficient de température de $C(T)$ (K^{-1})
K_V	Constante de temps de la tension Seebeck (s^{-1})
K_ρ	Coefficient de température de la résistivité électrique (K^{-1})
K_λ	Coefficient de température de la conductivité thermique (K^{-1})
L	Longueur du circuit thermoélectrique (m)
L_p	Longueur du capteur plan (m)
l	Longueur d'une cellule (m)
l_1, l_2	Longueurs des régions 1 et 2 (m)
l_p, l_{np}	Longueurs des régions plaquées et non plaquées (m)
$M(T)$	Fonction de dérive due au milieu
N	Nombre de cellules constituant le capteur
\mathcal{Nu}	Nombre de Nusselt
P	Puissance dissipée dans le fil (W)
P_{Peltier}	Puissance générée par effet Peltier (W)
P_-, P_+	Puissances générées par effet Peltier aux points froids et aux points chauds (W)
P_{Thomson}	Puissance générée par effet Thomson (W)
P_C	Puissance dissipée par convection (W)
\mathcal{Pr}	Nombre de Prandtl
r	Rayon du fil thermoélectrique (m)
r_e	Résistance électrique linéique du capteur (Ω/m)
r_t	Résistance thermique linéique du capteur ($K/W.m$)
R	Résistance électrique du capteur (ou du fil témoin après déposition) (Ω)
R_c	Résistance électrique caractéristique (Ω)
R_p	Résistance électrique de la résistance variable (Ω)
R_{ini}	Résistance électrique initiale du fil avant déposition (Ω)
R_{th}	Résistance thermique entre sources de flux Peltier (K/W)
R_{thc}	Résistance thermique de couplage (K/W)
R_S	Résistance électrique en série avec le capteur (compensation électronique) (Ω)
R_0	Résistance électrique du capteur à 0°C (Ω)

R'_0	Résistance électrique (résistance-capteur) à 0°C (compensation naturelle) (Ω)
R''_0	Résistance électrique (résistance-capteur) à 0°C (compensation électronique) (Ω)
\mathcal{R}_a	Nombre de Rayleigh
\mathcal{R}_e	Nombre de Reynolds
$\mathcal{R}_p, \mathcal{R}_{np}$	Résistances thermiques des régions non plaquées et des régions plaquées (K/W)
S	Section totale du capteur au niveau des électrodes plaquées (m ²)
S_1, S_2	Section de la piste (fil) et du plaquage (m ²)
\bar{S}	Surface du capteur (m ²)
t	Temps (s)
T	Température absolue ou centésimale (K ou °C)
T_A, T_B, \dots	Température au point A, B... (°C)
T_M, T_0	Température moyenne du capteur (°C) et (K)
T_R	Température de référence (°C)
T_S	Température de surface du capteur (°C)
T_∞	Température du milieu ambiant (°C)
$\vec{\nabla}T$	Vecteur gradient tangentiel de température (K/m)
ΔT	Différence de température entre les jonctions (K)
$\Delta T_{\text{Peltier}}$	Différence de température induite par effet Peltier (K)
\mathcal{T}	Coefficient de Thomson (W/A.K)
u	Vitesse du fluide (m/s)
U	Différence de potentiels aux bornes du capteur (V)
V_{ref}	Tension de référence (V)
V_0	Tension Seebeck à l'instant de la coupure du courant (V)
V_i	Potentiel électrique au point i (V)
ΔV	Tension délivrée par le capteur (V)
$\Delta V_{\text{mesurée}}$	Tension mesurée si on ne réalise par la mesure à courant nul (V)
$\Delta V_{\text{parasite}}$	Tension parasite (V)
ΔV_{totale}	Tension mesurée par effet Seebeck en courant alterné (V)
$\Delta V_{\text{Seebeck}}$	Tension générée par effet Seebeck (V)

$\alpha_i, (\alpha_i)$	Pouvoir thermoélectrique (du matériau i) (V/K)
α_1, α_2	Pouvoir thermoélectrique du matériau 1 et 2 (support et plaquage) (V/K)
α_{eq}	Pouvoir thermoélectrique du matériau équivalent (zone plaquée) (V/K)
β	Coefficient d'expansion thermique (K^{-1})
γ	Constante de propagation le long du circuit ($W^{1/2}.m^{-3/2}$)
γ_p, γ_{np}	Constante de propagation le long des régions plaquées et non plaquées ($W^{1/2}.m^{-3/2}$)
η	Raison (de plaquage)
θ	Ecart de température entre le fil et le milieu ambiant (K)
λ	Conductivité thermique (W/m.K)
λ_{eq}	Conductivité thermique du matériau équivalent (zone plaquée) (W/m.K)
λ_0	Conductivité thermique à 0°C (W/m.K)
μ	Viscosité dynamique du fluide (kg/m.s)
ν	Viscosité cinématique du fluide (m^2/s)
ϕ	Valeur absolue du flux thermique généré par effet Peltier (W)
ϕ_i	Flux dans la section du fil au point i (W)
ϕ_1, ϕ_2	Flux générés dans les régions 1 et 2 (régions non plaquées et plaquées) (W)
$\phi_{parasite}$	Flux parasite (W)
ξ	Facteur d'amplification
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
ρ	Résistivité électrique ($\Omega.m$)
$\sigma_i, (\sigma_i)$	Conductivité électrique (du matériau i) (Ω^{-1}/m)
σ_1, σ_2	Conductivité électrique du matériau 1 et 2 (support et plaquage) (Ω^{-1}/m)
σ_{eq}	Conductivité électrique du matériau équivalent (zone plaquée) (Ω^{-1}/m)
τ_c	Constante de temps de la f.e.m. mesurée (s)

Introduction

INTRODUCTION

Les thermocouples sont des capteurs très appréciés dans le monde de la mesure car ils présentent les avantages d'être actifs, facilement réalisables et de plus, ils ne nécessitent pas d'étalonnage. La dénomination "thermocouple" est généralement associée à la notion de mesure de température à l'aide d'un couple bimétallique. Dans le cadre de ce travail nous montrons qu'il est possible d'utiliser des thermocouples non seulement pour mesurer une différence de température par effet Seebeck, mais également en source réversible de chaleur produite par effet Peltier au niveau des jonctions.

Ces concepts ont été mis en oeuvre pour étudier et fabriquer des capteurs thermiques destinés à mesurer des vitesses ou des débits de fluide. De tels systèmes de mesure ont déjà été réalisés en technologies traditionnelles ou en microtechnologies. Ils sont généralement constitués d'un élément de surface chauffé par effet Joule dont la température est mesurée par variation de résistance électrique ou à l'aide d'une thermopile réalisée par l'assemblage de plusieurs thermocouples en série.

Dans ces conditions, la température de la surface de mesure est fonction non seulement de la vitesse du fluide mais également de sa température. Pour extraire l'information vitesse ou débit, il faut mesurer par ailleurs la température du fluide et introduire cette grandeur dans le système de compensation. Cette méthode serait idéale si la mesure de température du fluide était confondue avec la surface de mesure de vitesse. En pratique ce n'est pas le cas, ce qui est cause d'erreur et de plus la présence du capteur de température perturbe l'écoulement du fluide.

Pour remédier à ces inconvénients, nous avons mis au point un nouveau type de capteur dont le corps d'épreuve, constitué d'un circuit thermoélectrique distribué, permet l'exploitation simultanée de trois phénomènes physiques. Il s'agit de l'effet Peltier qui permet de générer un champ de température périodique et réversible, de l'effet Seebeck qui délivre la f.e.m. de sortie du

capteur et de la variation de conductivité électrique de ce même circuit utilisée pour compenser les faibles dérives en température des coefficients thermoélectriques.

Une étude exhaustive portant sur un grand nombre de couples métalliques a été menée afin de déterminer la nature et la structure idéale d'un circuit thermoélectrique compensé en température. Ces recherches ont permis de mettre en évidence les potentialités des thermopiles filaires ou planaires constituées de thermocouples plaqués et montrent l'intérêt des paires constantan-fer et fer-nickel.

Ces résultats généraux sont exploitables pour réaliser des capteurs en technologie câblée (fils soudés par les extrémités), sous forme de circuits imprimés en utilisant des technologies de type laminé-collé associées à la galvanoplastie ou en technologie couches minces qui permet la réalisation de microthermocouples.

Les fils thermoélectriques ont été tendus de façon à former une trame débitométrique disposée en travers de la conduite canalisant le fluide. Les thermopiles planaires, qui permettent de fabriquer des circuits thermoélectriques couplés, ont été réalisées sur support polyimide afin de constituer des capteurs anémométriques ou catharométriques. Quelques microcapteurs en couches minces mis au point par l'équipe Microtechnologies de l' I.E.M.N ont également été mis à notre disposition.

La modélisation est particulière puisque les circuits thermoélectriques ont une longueur très grande comparée à leur épaisseur (rapport dimensionnel entre 100 et 1000) et de plus ils présentent une structure périodique. C'est pourquoi un modèle analytique a été mis au point pour les capteurs filaires dont certains points délicats ont été validés à l'aide d'un code de calcul 2D axisymétrique. Une approche de modélisation sur les capteurs planaires a également été effectuée mais la complexité des phénomènes physiques mis en jeu fait apparaître la nécessité d'une étude poussée en mode tridimensionnel.

Pour extraire le signal utile et effectuer la compensation en température, un conditionneur de signal utilisant des circuits analogiques et numériques a été développé. Il a permis d'évaluer les

performances de deux méthodes de mesure, une méthode classique de régime permanent ainsi qu'une méthode dynamique basée sur la variation du temps de réponse du capteur en fonction du milieu environnant. La réalisation des bancs de mesure anémométriques et débitmétriques, ainsi que la mise au point des protocoles de mesure destinés à la caractérisation des capteurs, a été très enrichissante puisqu'elle a été menée en collaboration avec le Laboratoire de Mécanique de l'Habitat de l'Université d'Artois ainsi qu'un laboratoire de l'Université de Florianapolis au Brésil.

Les résultats obtenus dans ce travail sont d'intérêt général et pourront être utilisés pour réaliser des capteurs thermoélectriques immunisés contre les effets de la température. Certains capteurs n'ont pu être réalisés à partir des technologies traditionnelles mais nous pensons que leur développement sera possible par la mise en oeuvre de technologies couches minces.

Chapitre 1

***Les effets thermoélectriques dans
les circuits à électrodes plaquées***

CHAPITRE 1

LES EFFETS THERMOELECTRIQUES DANS LES CIRCUITS A ELECTRODES PLAQUEES

INTRODUCTION

Le passage d'un courant électrique à travers un conducteur s'accompagne toujours de phénomènes thermiques. De façon plus générale, on rencontre simultanément, dans les conducteurs ou aux jonctions des conducteurs, des phénomènes thermiques et des phénomènes électriques.

Certains d'entre eux, tel l'effet Joule, ne dépendent pas du sens du passage du courant (il y a toujours dégagement de chaleur par effet Joule, mais jamais absorption).

Le XVIII^e siècle a représenté pour nos connaissances sur l'électricité une période de progrès très sensible. Vers 1790, les physiciens se préoccupent surtout de l'électricité animale, celle que produisent spontanément certains êtres vivants, tels la gymnote ou la torpille.

Luigi Galvani, médecin de Florence et professeur d'anatomie à l'Université de Bologne, a l'occasion d'attacher à un balcon de fer, par l'intermédiaire d'un fil de cuivre, les membres d'une grenouille récemment écorchée. A sa grande surprise, il remarque que ces membres se convulsent dès qu'ils leur advient d'être en contact avec le fer. Il a l'illusion de se trouver sur la bonne piste pour localiser l'électricité animale.

Pourtant, l'interprétation de Galvani est loin de satisfaire son compatriote Alessandro Volta, professeur à l'école de Pavie. Pour Volta, l'électricité galvanique ne se différencie pas de l'autre électricité et la grenouille n'a qu'un rôle tout fictif dans l'expérience du balcon. Dans son esprit, l'essentiel est que le circuit comporte deux métaux différents, condition évidemment remplie dans

l'expérience de Galvani. En 1800, Volta imagine un appareil qu'il dénomme "pile" parce qu'il empile, les uns sur les autres des disques de zinc et de cuivre que séparent des rondelles de drap imbibées d'eau acidulée.

1. LES EFFETS THERMOELECTRIQUES

1.1 L'EFFET SEEBECK

En 1822, Thomas John Seebeck décrit dans un mémoire à l'Académie des Sciences de Prusse, un phénomène de conversion d'une différence de température en une différence de potentiel électrique dans un circuit bimétallique dont les jonctions sont portées à des températures différentes, ce qui correspond au courant thermoélectrique s'établissant dans un circuit fermé.

Seebeck établit alors un classement de différents métaux et alliages en fonction de leur pouvoir thermoélectrique. En 1959, Hannay^[1] expliqua physiquement la nature du pouvoir thermoélectrique (chapitre 2.2.1.).

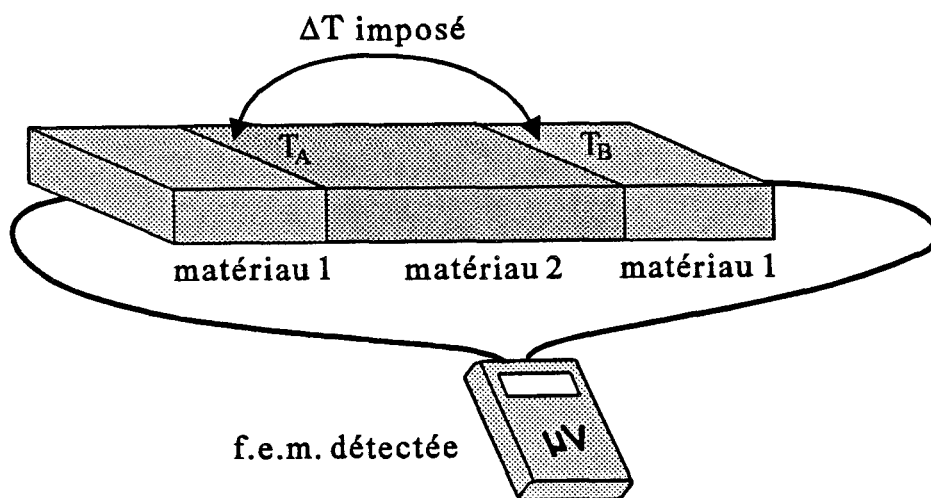


Figure 1 - Effet Seebeck

La force électromotrice générée de manière réversible entre les deux jonctions A et B est donnée par la relation suivante

$$\Delta V_{\text{Seebeck}} = (\alpha_1 - \alpha_2)(T_A - T_B) \quad (1)$$

où α_1 et α_2 sont les pouvoirs thermoélectriques respectifs des matériaux 1 et 2 (V/K).

T_A et T_B sont les températures des jonctions (K).

1.2.L'EFFET PELTIER

Vers 1834, Jean Charles Athanase Peltier, ayant pris en compte les travaux de Joseph Fourier et Georg Ohm sur les phénomènes thermiques et électriques, publie dans les Annales de Physique et Chimie un article sur les anomalies de température observées aux jonctions de conducteurs de natures différentes. Ses expériences seront confirmées quelques années plus tard par Heinrich Lenz et Antoine Becquerel.

L'effet Peltier, qui relie l'échange de chaleur provoqué à une jonction de deux conducteurs au passage d'un courant est l'effet réciproque de celui de Seebeck.

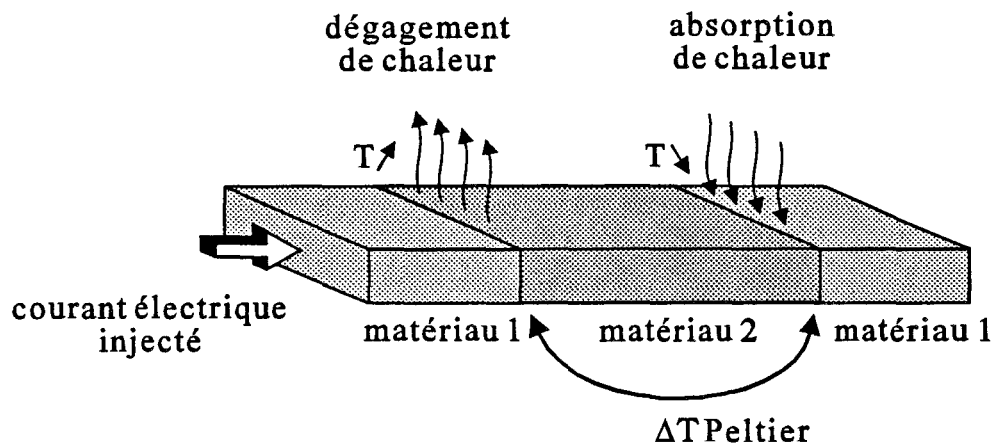


Figure 2 - Effet Peltier

La quantité de chaleur par unité de temps (puissance) dégagée ou absorbée de manière réversible au niveau de chaque jonction est donnée par la relation

$$P_{\text{Peltier}} = (\alpha_1 - \alpha_2)T.I \quad (2)$$

où T est la température moyenne de la jonction (K)

I est l'intensité du courant électrique traversant le circuit bimétallique (A)

$\Delta T_{\text{Peltier}}$ est la différence de température induite par effet Peltier entre les 2 jonctions

1.3.L'EFFET THOMSON

En 1854, Thomson, après avoir remarqué que l'énergie générée par effet Peltier était inférieure à la valeur théorique, introduit un troisième effet thermoélectrique: il s'agit d'un phénomène de production (ou d'absorption) d'énergie provoqué par le passage d'un courant électrique dans une portion de conducteur soumis à un gradient de température[2].

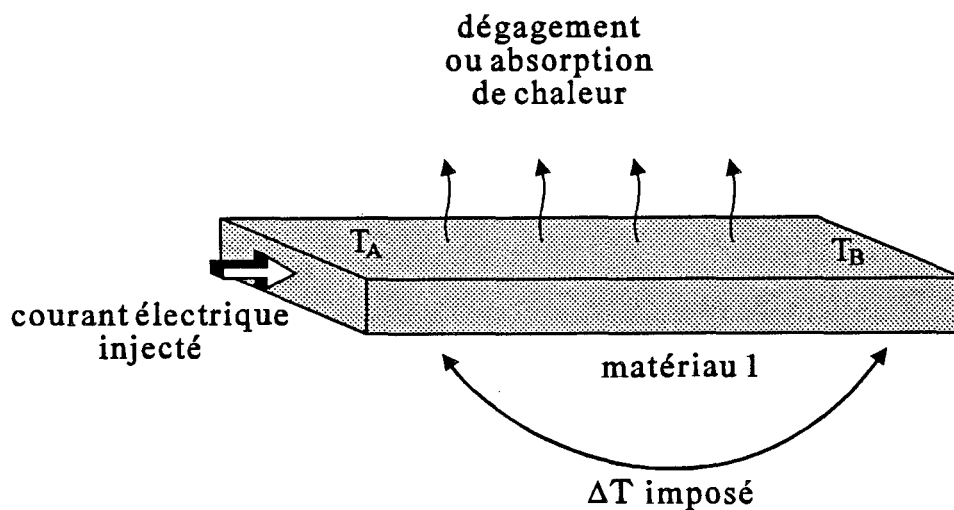


Figure 3 - Effet Thomson

La puissance de chaleur générée (ou absorbée) par effet Thomson s'exprime par la relation

$$P_{\text{Thomson}} = \mathcal{J} \cdot I \cdot (T_A - T_B) \quad (3)$$

où \mathcal{J} est le coefficient de Thomson (W/A.K)

I est l'intensité du courant électrique traversant le conducteur homogène (A)

$T_A - T_B$ est la différence de température à laquelle est soumis le conducteur homogène (K)

Il faut attendre 1857 pour avoir, avec Thomson, une vue d'ensemble convenable des trois effets thermoélectriques.

Le calcul des propriétés des circuits thermoélectriques a été, pour la première fois, effectué d'une manière satisfaisante par E. Altenkirch en 1909. Enfin, récemment, avec le développement des semi-conducteurs, pour lesquels les effets thermoélectriques sont importants, des applications autres que la mesure des températures par thermocouples sont apparues sous l'impulsion notamment de A.F. Ioffe^[3,4], telles que le refroidissement thermoélectrique.

2. CIRCUITS A ELECTRODES PLAQUEES

2.1. DESCRIPTION

Les phénomènes thermoélectriques nécessitent, du fait des faibles valeurs de f.e.m. générées, des dispositifs à grands nombres de jonctions, le signal résultant de la mise en série de plusieurs cellules étant la somme des signaux élémentaires délivrés. Du fait des problèmes technologiques posés par la réalisation de successions latérales de jonctions métalliques, la technologie d'électrodes plaquées a été utilisée^[5 à 8].

La réalisation des circuits à électrodes plaquées consiste donc à déposer sur une piste constituée d'un métal (ou alliage métallique) A des plots d'un métal B de conductivité électrique plus élevée.

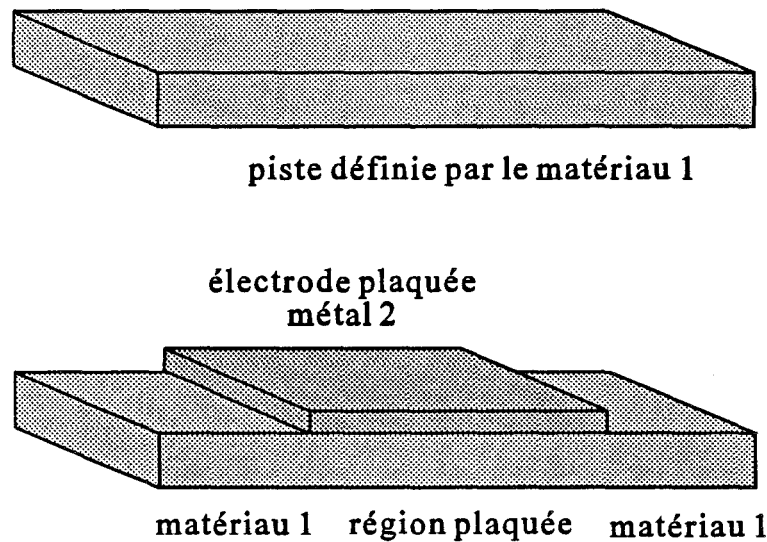


Figure 4 - Electrode plaquée

La thermopile plaquée peut alors être assimilée à une succession de jonctions métalliques entre un matériau 1 (matériau A) et un matériau 2 (association des matériaux A et B) pour lequel les caractéristiques électriques, thermiques et thermoélectriques doivent être définies comme des moyennes pondérées des caractéristiques propres aux matériaux A et B.

Cette technologie, qui consiste à déposer de faibles épaisseurs de métaux, permet d'obtenir des résistances thermiques importantes et ainsi de meilleurs niveaux de signal. De plus, certains matériaux mis en oeuvre, tel que l'or (utilisé en plaquage pour sa faible résistivité électrique) sont onéreux, une minimisation du plaquage entraîne des coûts de fabrication moins élevés. Un transfert est mené en microtechnologies où ces avantages sont encore plus marqués.

Ce principe ne convient cependant pas à tous les types de couples thermoélectriques utilisés dans le domaine de la thermométrie.

L'objectif principal de ce travail est d'obtenir un niveau de signal suffisant, afin de disposer d'une bonne sensibilité en fonction de la grandeur à mesurer. Pour cela il faut d'abord choisir un couple présentant une différence de pouvoir thermoélectrique satisfaisante tout en possédant un bon contraste de conductivités électriques, afin de forcer les lignes de courant à traverser les zones de contact des deux métaux. Ces phénomènes sont étudiés en détail dans la partie suivante.

2.2.POUVOIR THERMOELECTRIQUE EQUIVALENT

2.2.1. POUVOIR THERMOELECTRIQUE DANS UNE REGION HOMOGENE

Pour définir le pouvoir thermoélectrique en tout point d'un circuit, nous allons utiliser la définition de Hannay^[1] : "le pouvoir thermoélectrique d'un matériau est une mesure de la tendance des porteurs libres à se déplacer des régions chaudes vers les régions froides. Il résulte de ce déplacement l'apparition d'une différence de potentiel Seebeck d'amplitude suffisante pour annuler le courant électrique créé par le déplacement des charges dans le circuit."

La mesure de la f.e.m. induite par effet Seebeck permet d'accéder de manière expérimentale aux pouvoirs thermoélectriques relatifs aux conducteurs les uns par rapport aux autres. Il est cependant très difficile d'obtenir la valeur propre à chaque matériau.

Des mesures directes (à partir de la définition) ou indirectes, à partir de l'effet Hall ont cependant été faites. Elles permettent de constater que le plomb et l'étain présentent un pouvoir thermoélectrique nul, d'où l'intérêt d'une classification par rapport au plomb.

Lorsque les différences de température n'excèdent pas 200°C, le pouvoir thermoélectrique peut être ramené à une fonction linéaire^[9] de la température. On note généralement $\alpha(T)=a+b(T)$ avec T en °C.^[10 à 27]

	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)
constantan	38	0,089
cuivre	-2,7	-0,0079
fer	-17	0,0297
nickel	19	0,03
or	-2,9	-0,0093
platine	3	0,032

Tableau 1 - Pouvoirs thermoélectriques de quelques matériaux

Il est à noter que le pouvoir thermoélectrique dépend beaucoup de la pureté des matériaux.¹

2.2.2 POUVOIR THERMOELECTRIQUE DANS UNE REGION PLAQUEE

En chaque point de la thermopile, la loi d'Ohm se généralise en intégrant l'effet de la présence d'un gradient thermique sous la forme:

$$\vec{j} = \sigma_i \vec{\mathcal{E}} - \sigma_i \alpha_i \vec{\nabla} T \quad (4)$$

avec \vec{j} : vecteur densité de courant (A/m)

σ_i : conductivité électrique du matériau i (Ω^{-1}/m)

$\vec{\mathcal{E}}$: vecteur champ électrique tangentiel (V/m)

α_i : pouvoir thermoélectrique du matériau i (V/K)

$\vec{\nabla} T$: vecteur gradient de température tangentiel (K/m)

Dans le cas d'un matériau supposé monodimensionnel, le courant traversant la surface S s'écrit :

$$I = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{s} = S(\sigma_i \mathcal{E}_x - \sigma_i \alpha_i \nabla_x T) \quad (5)$$

Pour un circuit thermoélectrique ouvert, il y aura annulation de la densité de courant en tout point si:

$$\alpha_i = \frac{\mathcal{E}_x}{\nabla_x T} \quad (6)$$

¹ Une table plus complète des caractéristiques thermiques, thermoélectriques et électriques des matériaux est présentée en annexe.

Contrairement aux régions non plaquées dont le pouvoir thermoélectrique est connu, le pouvoir thermoélectrique équivalent des régions plaquées est fonction du rapport des épaisseurs des matériaux mis en jeu.

La quantité de courant pénétrant dans la zone plaquée peut être décomposée en un courant traversant la piste et un courant traversant l'électrode.

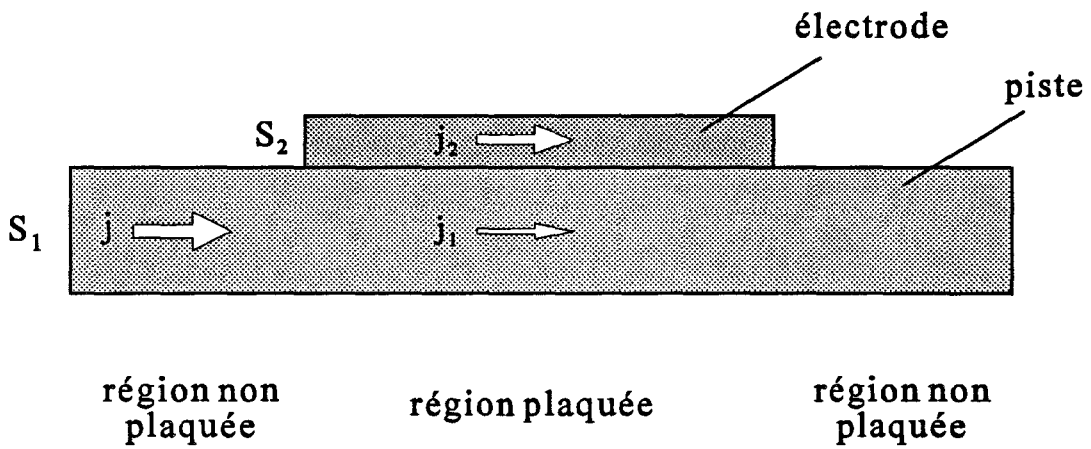


Figure 5 - Densités de courant dans la région plaquée

La relation (4) devient alors :

$$j_1 = \sigma_1 \mathcal{E} - \sigma_1 \alpha_1 \nabla T \quad \text{pour tout point de la piste} \quad (7a)$$

$$j_2 = \sigma_2 \mathcal{E} - \sigma_2 \alpha_2 \nabla T \quad \text{pour tout point de l'électrode} \quad (7b)$$

Le courant I traversant la région plaquée s'écrit alors:

$$I = \iint_{S_{eq}=S_1+S_2} j \cdot ds = \iint_{S_1} j_1 \cdot ds_1 + \iint_{S_2} j_2 \cdot ds_2 \quad (8)$$

Les relations (7a) et (7b) n'étant pas fonction des surfaces, le courant I s'écrit:

$$I = S_1 J_1 + S_2 J_2 = (\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2) \mathcal{E} - (\sigma_1 \alpha_1 S_1 + \sigma_2 \alpha_2 S_2) \nabla T \quad (9)$$

que l'on peut, pour ramener à la forme de la relation (4) écrire:

$$I = \sigma_{eq} S_{eq} \mathcal{E} - \sigma_{eq} \alpha_{eq} S_{eq} \nabla T \quad (10)$$

Dans ce cas, la section équivalente vue par le courant I est $S_{eq} = S_1 + S_2$. Il en découle

$$\sigma_{eq} S_{eq} = \sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2$$

soit

$$\sigma_{eq} = \frac{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2}{S_1 + S_2} \quad (11)$$

De même, la région plaquée présente un pouvoir thermoélectrique équivalent pondéré par les sections:

$$\sigma_{eq} \alpha_{eq} S_{eq} = \sigma_1 \alpha_1 S_1 + \sigma_2 \alpha_2 S_2$$

soit

$$\alpha_{eq} = \frac{\sigma_1 \alpha_1 S_1 + \sigma_2 \alpha_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2} \quad (12)$$

En reprenant la notation linéaire du pouvoir thermoélectrique en fonction de la température:

$$\alpha_{eq} = a_{eq} + b_{eq} T$$

avec

$$a_{eq} = \frac{a_1 \sigma_1 S_1 + a_2 \sigma_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2} \quad \text{et} \quad b_{eq} = \frac{b_1 \sigma_1 S_1 + b_2 \sigma_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2} \quad (13)$$

La différence de pouvoir thermoélectrique entre la zone plaquée et la zone non plaquée s'écrit alors:

$$\alpha_1 - \alpha_{eq} = (\alpha_1 - \alpha_2) \frac{\sigma_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2} \quad (14)$$

Cette relation permet de passer rapidement de la différence de pouvoir thermoélectrique dans le cas de jonctions métalliques à la différence de pouvoirs thermoélectriques dans le cas d'un circuit à électrodes plaquées.

2.3. TENSION INDUITE PAR EFFET SEEBECK

Les thermopiles classiques présentent un plan où sont regroupées les soudures chaudes et un plan où sont regroupées les soudures froides. Contrairement à celles-ci, les thermopiles planaires (où celles constituées d'un fil recouvert de plots métalliques), présentent les jonctions chaudes et froides situées dans un même plan.

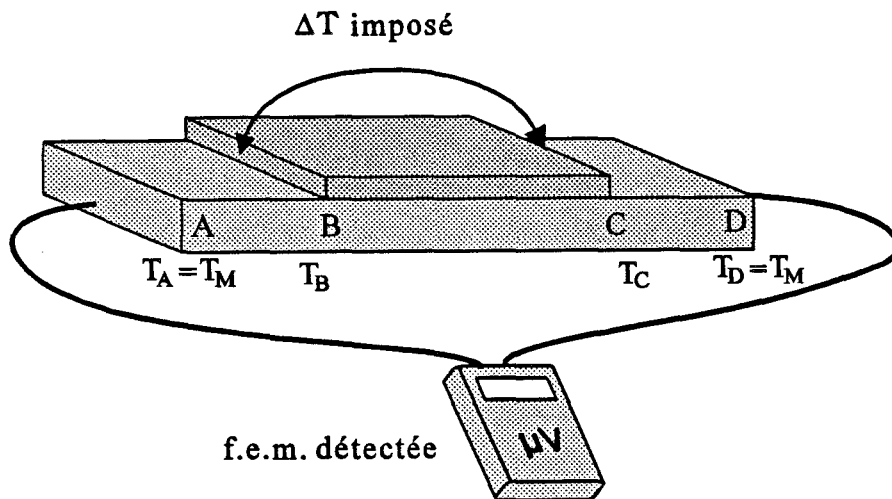


Figure 6 - Effet Seebeck dans un circuit à électrodes plaquées

Si on considère un gradient de température entre deux extrémités d'une électrode plaquée, on observe l'apparition d'un champ électrique de valeur:

$$\mathcal{E} = \alpha \frac{\partial T}{\partial x} \quad (15)$$

Ce champ induit une différence de potentiel aux bornes d'une cellule élémentaire:

$$\Delta V_{\text{Seebeck}} = V_A - V_D = (V_A - V_B) + (V_B - V_C) + (V_C - V_D)$$

$$\Delta V_{\text{Seebeck}} = \int_A^B \alpha_1 \cdot dT + \int_B^C \alpha_2 \cdot dT + \int_C^D \alpha_3 \cdot dT \quad (16)$$

avec $\alpha_1 = a_1 + b_1 T$ et $\alpha_{\text{eq}} = a_{\text{eq}} + b_{\text{eq}} T$ et en considérant que $T_A = T_D$:

$$\Delta V_{\text{Seebeck}} = \left[a_1 + \frac{b_1}{2}(T_B + T_C) - a_{\text{eq}} - \frac{b_{\text{eq}}}{2}(T_B + T_C) \right] (T_B - T_C) \quad (17)$$

En posant $\frac{T_B + T_C}{2} = T_M$, moyenne des températures présentées par les extrémités des électrodes,

$$\Delta V_{\text{Seebeck}} = [\alpha_1(T_M) - \alpha_{\text{eq}}(T_M)](T_B - T_C) \quad (18)$$

2.4. GENERATION DE PUISSANCE PAR EFFET PELTIER

Pour générer des échanges thermiques par effet Peltier dans un circuit à électrodes plaquées, il suffit de forcer le courant électrique injecté à traverser la frontière séparant les deux matériaux. Plus la différence de conductivité électrique est grande, plus la proportion de courant dérivé est importante et plus les énergies dégagées et absorbées sont grandes.

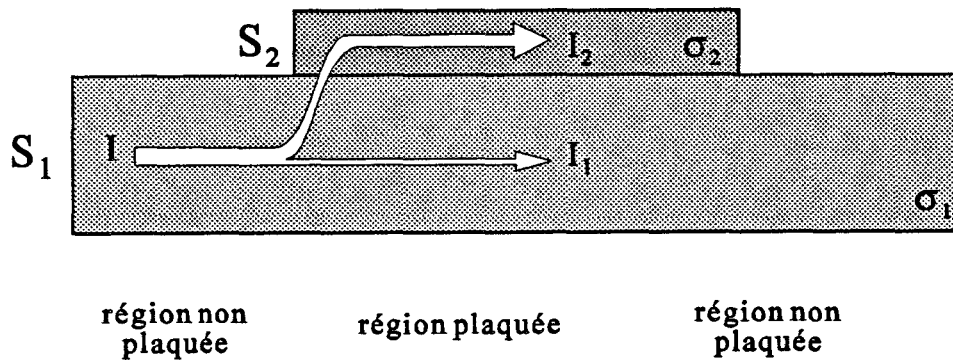


Figure 7 - Courant dérivé dans l'électrode plaquée

Traditionnellement, le couple thermoélectrique utilisé est le couple cuivre-constantan. Ce couple a été choisi car le cuivre peut être déposé par voie chimique ou électrolytique ainsi que pour sa différence de pouvoirs thermoélectriques intéressante. De plus, ce couple est très bien adapté à la technologie électrodes plaquées car il possède un bon contraste de conductivités électriques:

$$\sigma_{\text{cu}} = 59,1 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$$

$$\sigma_{\text{cn}} = 1,9 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$$

La quantité de courant qui participe aux effets thermoélectriques est fonction des conductivités électriques et des sections présentées par ces matériaux.

$$I_2 = I \frac{\sigma_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2} \quad (19)$$

Dans le cas d'une piste de constantan de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur recouverte d'un plot de cuivre de $4 \mu\text{m}$ d'épaisseur la proportion de courant dérivé est de l'ordre de 83%, pour une différence de pouvoir thermoélectrique de $32 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ (soit 80% de la valeur nominale).

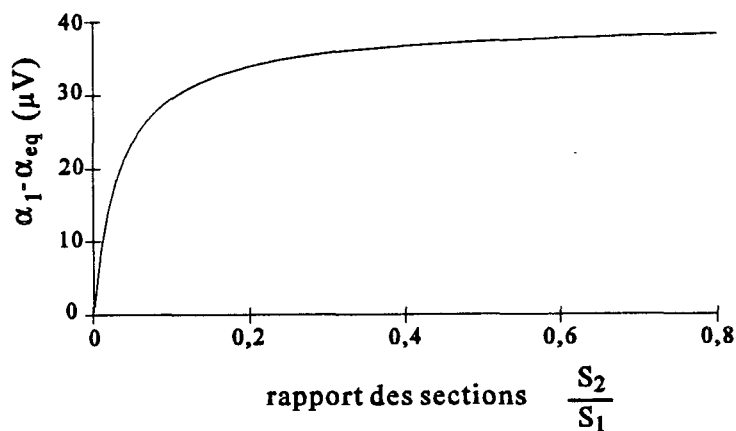


Figure 8 - Différence de pouvoirs thermoélectriques

Une étude du problème par résolution de l'équation de Laplace[28] a permis de mettre en évidence la concentration des lignes de courant dans une zone longue de 50 μm après le commencement de l'électrode plaquée. Cette zone peut être considérée relativement faible vis à vis des longueur de plaquage (supérieures au mm en couches épaisses). Les effets induits par le courant peuvent alors être considérés comme ponctuels.

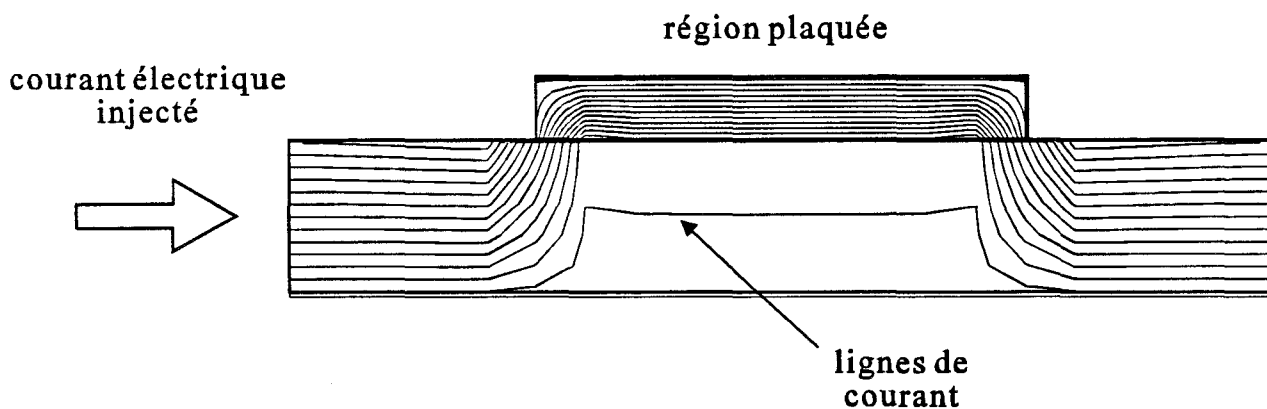


Figure 9 - Lignes de courant pour une piste de constantan de 25 μm recouvert d'une électrode de cuivre de 4 μm

Les lignes de courant étant concentrées dans une zone relativement petite par rapport à la longueur des cellules, la température de cette zone peut être considérée homogène.

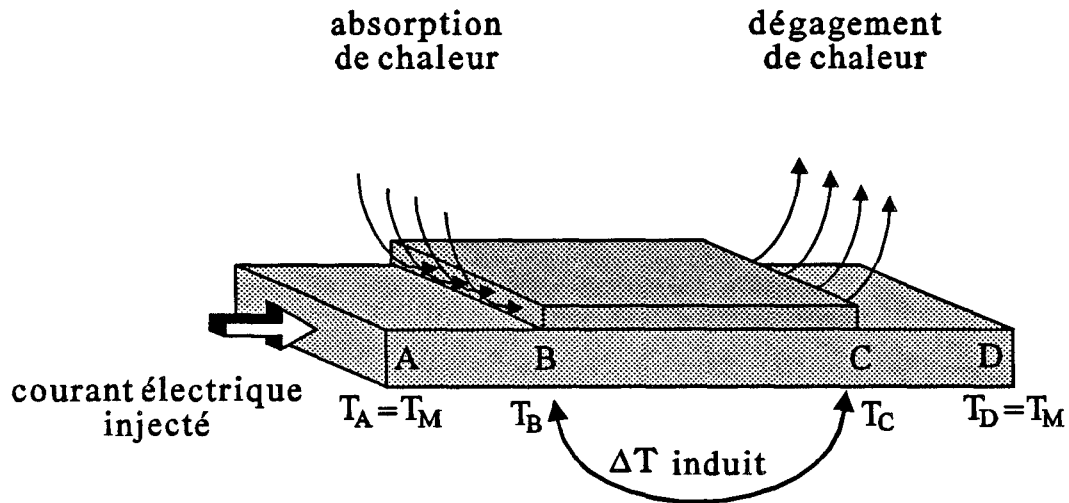


Figure 10 - Effet Peltier dans un circuit à électrodes plaquées

Lorsqu'un courant traverse la frontière constantan-cuivre, on observe une absorption d'énergie par effet Peltier, et lors du passage du courant dans le sens cuivre-constantan, un dégagement d'énergie.

En notant P_- et P_+ les puissances absorbées et émises:

$$P_- = [\alpha_2(T_B) - \alpha_1(T_B)](T_B + 273,15)I_2 \quad (20a)$$

$$P_+ = [\alpha_1(T_C) - \alpha_2(T_C)](T_C + 273,15)I_2 \quad (20b)$$

On voit ici apparaître une différence entre les valeurs absolues des puissances émise et absorbée effet Peltier. Cette différence est liée au fait que l'énergie absorbée au niveau d'une jonction a pour effet de diminuer la température de cette jonction, tandis que l'énergie dégagée au niveau de l'autre jonction augmente sa température.

La température intervient directement (par l'intermédiaire de sa valeur absolue) et indirectement (les valeurs des pouvoirs thermoélectriques varient avec la température) dans les énergies mises en jeu. Le gradient thermique entre les jonctions est faible au regard de la température moyenne de l'ensemble. De plus les variations de pouvoirs thermoélectriques sont très faibles dans ce cas, c'est pourquoi les puissances émises et absorbées sont considérées égales.

2.5. INFLUENCE DE L'EFFET THOMSON

Pour obtenir le dégagement d'énergie par effet Peltier, le passage d'un courant dans le circuit est nécessaire, et il y a simultanément création d'un gradient de température. Dans ces conditions, l'effet Thomson est réparti sur les surfaces soumises aux gradients de température.

Il faut cependant préciser que dans les circuits de mesure que nous considérerons, basés sur l'exploitation des effets Peltier et Seebeck, les effets parasites provenant d'éventuels échanges calorifiques Thomson seront toujours négligeables par rapport à l'effet Joule^[28]. Pour cette raison, l'effet Thomson ne sera pas pris en compte dans la suite de cette étude.

3. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES CAPTEURS A EFFETS THERMOELECTRIQUES

Les capteurs à effets thermoélectriques étudiés dans ce travail font partie de la famille des capteurs passifs^[29]. La grandeur à mesurer, ou mesurande, ne donne pas lieu à une conversion d'énergie directement exploitable (comme en thermométrie ou en fluxmétrie où le gradient thermique est converti en une différence de potentiel électrique par effet Seebeck).

Une source de courant alimente le capteur. Le passage du courant crée par effet Peltier aux frontières de chaque électrode plaquée une différence de température ΔT qui est fonction de la résistance thermique totale présentée par le capteur et le milieu ambiant. Cette résistance thermique R_{th} est dépendante du mesurande par l'intermédiaire du coefficient d'échange thermique (par convection libre si le mesurande est la conductivité thermique du fluide et par convection forcée si le mesurande est la vitesse du fluide).

Une variation du mesurande entraîne alors une modification de la différence de température ΔT qui est rendue accessible à la mesure par effet Seebeck qui convertit cette différence de température en force électromotrice^[30].

Afin d'explorer plusieurs domaines d'application mettant en oeuvre la mesure par effet Peltier et Seebeck, nous avons développé plusieurs sortes de capteur de types filaire ou planaire.

3.1. LES CAPTEURS SUR SUPPORT PLAN

3.1.1. INFLUENCE DU SUPPORT

Les premiers capteurs à effets Peltier et Seebeck ont été réalisés sur de fines feuilles de kapton (épaisseur: 25 μm). Le kapton a été choisi en raison de sa faible conductivité thermique vis à vis de celles présentées par les métaux (0,156 W/mK), ainsi que de la possibilité de se procurer facilement des fines feuilles déjà recouvertes de constantan.

Le kapton va ainsi jouer le rôle de support pour une bonne tenue mécanique du capteur, ce qui permet ainsi de réduire les épaisseurs respectives de métaux mis en jeu (Il existe des feuilles de kapton recouvertes de 5 μm de constantan). Dans la plupart des configurations, la perturbation engendrée par le support sera minimale pour une épaisseur de la feuille de kapton la plus faible possible.

3.1.2. CAPTEURS CONSTITUES D'UNE SEULE PISTE THERMOELECTRIQUE

Le développement d'un capteur sur un support permet d'augmenter considérablement la longueur de la piste et ainsi d'accroître la surface active du capteur.

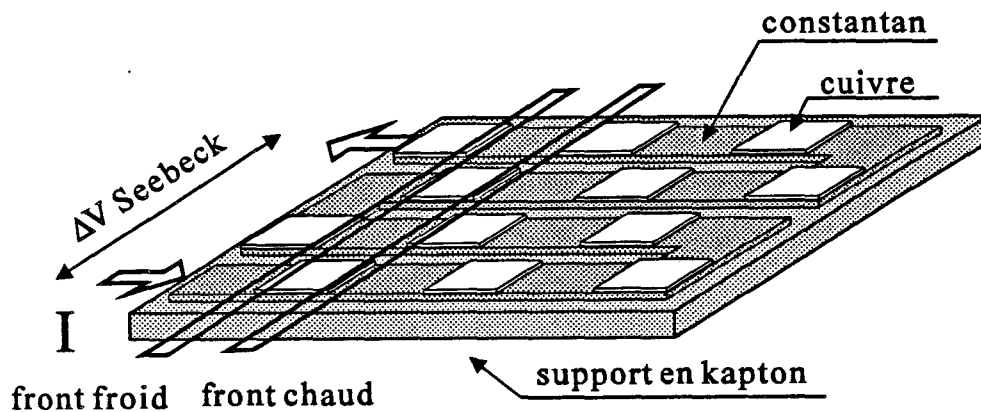


Figure 11 - Capteur monopiste

La piste se présente alors sous la forme d'un serpent. Les électrodes plaquées peuvent être déposées de manière à venir créer des fronts chauds et des fronts froids parallèles. L'importance de la surface du capteur implique alors une mesure intégrée, comme celle d'un débit ou d'une conductivité thermique.

Ce capteur nécessite une électronique associée qui permet de dissocier dans le temps la f.e.m. d'origine thermoélectrique induite par le passage du courant de la chute ohmique ($R \cdot I$).

3.1.3. CAPTEURS CONSTITUES DE DEUX PISTES EN INFLUENCE THERMIQUE

Dans un souci de simplifier le traitement du signal, une deuxième méthode de mesure a été développée. Elle consiste à dissocier les effets thermoélectriques non plus dans le temps, mais dans l'espace.

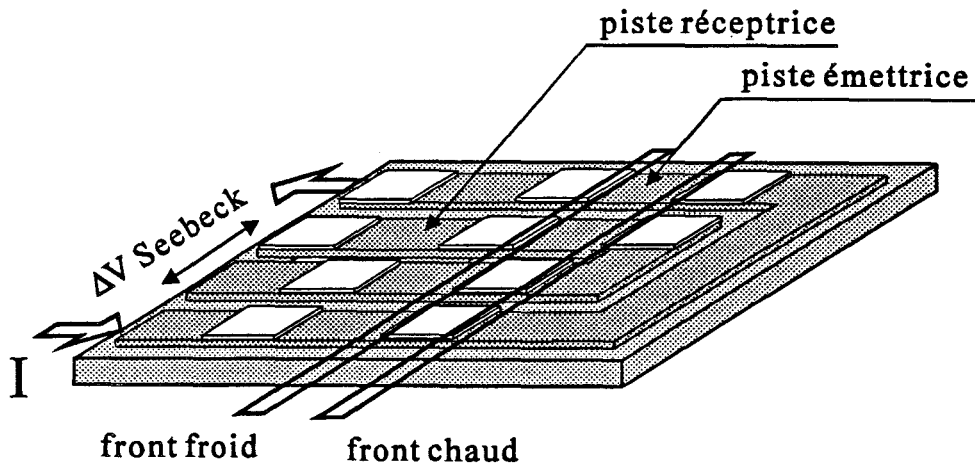


Figure 12 - Capteur à pistes couplées

Un courant est injecté dans une piste. Le gradient thermique induit par effet Peltier se propage perpendiculairement à la piste via le substrat et le milieu ambiant. La deuxième piste, qui joue le rôle de récepteur, voit le gradient thermique transmis converti en une f.e.m. par effet Seebeck

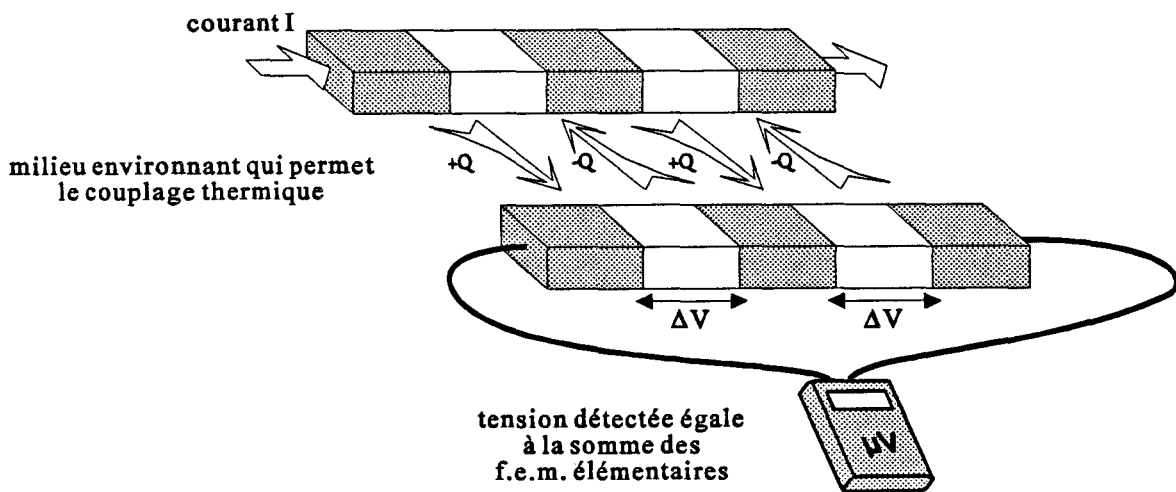


Figure 13 - Couplage thermique entre deux pistes

Le gradient thermique converti est alors plus difficile à exprimer. Il est fonction d'une composante longitudinale caractérisant la résistance thermique entre les sources de flux et d'une composante latérale caractérisant la transmission de la piste émettrice vers la piste réceptrice, ces deux composantes étant fonction de la conductivité thermique du milieu ambiant.

Ce type de capteur a déjà été appliqué à la débitmètrie^[31], et des résultats expérimentaux seront présentés dans la suite de ce travail.

3.1.4. TECHNOLOGIES MISES EN OEUVRE

Les circuits thermoélectriques étudiés dans ce travail ont été réalisés à l'aide de deux technologies différentes. La première fait appel à une méthode de fabrication bien maîtrisée par le laboratoire, basée sur la galvanoplastie et la photo lithographie des laminés métalliques. C'est ce procédé qui est utilisé depuis de nombreuses années pour réaliser les fluxmètres thermiques qui représentent également une part importante des activités du laboratoire.

Depuis 1993, des capteurs en technologie couches minces sont développés à l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord parallèlement à la réalisation traditionnelle. L'avantage prépondérant de ce procédé est la miniaturisation qui permet de multiplier le nombre de thermocouples plaqués dans le but d'augmenter la sensibilité du capteur.

La réalisation en couches minces débouche cependant sur des limitations:

- les couches déposées sont de l'ordre de quelques milliers d'Angström, ce qui implique des résistances électriques importantes et rend la mesure sur capteur à piste unique très délicate à mettre en oeuvre², c'est pourquoi la structure à pistes couplées sera la seule qui sera étudiée dans ce travail.

- les supports traditionnellement utilisés en microtechnologie présentent des conductivités thermiques relativement élevées en comparaison du kapton, ce qui limite considérablement l'amplitude des gradients de température induits par effet Peltier.

² voir limitations de l'électronique au chapitre 2

	λ (W/mK)
AsGa	55
Alumine	35 à 40
Verre	1

Tableau 2 - Conductivités thermiques de quelques supports

Une première amélioration a été apportée: elle consiste à graver des cavités sous les jonctions chaudes du capteur[32].

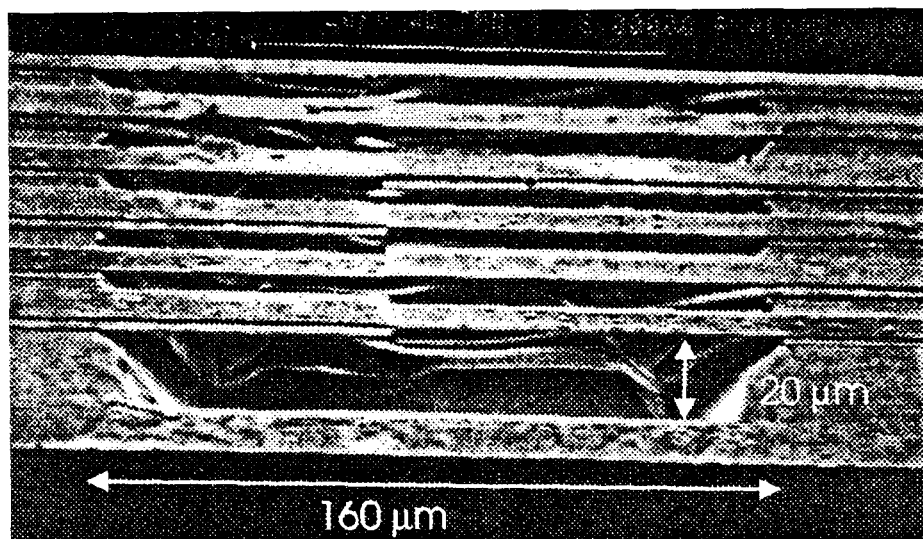


Figure 14 - Capteur réalisé en couches minces

Les ponts ainsi constitués permettent une meilleure isolation des sources de flux Peltier vis à vis du substrat. La structure ainsi réalisée reste cependant fragile. Une autre série de capteur réalisée sur une membrane de conductivité thermique plus appropriée fera l'objet d'un autre travail de thèse.

3.2. LES CAPTEURS SUSPENDUS

Des capteurs sans support ont été réalisés notamment en forme de rubans[28] pour des mesures de débit. Ces rubans ont fait place depuis quelques années aux fils qui ont amené une meilleure tenue

mécanique et un niveau de signal plus important du fait des très faibles épaisseurs de métaux mis en oeuvre.

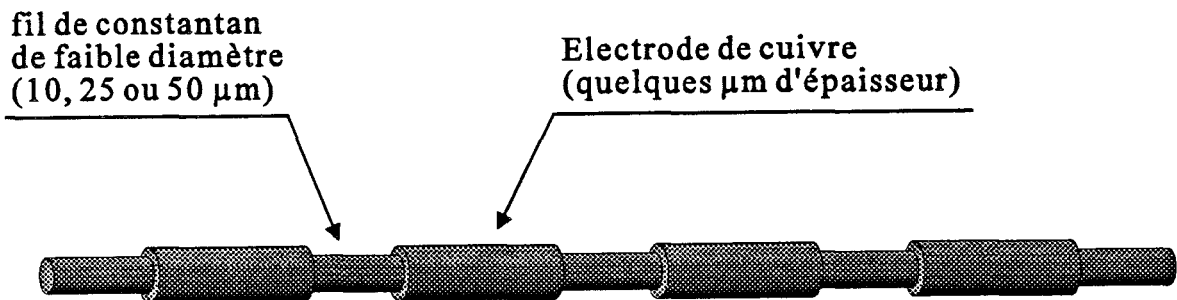


Figure 15 - Capteur à effet Peltier réalisé sur un fil de constantan

La base du capteur est constituée d'un fil de constantan (10, 25 ou 50 μm de diamètre) sur lequel on vient déposer par voie chimique ou électrolytique des électrodes de cuivre, d'or ou d'argent. Le capteur est tendu entre deux tiges et est présenté face à l'écoulement du fluide. Ces capteurs ont donné de bons résultats pour la mesure des faibles vitesses.

L'absence de support implique des structures monopistes. En effet, la réalisation de fils semblables (longueurs de plaquages identiques) disposés parallèlement à très faible distance (environ 1 mm) pose d'importants problèmes de réalisation. De plus, les capteurs ainsi réalisés présenteraient une dispersion très importante de leurs caractéristiques.

3.3 ETUDE CRITIQUE DES DIFFERENTS TYPES DE CAPTEURS

En pratique, le choix du type de capteur le plus approprié pour effectuer une mesure est souvent le résultat d'un compromis entre différents avantages et inconvénients. L'adéquation entre les différents capteurs réalisés et les mesures possibles est synthétisé dans le tableau suivant.

CAPTEURS SUR SUPPORT	FILS
<ul style="list-style-type: none"> ⊖ Le capteur doit être placé sur la paroi parallèlement à l'écoulement, d'où la nécessité de connaître la nature de l'écoulement ⊕ Bonne surface d'intégration Facilité de manipulation (montage, démontage) Reproductibilité <p style="text-align: center;">PISTE UNIQUE</p> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px;"> <ul style="list-style-type: none"> ⊖ Le kapton absorbe l'humidité, ce qui affecte le comportement dans le temps </div>	<ul style="list-style-type: none"> ⊖ En débitmétrie, le capteur doit être prévu en fonction de la conduite Mauvaise reproductibilité ⊕ Possibilité de réaliser une mesure Réalisation de toile permettant une bonne surface d'intégration perpendiculairement à l'écoulement <p style="text-align: center;">Le support ne vient pas atténuer la valeur des gradients thermiques</p>
PISTES COUPLEES	
<ul style="list-style-type: none"> ⊖ Evolution inverse des composantes latérale et longitudinale en fonction de la conductivité thermique du fluide ⊕ Conditionneur de signal associé <p style="text-align: center;">SUR KAPTON</p> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px;"> <ul style="list-style-type: none"> ⊖ Problèmes d'absorption du kapton ⊕ Conductivité thermique du support </div>	<p style="text-align: center;">MICROCAPTEUR</p> <ul style="list-style-type: none"> ⊖ Conductivité thermique élevée du support inadaptée à la débitmétrie gazeuse La résistance électrique élevée du capteur entraîne une grande ⊕ Possibilité d'obtention d'une grande sensibilité avec ponts ou membranes Conductivité thermique du support adaptée à la débitmétrie liquide

Tableau 3 - Avantages et inconvénients des capteurs à effet Peltier et Seebeck

Les capteurs filaires et les microcapteurs à structure suspendue présentent de nets avantages en débitmétrie gazeuse. Un capteur générique de type filaire sera plus spécialement étudié. Des compléments et des résultats pratiques sur les circuits à couplage thermique seront cependant donnés tout au long de cette étude.

3.4. EXPRESSION SIMPLIFIEE DU SIGNAL DELIVRE

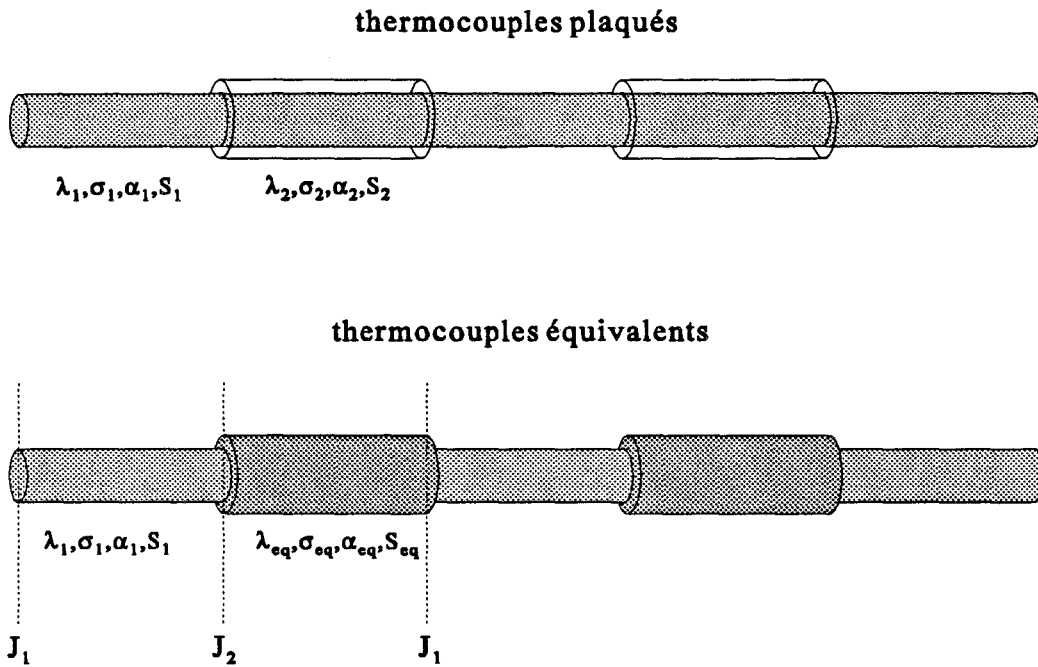


Figure 16 - Thermocouples équivalents aux thermocouples plaqués

Le capteur filaire est composé de plusieurs cellules identiques dont toutes les f.e.m. induites s'ajoutent pour donner le signal délivré par le capteur.

Chaque thermocouple plaqué peut être considéré comme une jonction thermocouple réelle dans laquelle la région plaquée est assimilable à une zone homogène de conductivité thermique λ_{eq} et de pouvoir thermoélectrique α_{eq} .

Le passage du courant crée, par effet Peltier, l'apparition de sources de chaleur que l'on peut considérer dans un premier temps localisées aux jonctions virtuelles (J_1, J_2) du matériau constituant le fil et du matériau équivalent.

$$P_- = (\alpha_{eq} - \alpha_1) T_0 I \quad (21a)$$

$$P_+ = (\alpha_1 - \alpha_{eq}) T_0 I \quad (21b)$$

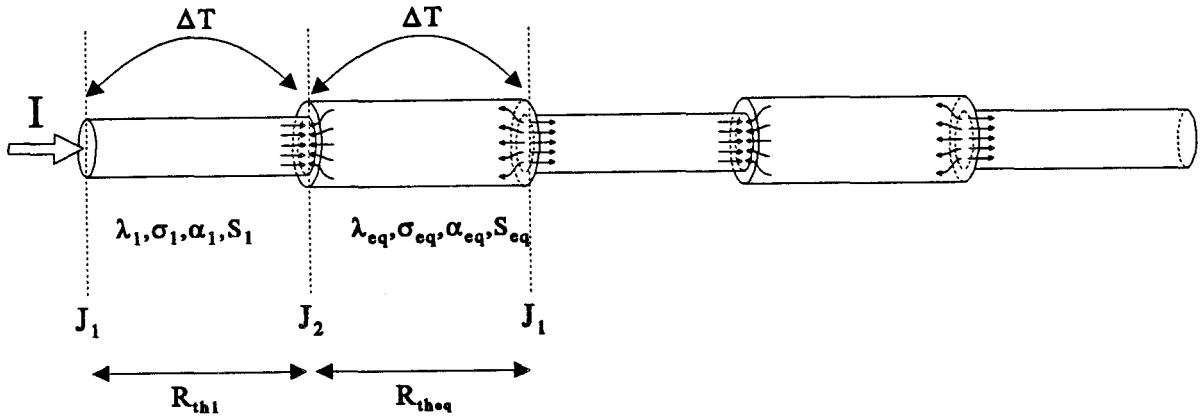


Figure 17 - Lignes de flux Peltier aux interfaces

En considérant les flux également répartis sur toute la surface de contact des deux matériaux, on peut écrire:

$$\Delta T_{\text{Peltier}} = 2R_{\text{th}}\phi_{\text{Peltier}} \quad (22)$$

avec ϕ_{Peltier} , le flux thermique de la puissance générée par effet Peltier ($|P_-| = |P_+|$) et R_{th} la mise en parallèle des résistances thermiques R_{th1} et $R_{\text{th+q}}$ présentées par les matériaux 1 et eq (Cette résistance thermique apparente prend en compte les échanges conductifs et les échanges convectifs).

Il apparaît par effet Seebeck, aux extrémités de chaque cellule, une tension de la forme:

$$\Delta V_{\text{Seebeck}} = (\alpha_1 - \alpha_{\text{eq}})\Delta T_{\text{Peltier}}$$

$$\text{soit } \Delta V_{\text{Seebeck}} = 2(\alpha_1 - \alpha_{\text{eq}})^2 R_{\text{th}} T_0 I \quad (23)$$

Les f.e.m. élémentaires induites aux extrémités de chacune des N cellules s'ajoutent pour donner le signal aux bornes du capteurs

$$\Delta V = 2N(\alpha_1 - \alpha_{eq})^2 \left(\frac{\sigma_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2} \right)^2 R_{th} T_0 I \quad (24)$$

Ce sont les variations de R_{th} , dues à l'influence du coefficient d'échange par convection h , qui vont permettre de quantifier le mesurande: la conductivité thermique du fluide^[33] ou sa vitesse.

Cette première expression du signal délivré par le capteur permettra, dans la suite de ce travail, d'estimer le gain de l'amplificateur nécessaire pour une exploitation facile du signal délivré et pour l'étude de la compensation en température.

Chapitre 2

Dispositif de mesure

CHAPITRE 2

DISPOSITIF DE MESURE

Le dispositif de mesure est défini comme l'association d'un élément sensible à la grandeur à mesurer (capteur) et d'un système mécanique ou électrique qui permet l'exploitation du signal délivré par la partie sensible. Dans notre cas, la grandeur à mesurer est la conductivité thermique d'un fluide ou sa vitesse, le signal délivré sera traité par un conditionneur spécifique.

2.1.FABRICATION ET MISE EN OEUVRE DES CAPTEURS

2.1.1. CAPTEURS PLANS

2.1.1.1. LES CAPTEURS SUR KAPTON

2.1.1.1.1. REALISATION

Le couple cuivre-constantan est bien adapté à la technologie électrodes plaquées et à la technique de circuits imprimés. Les capteurs sont réalisés sur la base d'un film de kapton recouvert d'une très faible épaisseur de constantan (5 μm).

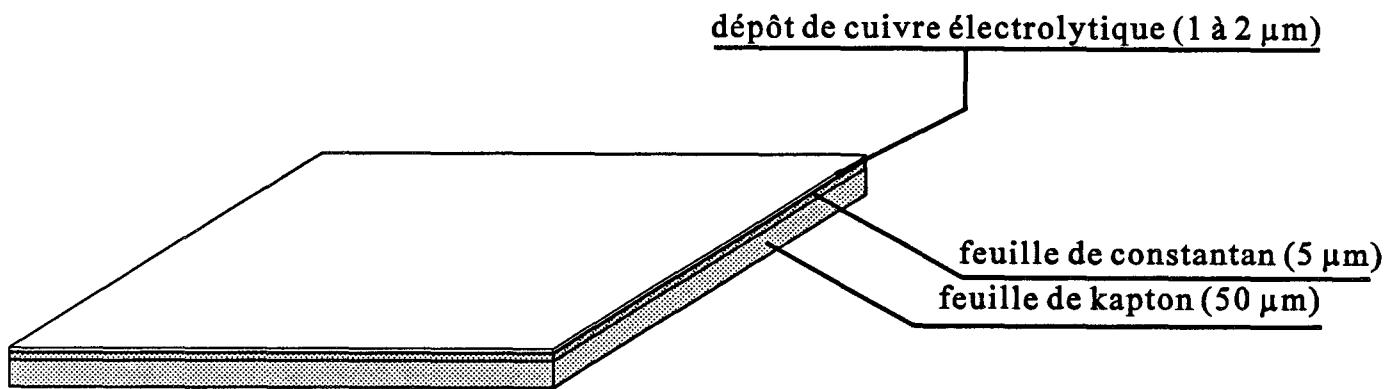


Figure 18 - Film de kapton recouvert de constantan cuivré

Après un dégraissage à l'acétone et une désoxydation au peroxydisulfate d'ammonium, on vient déposer par voie électrolytique une couche de quelques μm d'un métal (cuivre) de grande conductivité électrique et de bon contraste de pouvoir thermoélectrique (figure 18).

La feuille bimétallique ainsi réalisée est alors recouverte d'une résine photosensible, puis masquée et soumise à une insolation aux ultraviolets.

Ce premier masque définit la ou les pistes entrelacées. Ces pistes sont de largeur supérieure ou égale à 80 μm (des pistes de 50 μm ont été réalisées, mais le taux de réussite reste faible, notamment à cause de la résolution des masques).

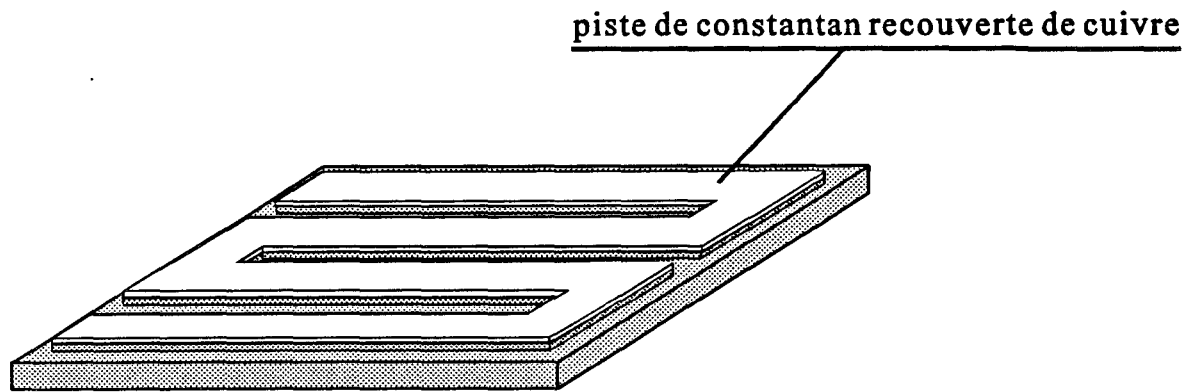


Figure 19 - Gravure des pistes

Après révélation, la feuille est plongée dans un bain de perchlorure de fer. Seuls subsistent alors le cuivre et le constantan définissant la (ou les pistes) ainsi que les connections (figure 19). La feuille est ensuite plongée dans l'acétone pour dissoudre les restes de la résine qui protégeait la piste.

La même opération est répétée avec un masque qui vient définir les électrodes. Ce masque est réalisé de telle manière que les électrodes présentent des alignement de fronts chauds et de fronts froids, de façon à optimiser des gradients de température générés par le passage du courant (figure 20).

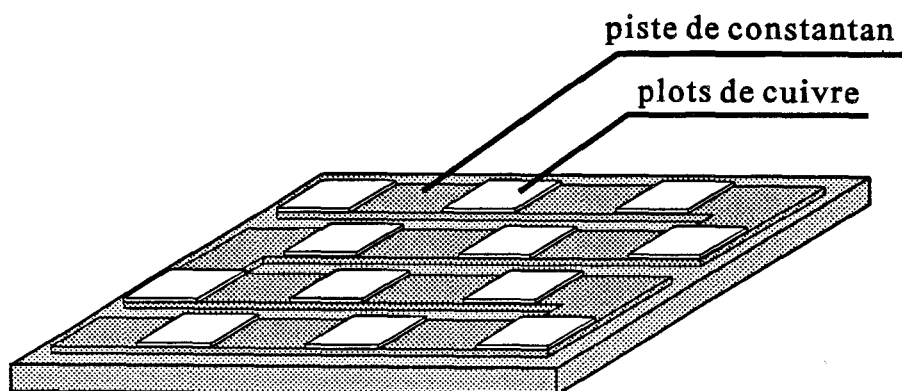


Figure 20 - Gravure des plots

L'attaque chimique permettant de réaliser les cellules thermoélectriques est effectuée avec du peroxodisulfate d'ammonium, qui attaque plus rapidement le cuivre que le constantan.

Enfin, le capteur est recouvert d'un film de résine dans le but de le protéger de l'oxydation.

2.1.1.1.2. POSITIONNEMENT DU CAPTEUR

Du fait de la souplesse du kapton, le capteur peut être disposé sur la surface intérieure de la conduite^[34] ou pour des raisons d'interchangeabilité sur un cylindre fixé de façon coaxiale dans la conduite^[31] (figure 21).

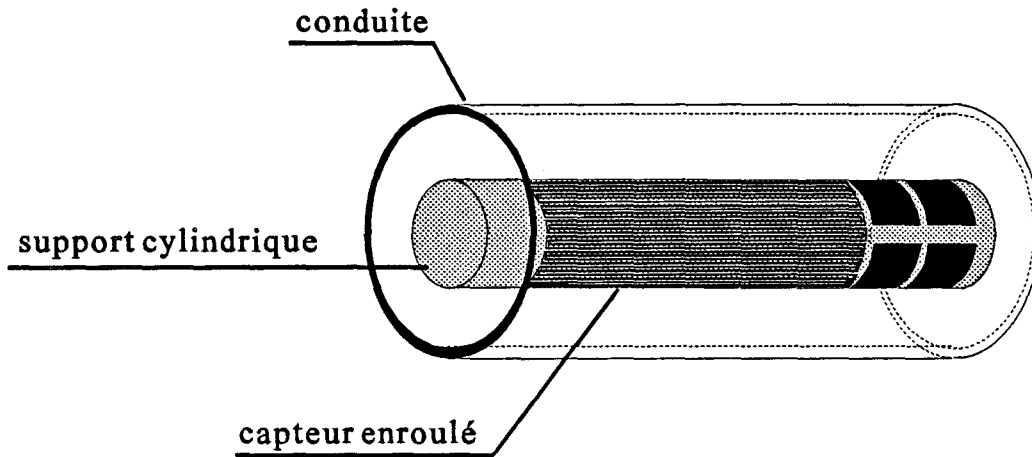


Figure 21 - Position du capteur dans la conduite

Différentes solutions ont été étudiées, selon que les pistes étaient placées dans l'axe de l'écoulement ou perpendiculairement à celui-ci. Des résultats obtenus sont présentés au chapitre 5.

2.1.1.2. MICROCAPTEURS

Une couche d'environ 6000 Å est déposée par pulvérisation sur un substrat de verre qui est le plus approprié du fait de sa conductivité thermique. Le constantan est ensuite gravé chimiquement pour

définir une piste sur laquelle des plots d'or sont déposés par la technique de lift off. La largeur des pistes réalisable est de l'ordre de 10 μm .

Sur des substrats en Arsénure de Gallium, il est possible de graver des cavités sous les thermojonctions de manière à isoler thermiquement les sources de flux.

La technique couche mince se prête bien à la réalisation de tels circuits car elle permet d'atteindre de fortes densités de jonctions et des résistances thermiques élevées, cependant elle implique des résistances électriques importantes (de l'ordre de 5 $\text{k}\Omega$).

En outre, le support est rigide, ce qui lui interdit l'application contre la paroi de canalisations cylindriques.

2.1.2 LES CAPTEURS FILAIRES

2.1.2.1. FILS A ELECTRODES PLAQUEES

Du fait de l'absence de support et de leurs surfaces cylindriques et compte tenu de nos moyens technologiques, le masquage et la technique de circuits imprimés n'ont pas pu être appliqués aux fils, ce qui implique une réalisation manuelle du capteur.

La base du capteur est un fil métallique de grande résistivité électrique (constantan) et de faible diamètre (10, 25 ou 50 μm). Comme nous l'avons montré au chapitre précédent (relation 24) , la sensibilité du capteur sera d'autant plus grande que son diamètre sera petit. En effet, la résistance thermique du fil varie en sens inverse du diamètre. De plus, la perturbation introduite par le capteur dans l'écoulement sera minimale pour un capteur de faible diamètre.

De bons résultats ont été obtenus en anémométrie^[35] avec des fils de quelques centimètres de longueur et 10 μm de diamètre. Cette faible valeur implique néanmoins des précautions d'utilisation du fait de la fragilité du fil.

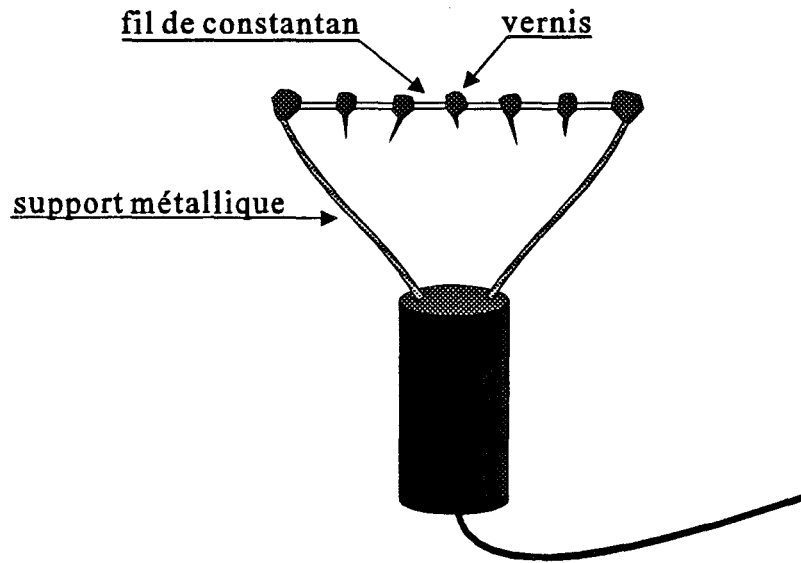


Figure 22 - Masquage d'un fil thermoélectrique

La première étape du procédé de fabrication consiste à effectuer un dégraissage à l'acétone et une désoxydation du fil au peroxodisulfate d'ammonium. Celui-ci est tendu entre deux supports métalliques qui assurent la rigidité mécanique de l'ensemble. Puis il est recouvert de gouttes de résine afin de définir les zones qui ne seront pas plaquées (masquage manuel - figure 22). Après séchage, le fil est soumis à dépôt chimique d'or qui a été préféré à un dépôt de cuivre pour assurer une meilleure immunité du capteur vis à vis de l'oxydation.

Par rapport au constantan, le cuivre et l'or présentent des propriétés physiques très proches.

	cuivre	or
α (V/K)	$-2,7 \cdot 10^{-6}$	$-2,9 \cdot 10^{-6}$
λ (W/mK)	401	318
σ (Ω^{-1}/m)	$59 \cdot 10^6$	$46 \cdot 10^6$

Tableau 4 - Propriétés physiques du cuivre et de l'or.

Les dépôts chimiques donnent de meilleurs résultats que les dépôts électrolytiques[35,36]. Cependant, le travail d'optimisation du capteur a été effectué à l'aide de dépôts électrolytiques de nickel[37] pour des raisons de disponibilité du matériel.

La réalisation de ce type de capteur reste artisanale et ne permet pas d'obtenir une bonne reproductibilité. Les électrodes ont une épaisseur qui peut atteindre quelques μm , mais il est difficile d'obtenir des longueurs inférieures au mm.

Pour de grandes longueurs de fils, un cylindre de PVC cranté peut être utilisé pour obtenir des cellules identiques sur toute la zone sensible du capteur[38].

2.1.2.1.1. ESTIMATION DE L'ÉPAISSEUR DE DÉPÔT PAR MESURE DE LA RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE

L'épaisseur de plaquage peut être estimée par la mesure de la résistance d'un fil étalon (la mesure directe de la résistance électrique du capteur est très difficile en raison de l'imprécision sur la mesure des longueurs de cellules qui sont masquées manuellement). La résistance du fil étalon une fois plaqué peut être assimilée à l'association parallèle de la résistance électrique du fil de constantan et de la résistance électrique de la couche de revêtement déposé.

La résistance présentée par le fil est mesurée avant le plaquage. Le revêtement décrit un cylindre creux de rayon intérieur égal au rayon du fil de constantan et d'épaisseur égale à l'épaisseur de dépôt réalisé.

L'épaisseur du dépôt peut alors être estimée par la relation:

$$e = \sqrt{\frac{\rho_{\text{Au}}L}{\pi} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_{\text{ini}}} \right) + r^2} - r \quad (25)$$

avec: R_{ini} : résistance du fil avant dépôt (Ω)

R : résistance du fil après dépôt (Ω)

r : rayon initial du fil (m)

ρ_{Au} : résistivité de l'or ($\Omega \cdot \text{m}$)

L : longueur du fil (m)

La nature de la solution de dépôt chimique permet de faire une mesure continue de la résistance électrique du fil étalon lors du plaquage.

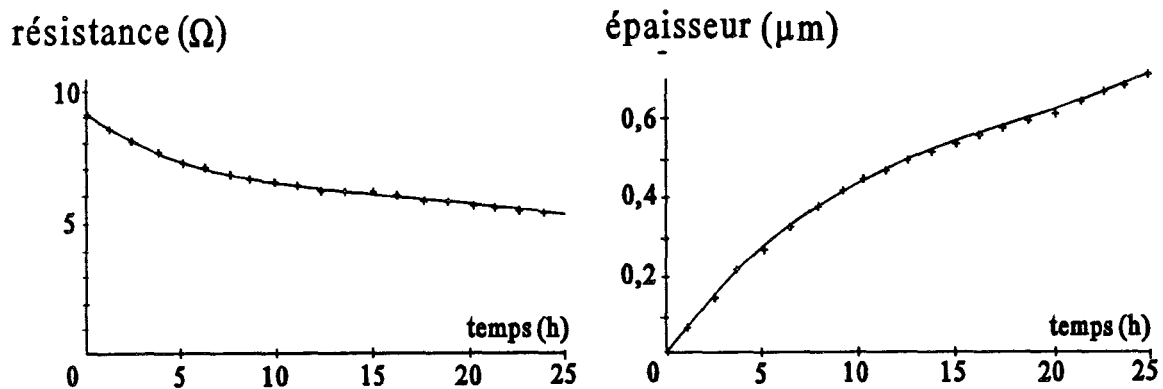


Figure 23 - Détermination de l'épaisseur de dépôt en fonction du temps

Les vitesses de dépositions obtenues à température ambiante sont relativement faibles (figure 23). Cependant, la modélisation³ montre que les épaisseurs optimales peuvent être obtenues par ces dépôts. Pour obtenir des dépôts plus conséquents (dans le cas de fils de plus gros diamètres), il est possible de chauffer le bain de déposition afin d'augmenter la vitesse de migration des ions contenus dans la solution. Cependant, la stabilisation de la température du bain est un élément critique pour obtenir une bonne reproductibilité une homogénéité du dépôt le long du fil.

2.1.2.1.2 ESTIMATION DU DEPOT PAR MESURE INTERFEROMETRIQUE

Les épaisseurs de dépôt peuvent aussi mesurées de différentes façons. Une méthode simple consiste à mesurer le diamètre du fil (plaqué ou non) par interférométrie:

³ Voir chapitre sur la modélisation du capteur.

Le fil est placé horizontalement près de la source laser dans un local sombre. Lorsque le fil est dans le faisceau, on peut observer que les rayons tangents à sa surface constituent deux sources indépendantes de mêmes fréquences S_1 et S_2 que l'on suppose cohérentes.

On voit apparaître sur un plan vertical de couleur claire une suite verticale de franges sombres et brillantes (figure 24).

Si un point M de l'espace est soumis à la vibration émise par chacune des sources:

$$s_1 = k_1 \cos(\omega t)$$
$$s_2 = k_2 \cos(\omega t + \varphi) \text{ avec } \varphi, \text{ la différence de phase; } \left(\varphi = \frac{2\pi x \delta}{\lambda} \right)$$

La vibration résultante est $s_1 + s_2$. Si la valeur de φ reste constante dans le temps, et ne dépend que de la position de M, c'est à dire si les deux sources sont cohérentes, on observe un phénomène d'interférence.

D'après la construction de Fresnel, l'intensité résultante est

$$I^2 = k_1^2 + k_2^2 + 2k_1 k_2 \cos \varphi$$

Ce qui équivaut pour des amplitudes a_1 et a_2 égales à:

$$I^2 = 4k^2 \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)$$

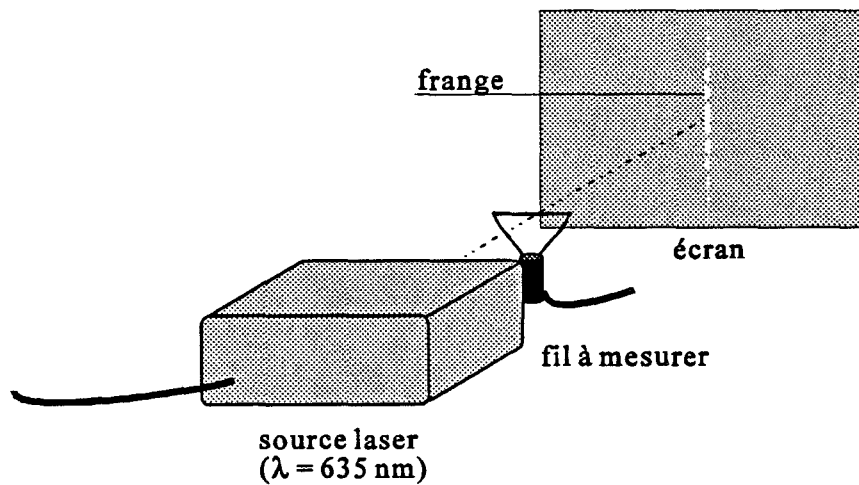


Figure 24 - Estimation du diamètre par mesure interférométrique

On montre que l'intervalle entre deux interfranges brillantes est $i = \frac{\lambda_{\text{laser}} d}{D}$

Le diamètre du fil est alors

$$D = \frac{\lambda_{\text{laser}} d}{i} \quad (26)$$

avec λ_{laser} : longueur d'onde de la source laser (m)

d : distance séparant le fil de l'écran (m)

i : interfrange (m)

Cette méthode de mesure optique est rapide à mettre en oeuvre lorsque la distance d est connue. Elle implique, tout comme la mesure de la résistance électrique, une mesure avant dépôt et une mesure après dépôt.

L'interférométrie présente l'avantage de pouvoir mesurer les diamètres respectifs des zones plaquées et des zones non plaquées d'un fil thermoélectrique.

L'inconvénient de cette méthode optique réside dans l'erreur faite sur la mesure. Même pour une distance d importante et en prenant un grand nombre de franges, l'erreur sur i doit être considérée comme non négligeable. L'erreur de mesure peut être estimée de l'ordre de 3%, ce qui rend des mesures de faibles dépôts très difficiles voir impossibles

Les deux méthodes d'estimation de l'épaisseur du dépôt donnent des résultats différents.

	par mesure de résistance	par mesure optique
fil 1	17,5 μm	21 μm
fil 2	37 μm	45 μm
fil 3	77 μm	89 μm
fil 4	61 μm	70 μm

Tableau 5 - Mesures de l'épaisseur de dépôts nickel.

Ces différences peuvent s'expliquer d'une part par les erreurs de mesure, d'autre part par de mauvaises résistances électriques de contact inhérentes aux méthodes de dépôts chimiques et électrolytiques.

Les caractéristiques électriques et thermiques du métal en suspension ne sont pas nécessairement rigoureusement conforme aux caractéristiques des métaux purs. Cependant, la connaissance de l'épaisseur du revêtement est nécessaire pour la détermination des résistances thermiques et électriques et du pouvoir thermoélectrique. Pour ces raisons, l'épaisseur déduite de la mesure de la résistance électrique nous semble plus intéressante à utiliser.

2.1.2.1.3. POSITIONNEMENT DU CAPTEUR

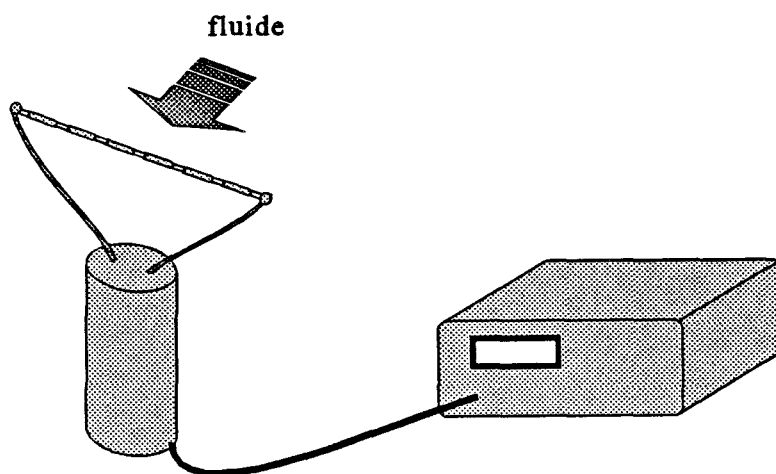


Figure 25 - Positionnement du capteur en anémométrie

Pour des mesures anémométriques, le fil est disposé perpendiculairement à la direction de l'écoulement du fluide dont on veut connaître la vitesse. Celle-ci vient modifier le coefficient d'échange par convection en augmentant les échanges thermiques avec le fluide. Dans ce cas, la résistance thermique R_{th} apparaissant dans la relation 24 décroît avec la vitesse du fluide. Cette même relation permet de quantifier la variation de f.e.m. thermoélectrique.

Le principe de fonctionnement des circuits à électrodes plaquées permet de réaliser des fils de grandes longueurs. En débitmétrie, il est avantageux d'augmenter la zone de mesure afin d'obtenir une bonne intégration de la vitesse du fluide.

La sensibilité obtenue étant proportionnelle à la longueur du fil, un capteur décrivant plusieurs diamètres dans la conduite permet d'accéder à la vitesse moyenne de l'écoulement et de disposer d'un niveau de signal important.

Pour un courant suffisamment faible, l'effet Joule peut être négligé et toutes les cellules possèdent des sensibilités identiques. Le signal résultant est alors représentatif de la moyenne des vitesses présentées aux jonctions thermoélectriques.

De plus, en utilisant des fils comportant une seule cellule, il est possible de réaliser un maillage pour établir une cartographie des vitesses dans la conduite.

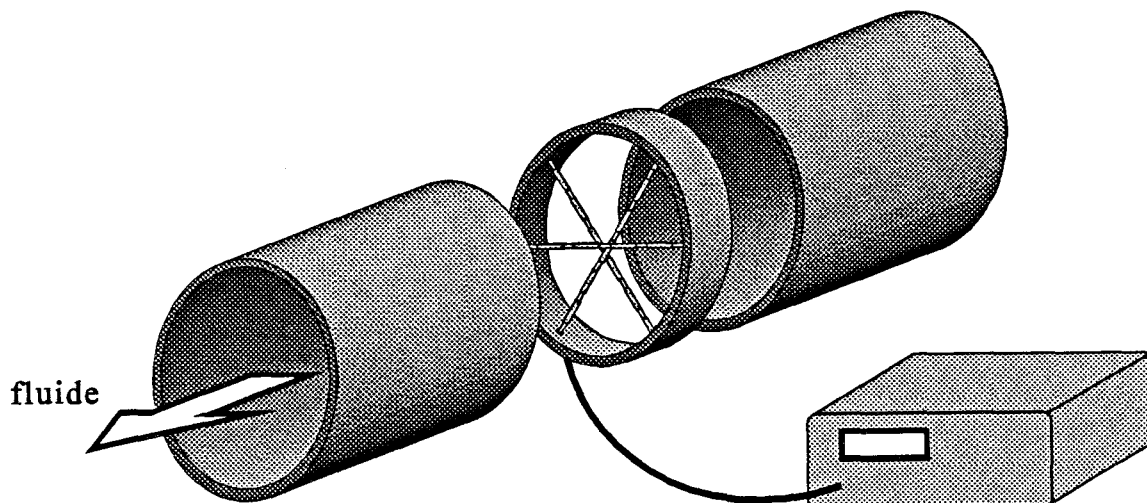


Figure 26 - Placement du fil dans une conduite

Le capteur peut être placé dans un élément démontable de la conduite. Afin d'assurer une bonne tenue mécanique, il est préférable de réaliser un débitmètre avec un fil de 25 ou 50 μm de diamètre.

Des résultats obtenus à l'aide de débitmètres constantan-cuivre et fer-nickel de diamètres 25 et 50 μm sont présentés au chapitre 4.

2.1.2.2. FILS SOUDES BOUT A BOUT

Certains couples bimétalliques ne présentent pas de contraste de conductivité électriques approprié à la réalisation d'électrodes plaquées, une étude a été menée dans le cas de jonctions bimétalliques classiques.

Compte tenu du grand nombre de soudures à effectuer (10) et pour une réalisation aisée, les fils ont été choisis de diamètre supérieur ou égal à 25 μm , en dessous, les problèmes de positionnement

manuels sont trop importants. Les portions de fils de quelques mm sont alors reliées par des brasures à l'étain. Les épaisseurs d'étain étant très faibles, les températures des jonctions métal 1 - étain et étain - métal 2 sont considérées comme identiques.

Selon la loi des métaux intermédiaires^[40]: "*la f.e.m. d'un couple thermoélectrique n'est pas modifiée, si l'on intercale dans le circuit un ou plusieurs métaux intermédiaires, pourvu que la partie du circuit ainsi constituée soit maintenue à une même température.*", on peut considérer que l'étain n'intervient pas de façon significative dans les différences de pouvoirs thermoélectriques.

Ce type de réalisation ne convient pas pour des longueurs importantes, de plus les jonctions métalliques sont fragiles et ne supportent pas des températures élevées (inférieures à 200°C).

2.2.CONDITIONNEUR DE SIGNAL

Les capteurs à effet Peltier et Seebeck, qui font l'objet de cette étude, sont des capteurs passifs^[29].

Généralement, les mesures faisant appel à l'effet Seebeck (thermométrie, fluxmètrie) sont basées sur une conversion d'énergie thermique en une énergie électrique. La mesure de cette énergie convertie s'effectue directement par un appareil approprié (voltmètre, ampèremètre). Outre cet appareil, le capteur ne nécessite pas d'électronique associée, l'énergie apportée par le mesurande sert à caractériser ce dernier. Ces capteurs sont dits actifs.

Les capteurs décrits ici ne fournissent pas d'énergie qui permet la mesure. Il s'agit d'impédances qu'il faut intégrer dans un circuit électrique qui alimente le capteur et qui traite le signal délivré.

Une électronique de laboratoire a donc été conçue de façon à permettre la caractérisation des différentes familles de capteurs développées dans ce travail.

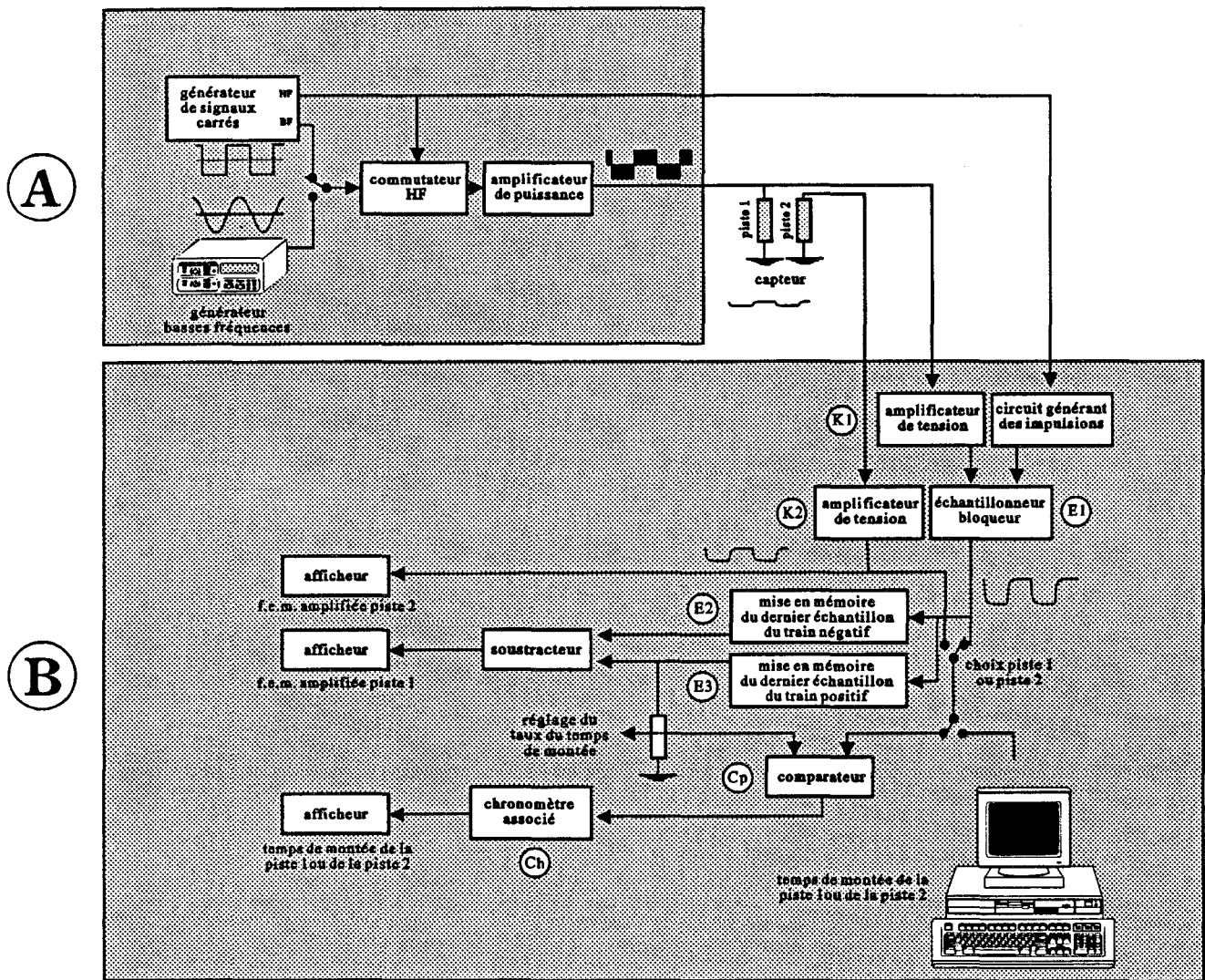


Figure 27 - Schéma complet du conditionneur.

Le conditionneur est constitué de 2 parties: un circuit permettant d'alimenter le capteur A et d'un second circuit permettant d'effectuer la mesure de la f.e.m. Seebeck et du temps de montée B.

L'alimentation permet de sélectionner le signal injecté dans le capteur, qui peut être sinusoïdal ou rectangulaire. Le signal est interrompu périodiquement à haute fréquence par un commutateur H.F. avant d'être amplifié et injecté dans le capteur.

La mesure de la f.e.m. Seebeck est effectuée après amplification (K1 ou K2) et échantillonnage (E1) lors de la phase d'annulation du courant d'alimentation.

Deux échantillonneurs bloqueurs (E2 et E3) permettent d'effectuer la différence entre deux mesures successives afin d'éliminer des phénomènes parasites.

La mesure du temps de montée a nécessité l'utilisation d'un comparateur (Cp) permettant de générer un signal dont la durée est mesurée à l'aide d'un chronomètre numérique (Ch).

D'autres fonctions ont été mises au point lors de ce travail, et seront intégrées dans le conditionneur suivant le type de capteur utilisé.

Des circuits de compensation en température ont été étudiés précédemment pour les capteurs monopistes^[30] et bipistes^[31]. Ces compensations sont indispensables lors des variations importantes de la température pendant la mesure.

La mesure de la température moyenne du capteur peut se révéler nécessaire. Sa connaissance peut être obtenue à partir du courant circulant dans le capteur à tension d'alimentation constante, ce qui permet de déduire la résistance électrique du capteur et donc sa température.

Le principe de fonctionnement de ces différents éléments est détaillé dans les parties suivantes de ce chapitre.

2.2.1. LA MESURE A COURANT NUL

La mesure par effets Seebeck et Peltier se ramène à la mesure de la résistance thermique (représentative du milieu ambiant ou de la vitesse du fluide) entre les sources de flux créés. Pour activer ces sources de flux, il est nécessaire de faire circuler un courant dans le circuit thermoélectrique.

Le courant injecté crée une différence de potentiel aux bornes du capteur qui est proportionnelle à sa résistance électrique. Cette d.d.p. est grande vis à vis de la f.e.m. induite par effet Seebeck (pour un capteur de 10 Ω et un courant de 10 mA, la d.d.p. ohmique est de 100 mV alors que la f.e.m. est de l'ordre de 40 μ V par cellule pour un ΔT de 1°C).

La tension mesurable aux bornes du capteur s'écrit:

$$\Delta V_{\text{mesurée}} = R \cdot I + \Delta V_{\text{Seebeck}} \quad (27)$$

Etant donné les moyens actuels, il est possible d'atteindre facilement une précision de l'ordre du microvolt, ce qui permet de quantifier les variations de $\Delta V_{\text{Seebeck}}$. Cette mesure implique alors la connaissance de R au moment de la mesure. Il est difficile d'appréhender la valeur de R pendant le fonctionnement du capteur ($\Delta V_{\text{Seebeck}}$ n'est pas dissociable de $R.I$) et R varie avec la température (dérive thermique des conductivités électriques des métaux et variation du coefficient d'échange avec l'écoulement).

Une solution originale été proposée lors de la conception des premiers rubans thermoélectriques[28].

Elle consiste à effectuer une mesure à courant nul, ce qui permet de supprimer les effets nuisibles induits par les variations de la résistance électrique.

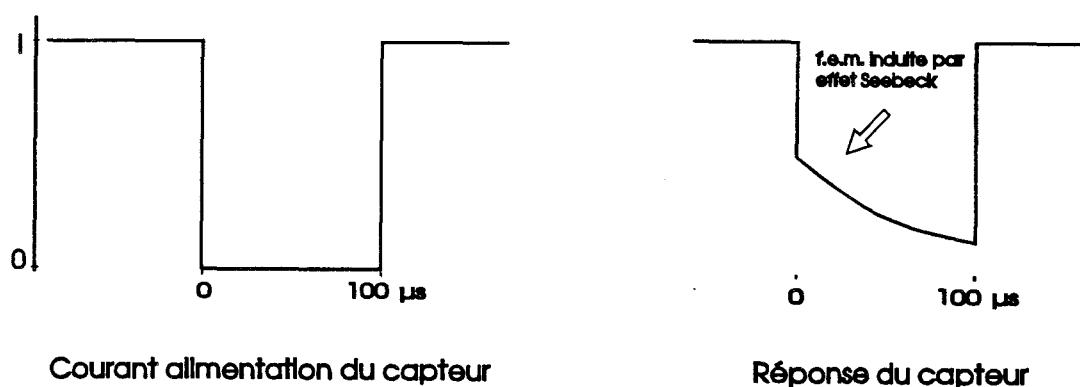


Figure 28 - Réponse du capteur à une annulation de courant

Dans un premier temps, un courant constant est injecté dans le capteur. Après la coupure brutale de ce courant, le gradient de température aux bornes de chaque cellule se trouve entretenu temporairement du fait de l'inertie thermique du capteur (figure 28). La tension mesurée pendant cette annulation du courant ($\Delta V_{\text{Seebeck}}$) est alors représentative des gradients thermiques.

Les temps d'interruption ont été choisis très assez faibles devant les durées d'alimentation et la constante de temps thermique, ce qui permet de considérer le capteur en régime thermique stationnaire.

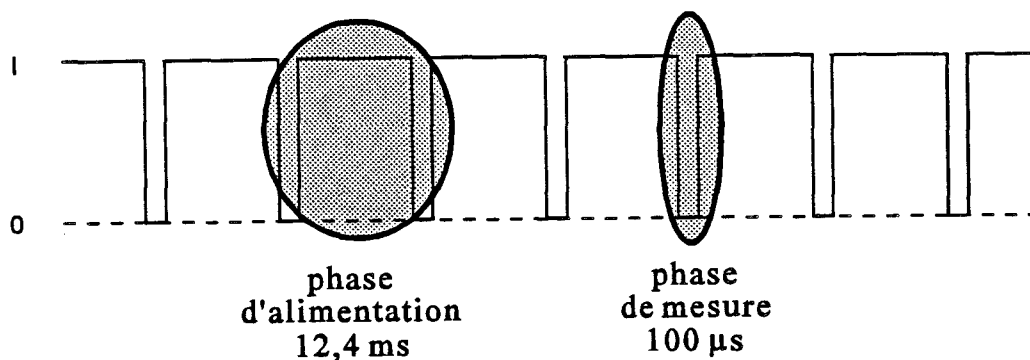


Figure 29 - Courant d'alimentation du capteur

Pour pouvoir étudier des différents capteurs, la durée d'alimentation a été fixée à 12 ms et la durée d'interruption peut être ajustée entre 10 et 600 μs en fonction du type de capteur.

Le signal nécessaire pour effectuer ces mesures est obtenu à partir des signaux carrés délivrés par un compteur binaire à 14 étages muni d'un oscillateur. Certains des signaux obtenus en sortie sont affectés d'un retard réglable et combinés avec des portes logiques de manière à créer ces brèves annulations de courant.

Ce générateur de signaux est suivi d'un amplificateur de courant (montage à transistors bipolaires) qui assure des niveaux ne pouvant être délivrés par les circuits intégrés utilisés.

Le conditionneur expérimental a pour rôle l'étude de divers capteurs, aussi une structure de pont de mesure n'a pas été retenue car trop pénalisante au niveau de l'équilibrage. Un montage à amplificateur opérationnel rapide et faible bruit (LT1028) lui a été préféré.

Les f.e.m. délivrées par les capteurs pouvant être comprises entre 10 et 500 μV , le gain de l'amplificateur est réglable entre 500 et 2000 suivant le capteur utilisé et l'application désirée.

Cette méthode originale de mesure est validée avec un circuit électrique de comportement connu simulant de façon approchée le comportement thermique d'un capteur. Ce circuit est constitué d'un filtre R_1C série mis en parallèle avec une résistance R_2 . Pendant la phase d'alimentation, le condensateur se charge jusqu'à ce que la tension à ses bornes atteigne la valeur de la tension

d'alimentation. Lors de la coupure du courant, il se décharge à travers les résistances R_1 et R_2 formant un pont diviseur par 1000.

A l'instant de l'annulation du courant ($t_0=0s$), la différence de potentiel aux bornes de R_2 (d.d.p. que l'on amplifie) est 1000 fois plus faible que la tension d'alimentation est décroît suivant une exponentielle négative avec une constante de temps $\tau = (R_1 + R_2)C \approx R_1 C$.

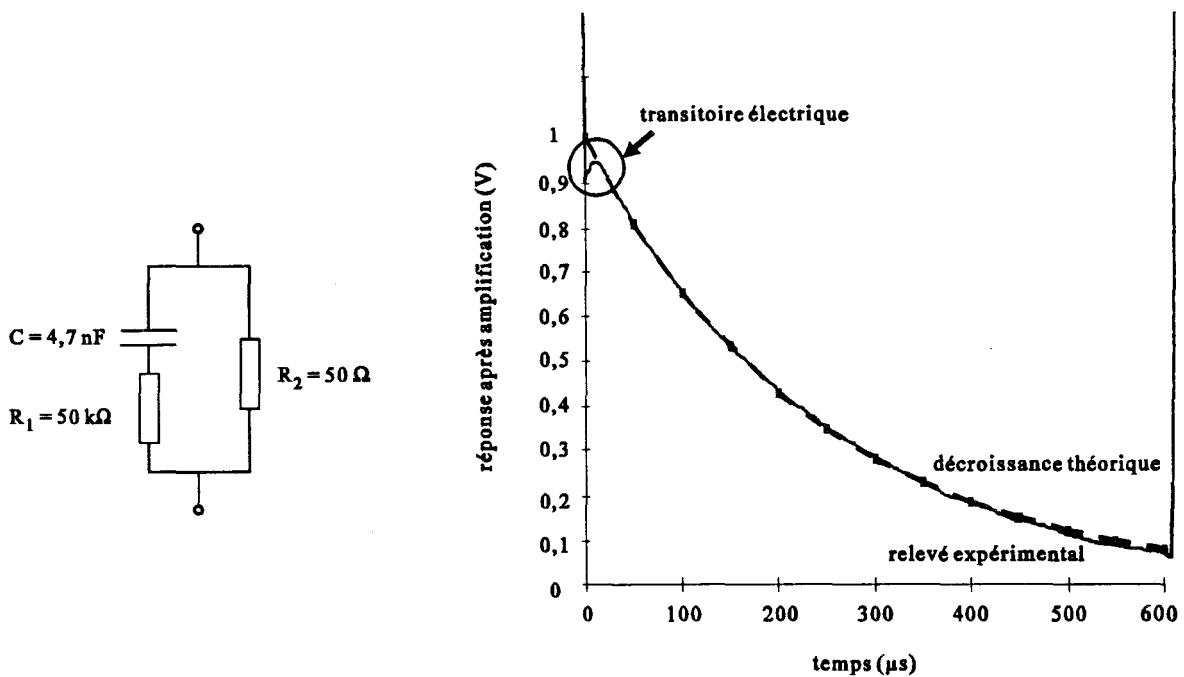


Figure 30 - Réponse à une annulation de courant d'un circuit électrique connu

Un relevé effectué (après amplification par 1000) de la tension aux bornes de R_2 permet de comparer le comportement du système pour un tel réseau avec la décharge théorique d'un filtre RC. La figure 30 montre le bon comportement du conditionneur et met en évidence un transitoire (inférieur à 30 μs) pendant lequel l'électronique ne suit pas la décroissance théorique.

2.2.2. ECHANTILLONNAGE

La coupure de courant étant brève, la mesure de la f.e.m. Seebeck doit être mémorisée à l'aide d'un échantillonneur.

Un échantillonneur bloqueur est donc placé en aval de l'amplificateur et permet de faire la mesure de la f.e.m. Seebeck à l'instant désiré (instant lui aussi ajustable dans la plage d'annulation du courant). La mesure est faite le plus tôt possible (avant une trop grande décroissance des gradients thermiques) tout en respectant un temps d'attente après l'annulation du courant, afin d'éviter de faire la mesure pendant les transitoires électriques.

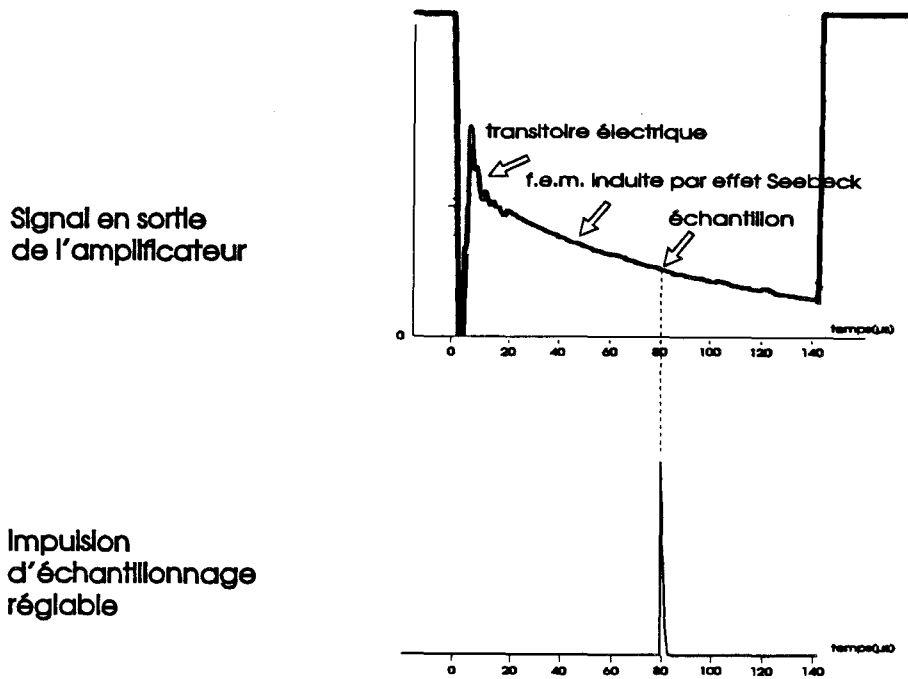


Figure 31 - Réponse d'un circuit thermoélectrique à une annulation de courant

L'impulsion d'échantillonnage est obtenue par l'intermédiaire du signal d'alimentation retardé (retard réglable), inversé et dérivé de manière à obtenir une impulsion très brève.

Pour une sollicitation en flux, il a été montré^[41] que le début de la réponse indiciale d'un système thermique n'était fonction que de l'effusivité du système:

$$T = \frac{2\phi}{2b\sqrt{\pi}}\sqrt{t} \quad (28)$$

avec ϕ : flux thermique constant qui existait avant la coupure de courant (W)

b : effusivité du système ($W.s^{1/2}.K^{-1}$)

t : temps (s)

Pour un arrêt brusque d'un flux imposé les gradients thermiques, et donc la f.e.m. Seebeck, répondent à une loi de la forme:

$$\Delta V_{Seebeck} = \Delta V_0(1 - K_v\sqrt{t}) \quad (29)$$

Les échantillons de la f.e.m. délivrée par le capteur relevés à plusieurs instants permettent d'interpoler la fonction qui régit la décroissance des gradients thermiques dans le temps.

Date d'échantillonnage	Tension échantillonnée
20 μ s	1,780 V
30 μ s	1,745 V
40 μ s	1,724 V
50 μ s	1,696 V
60 μ s	1,683 V
70 μ s	1,667 V

Tableau 6 - Mesures réalisées sur un capteur planaire avec un gain d'amplification de 600

L'identification de ces échantillons avec la relation permet de donner le facteur $K_v=28,98 \text{ s}^{-1}$ ainsi que la valeur initiale de la f.e.m. Seebeck (que l'on ne peut pas mesurer du fait du transitoire électrique) $V_0=1,9064 \text{ V}$. Cette interpolation a été faite avec une erreur absolue maximale de 5,49 mV, soit une erreur relative maximale de 0,33%.

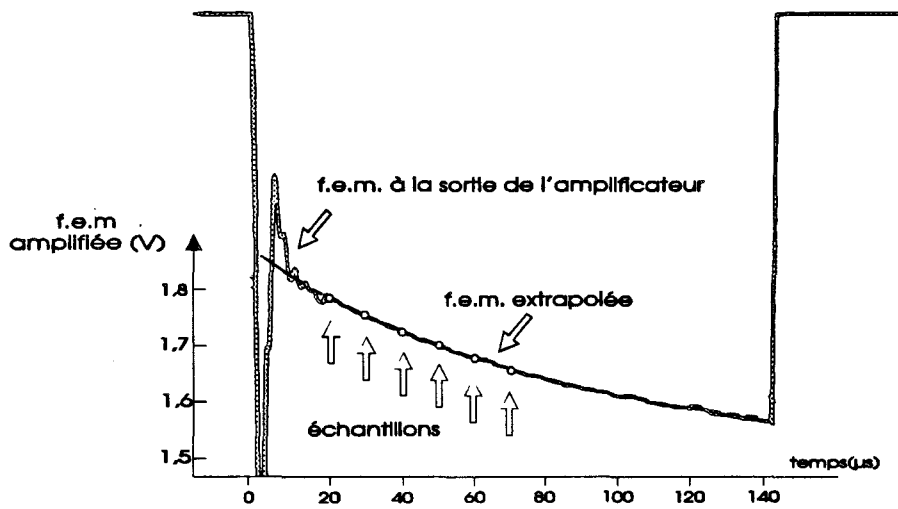


Figure 32 - Echantillonnage de la f.e.m. Seebeck

La durée qui s'écoule entre l'annulation du courant et la fin du transitoire électrique est de l'ordre de 15 ms. Il est donc possible de venir échantillonner à 20 ms, ce qui permet de recueillir 93 % de la valeur initiale de la tension Seebeck.

2.2.3. MESURE EN COURANT ALTERNE

Des mesures faites sur différents capteurs ont laissé apparaître des différences de résultats suivant que le courant parcourait le circuit thermoélectrique dans un sens ou dans l'autre. Ce comportement provient du fait que les extrémités du fil ne sont pas forcément à la même température.

Un gradient de température peut alors apparaître le long du circuit et créer une f.e.m. seebeck qui va venir s'ajouter à celle créée par le passage du courant.

Il y a deux origines possibles à cette différence de température. D'une part, il se peut que le fluide ne soit pas isotherme, d'autre part si la structure du fil n'est pas symétrique, la puissance dissipée par effet Joule provoquera un échauffement différent des deux branches du support.

Lorsque les extrémités du fil ne sont pas à la même température, il existe un flux de chaleur circulant par conduction dans le fil. Si on fait abstraction des échanges conducto-convectifs avec le fluide, le flux parasite ϕ_{parasite} qui se propage du point chaud vers le point froid. Ce flux ϕ_{parasite} crée des différences de température aux jonctions de chaque thermocouple et génère donc par effet Seebeck une tension $\Delta V_{\text{parasite}}$.

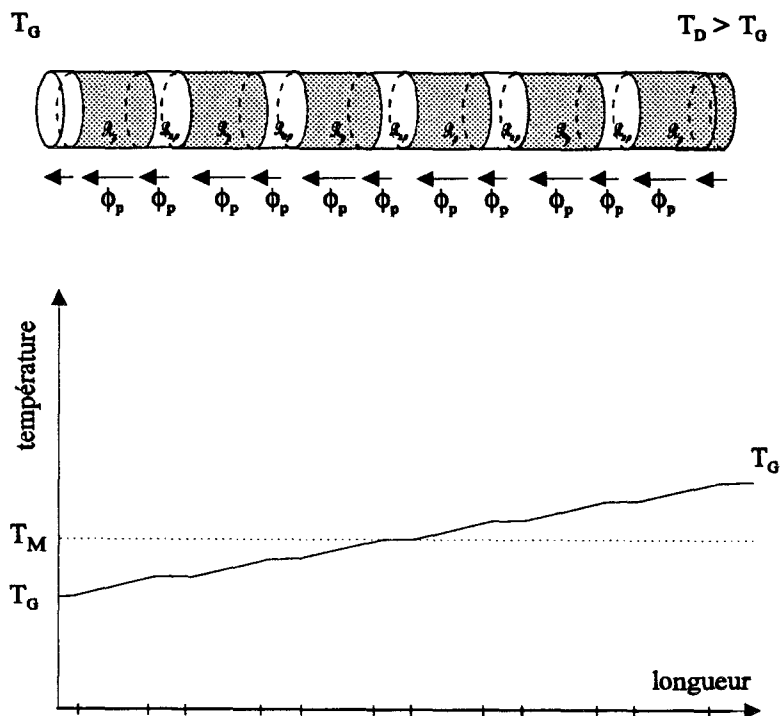


Figure 33 - Champ de température dans un fil créé par un flux parasite

Lorsqu'un courant circule dans le fil et que les extrémités sont à la même température, il y a génération d'un flux ϕ_1 dans les régions non plaquées et d'un flux ϕ_2 dans les régions plaquées.

Dans ces conditions, si \mathcal{R}_p est la résistance thermique de la région plaquée et \mathcal{R}_{np} la résistance thermique de la région non plaquée;

$$\Delta T_{\text{Peltier}} = \mathcal{R}_p \phi_2 \text{ d'une part} \quad (30)$$

$$\Delta T_{\text{Peltier}} = \mathcal{R}_{np} \phi_1 \text{ d'autre part} \quad (31)$$

La tension recueillie aux bornes du fil est alors $\Delta V_{\text{Seebeck}}$. Cette tension est la somme des f.e.m. élémentaires générées par effet Seebeck au extrémités de chaque thermocouple,

$$\Delta V_{\text{Seebeck}} = N(\alpha_1 - \alpha_{eq}) \Delta T_{\text{Peltier}} \quad (32)$$

Pour dissocier ces deux f.e.m. ($\Delta V_{\text{parasite}}$ et $\Delta V_{\text{Seebeck}}$) nous avons effectué une mesure différentielle permettant de déduire $\Delta V_{\text{Seebeck}}$.

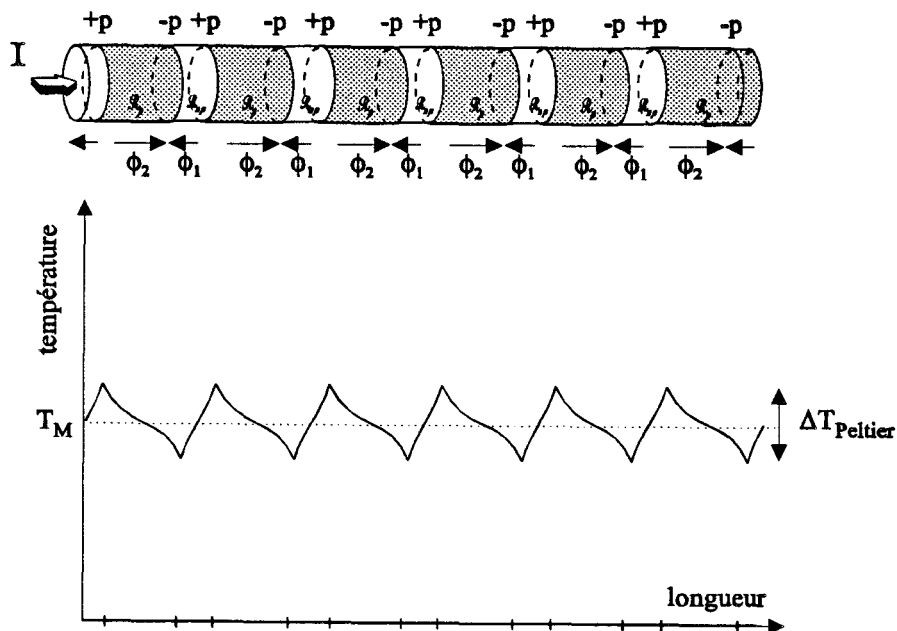


Figure 34 - Champ de température dans un fil créé par le passage d'un courant

Dans le cas réel, il y a circulation de courant et éventuellement une différence de température entre les extrémités du fil, ce qui correspond à la superposition des deux cas précédents.

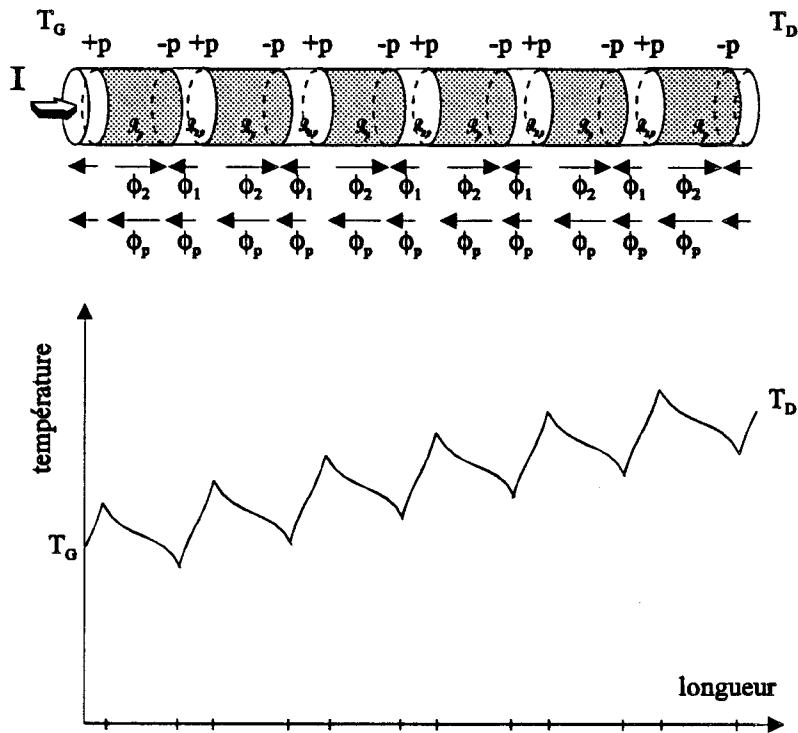


Figure 35 - Champ de température dans un fil créé par le passage d'un courant et soumis à une différence de température à ses extrémités

Dans chaque région plaquée, on peut écrire

$$\Delta V_{(I>0)} = N(\alpha_1 - \alpha_{eq}) \mathcal{R}_p (\phi_p - \phi_2) \tag{32}$$

En inversant le sens du courant, cette relation devient

$$\Delta V_{(I<0)} = N(\alpha_1 - \alpha_{eq}) \mathcal{R}_p (\phi_p + \phi_2) \quad (33)$$

On notera que ϕ_p est indépendant du sens du courant, puisqu'il peut avoir pour origine l'effet Joule.

Après échantillonnage et mémorisation, on effectue la différence de ces deux tensions,

$$\Delta V_{totale} = \Delta V_{(I<0)} - \Delta V_{(I>0)} \quad (33)$$

$$\text{soit} \quad \Delta V_{totale} = 2N(\alpha_1 - \alpha_{eq}) \Delta T_{\text{Peltier}} = 2\Delta V_{\text{Seebeck}} \quad (34)$$

La tension ainsi obtenue est indépendante d'un éventuel gradient de température parasite. De plus, cette méthode de mesure permet de minimiser les défauts de structure du capteur .

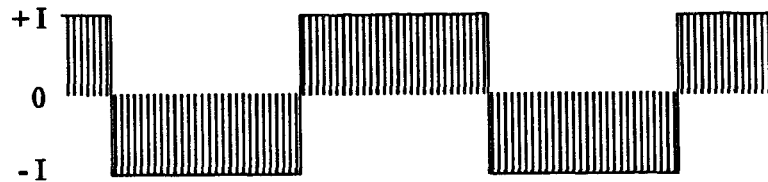
Cette mesure différentielle met en oeuvre un générateur de signal permettant une alimentation en courant du capteur alternativement dans un sens puis dans l'autre. Le signal d'alimentation est alors composé d'une succession de trains de créneaux positifs et de trains de créneaux négatifs.

Ce signal est obtenu par combinaison logique d'un signal carré basse fréquence délivré par le compteur binaire avec les signaux décrits précédemment. La durée de chaque train doit être supérieure à la constante de temps thermique du capteur. Cette durée peut être ajustée en fonction du type de capteur utilisé.

Dans le montage de base décrit précédemment, le capteur est en régime quasi-stationnaire puisqu'il est alimenté à courant constant (rapport cyclique proche de 99%). Dans le cas de la mesure en courant alterné, le capteur doit inverser les gradients thermiques à chaque changement de sens du courant injecté, aussi il faut attendre le régime quasi-statique pour effectuer un échantillonnage significatif.

Il devient nécessaire de mémoriser un des derniers échantillons de chaque train (dans la zone de régime établi des gradients thermiques).

signal
d'alimentation
du capteur



signal délivré par
le capteur après
amplification et
échantillonnage

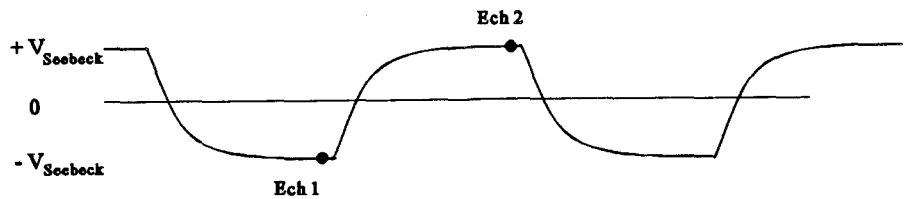


Figure 36 - Signal délivré par le capteur alimenté en courant alterné.

La tension parasite vient s'ajouter dans les deux cas à la tension Seebeck désirée, elle est éliminée quand on effectue la différence des deux échantillons de tension (Ech2-Ech1). L'opération de soustraction des valeurs de ces échantillons peut être réalisée par un condensateur qui est chargé tour à tour positivement puis négativement par l'intermédiaire d'un commutateur basse fréquence. Pour une mesure plus précise, nous avons utilisé un montage à amplificateur opérationnel qui réalise la soustraction à chaque fin de train. Le temps écoulé entre chaque mesure est alors égal à la durée d'un train.

L'inconvénient principal de cette méthode est l'augmentation notable du temps de réponse du conditionneur qui est égal à la période du courant alterné, soit au minimum 2 fois la constante de temps du capteur (pour le montage de base, le temps de réponse est essentiellement limité par l'inertie thermique du capteur).

L'apparition d'un gradient de température le long du circuit ne pose de problème que pour les capteurs filaires utilisés en anémométrie. En effet, les capteurs plans voient leurs extrémités proches l'une de l'autre, cette géométrie permet d'éliminer les effets d'un éventuel gradient de température.

2.2.4. LIMITE DU CONDITIONNEUR

Le pont de mesure traditionnel a été abandonné dans cette version du conditionneur pour permettre une meilleure adaptabilité (afin d'éviter des équilibrages à chaque changement de capteur).

Un amplificateur de différence pour capteur lui a été préféré. Destiné à amplifier les signaux provenant d'une tête de lecture magnétique, il a été adapté à la mesure à courant nul.

Ce conditionneur convient très bien à l'étude des fils (de longueur inférieure à 1m dans le cas du constantan) ainsi qu'aux capteurs monopistes réalisés sur kapton. Ces circuits thermoélectriques présentent des résistances électriques de l'ordre de 10Ω à 800Ω .

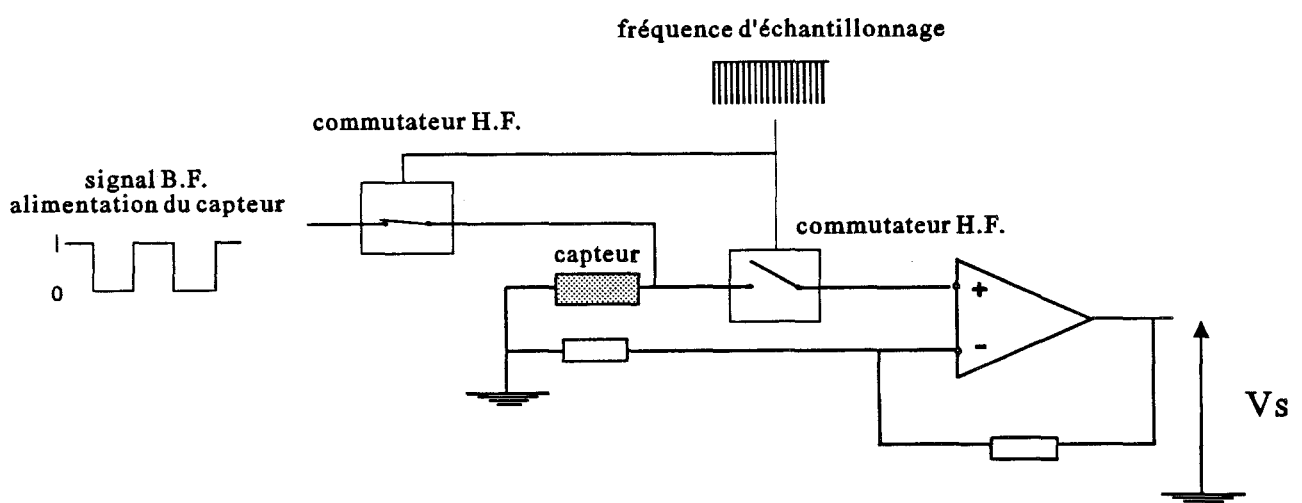


Figure 37 - Amplificateur de différence pour capteur.

La réalisation récente de capteurs en couches minces révèle cependant une limite du conditionneur. Les microcapteurs présentent des résistances électriques de l'ordre de 5 k Ω . Des essais de mesure avec ce type de capteurs se sont révélés impossibles du fait de la trop grande valeur de la résistance appliquée entre les entrées de l'amplificateur opérationnel.

Les temps propres aux régimes transitoires sont fonction de la résistance électrique du capteur : un fil de quelques dizaines d'Ohm implique un temps de relaxation de l'ordre de 20 μ s, ce temps atteint une trentaine de μ s dès que le capteur atteint plusieurs centaines d'Ohm. Les valeurs de résistances de l'ordre du k Ω font apparaître pendant l'annulation du courant des oscillations de fréquence 200 kHz.

Un relevé de la réponse de quelques résistances simulant un capteur est présenté suivant leurs valeurs. Les résistances n'accumulent pas d'énergie et ne génèrent aucun gradient thermique, leurs réponses doivent être nulles.

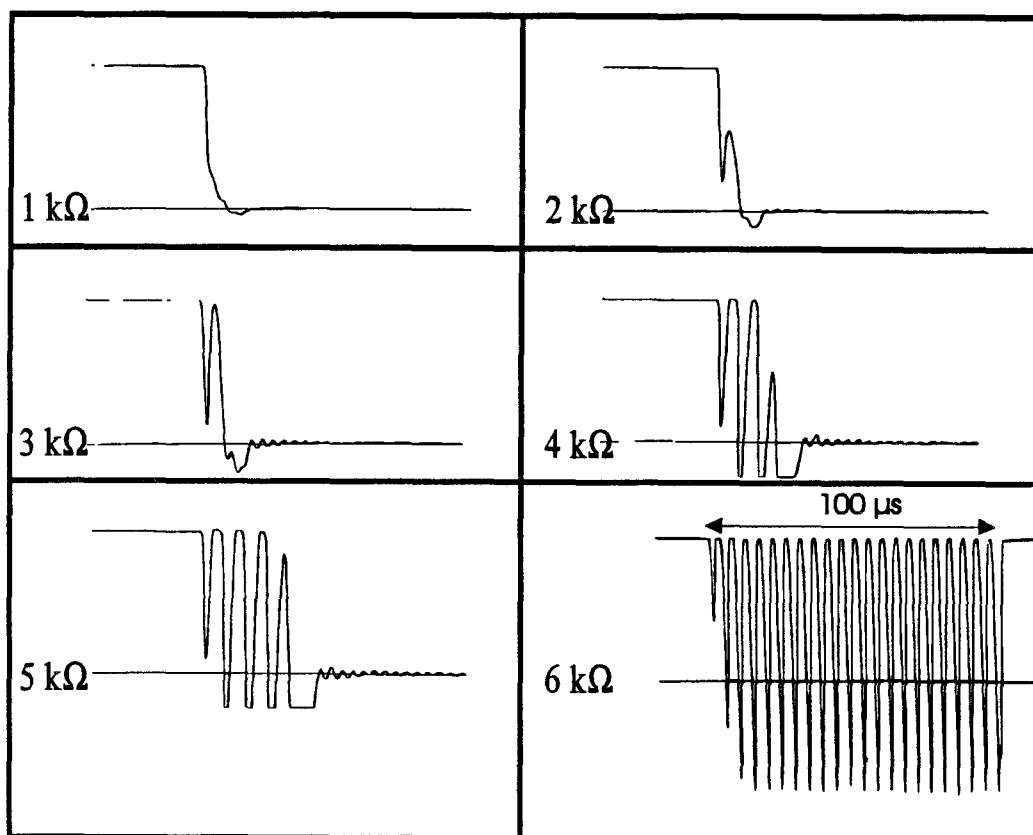


Figure 38 - Réponses de quelques résistances à une annulation de courant.

On remarque que la durée du transitoire s'accroît avec la valeur de la résistance, et qu'une mesure est envisageable jusqu'à 2 k Ω . Au dessus, il commence à y avoir apparition de petites oscillations qui faussent la mesure de façon non négligeable.

De plus, pour ces capteurs, la décroissance des gradients thermiques se fait plus rapidement, ce qui rend la mesure d'échanges convectifs par cette méthode peu intéressante.

C'est cette limitation qui a poussé le développement des microcapteurs en structure bipiste malgré l'inconvénient posé par les conductivités thermiques importantes des substrats.

2.2.5. EXTENSION POUR CAPTEURS A STRUCTURE BIPISTE

Une extension simple permet l'exploitation des capteurs bipistes. La piste primaire est alimentée par le conditionneur de signal, la piste secondaire est reliée à un montage amplificateur de même gain que celui du conditionneur. Ceci permet de faire une étude parallèle des deux méthodes de mesure (monopiste avec annulation du courant et bipiste avec simple amplification) et de caractériser les capteurs bipistes.

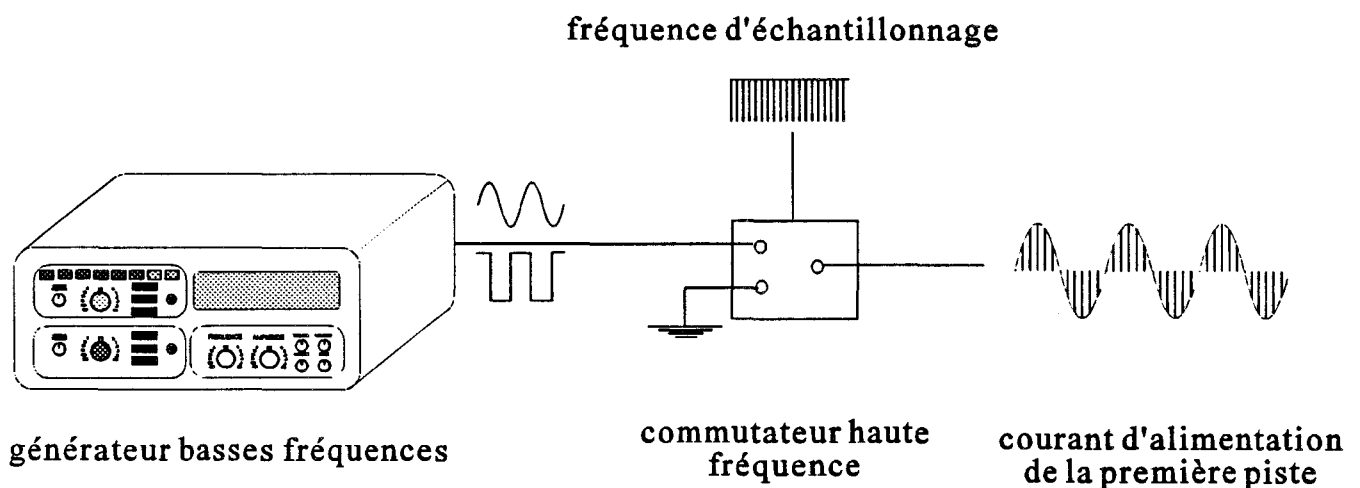


Figure 39 - Mise en forme du courant d'alimentation sinusoïdal.

La caractérisation des capteurs bipistes a introduit la nécessité d'alimenter les capteurs en régime sinusoïdal pour réaliser une étude fréquentielle. Le signal d'alimentation formé de trains positifs et négatifs est alors remplacé par un signal sinusoïdal délivré par un générateur basses fréquences externe. Le courant d'alimentation de la première piste est alors coupé régulièrement par un commutateur basse fréquence. Les durées des coupures sont de l'ordre de $100 \mu\text{s}$ et restent très inférieures à la constante de temps thermique qui est de l'ordre de 20 ms .

Les annulations de courant sur la piste émettrice ne sont donc pas ressenties par la piste réceptrice. Pour l'étude des microcapteurs, seul le comportement de la piste réceptrice peut être étudié.

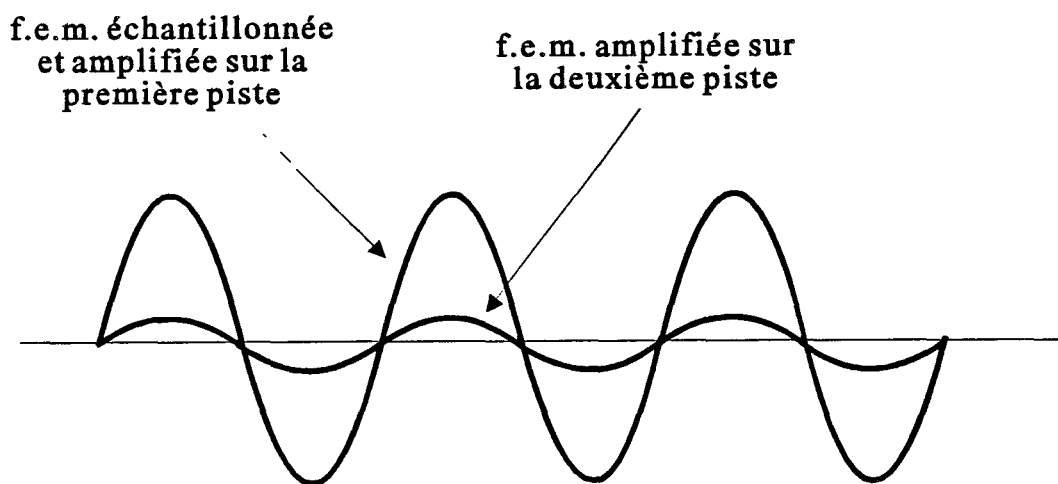


Figure 40 - Réponses des deux pistes à un courant sinusoïdal.

2.2.6. CHRONOMETRE ASSOCIE

Les mesures réalisées sur les capteurs à effets thermoélectriques sont traditionnellement des mesures d'amplitude. Les gradients thermiques sont influencés par la conductivité thermique du milieu environnant. Elle agit sur l'amplitude (plus le milieu est dissipatif, plus le signal est faible) ainsi que sur le temps mis pour obtenir le régime stationnaire (plus le milieu est dissipatif, plus le régime permanent du signal recueilli sur la piste réceptrice s'établira vite).

Le conditionneur est prévu pour mesurer des temps de montée. Cette mesure peut être réalisée avec une très grande précision, à condition que le signal de sortie de l'échantillonneur soit peu bruité.

Pour ce faire, l'alimentation a été remplacée par une succession de trains de créneaux positifs suivis de plages à courant nul de même durée.

Comme précédemment, une mesure d'un des derniers échantillons du trains de créneaux est faite. La valeur délivrée par l'échantillonneur bloqueur est soumise à un diviseur de tension réglable qui permet de définir la valeur désirée du temps de montée (on le prendra ici entre 80% et 90%).

Après la plage d'annulation du courant, un détecteur de seuil déclenche une bascule RS dès le début d'un nouveau trains de créneaux. Un autre détecteur de seuil rétablit l'état initial de la bascule dès que le signal atteint la valeur définie par le diviseur de tension.

La durée de l'échelon produit par la bascule, qui correspond au temps de montée du capteur, est alors mesuré à l'aide d'un chronomètre associé au conditionneur.

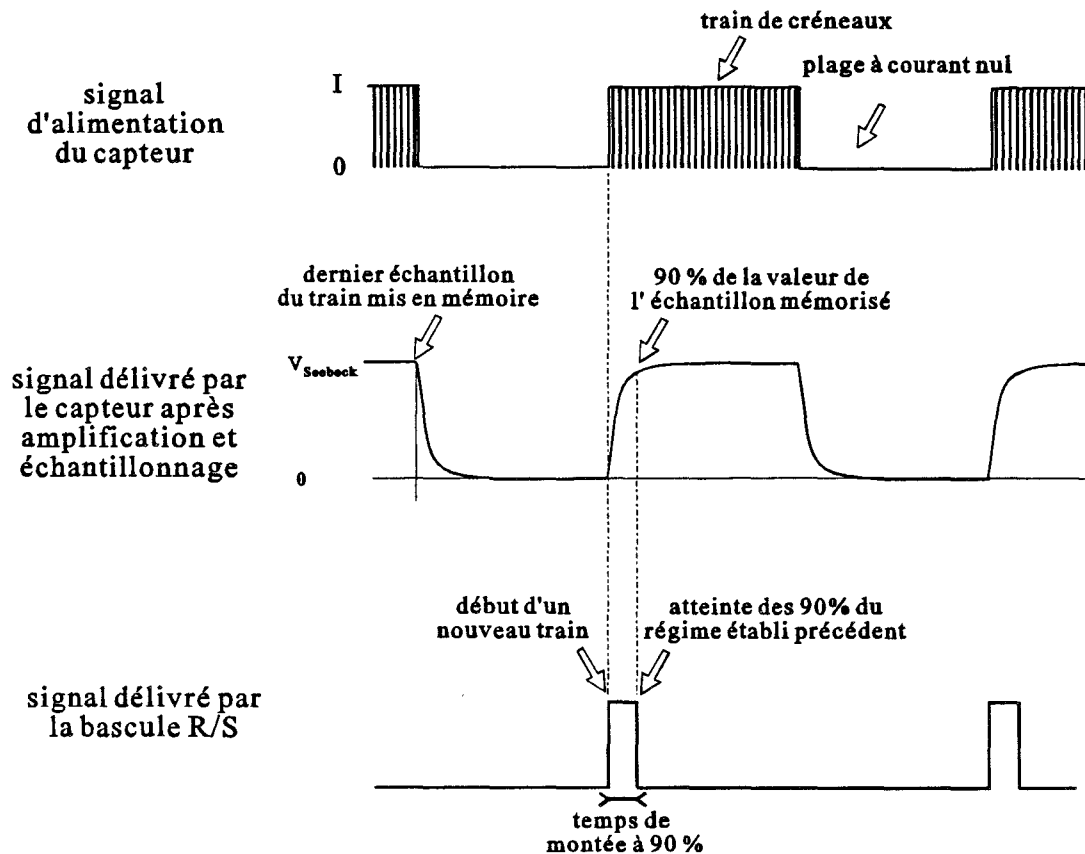


Figure 41 - Principe de mesure du temps de montée.

Il peut aussi être mesuré par l'intermédiaire d'un ordinateur muni d'un convertisseur analogique/numérique. Un programme Pascal assure alors la gestion des échantillons réalisés sur le signal. Les échantillons sont mémorisés durant tout le train de créneaux. Pendant la plage de courant nul, l'ordinateur recherche la valeur de f.e.m. correspondant au régime établi et en déduit la valeur correspondant au taux caractérisant le temps de montée. Le temps de montée est alors calculé en comptant le nombre d'échantillons compris entre le début du train et la valeur recherchée de la f.e.m. Le temps de montée est obtenu en divisant le nombre d'échantillons par la fréquence d'échantillonnage. Cette méthode permet de faire une mesure indépendante de la réponse du capteur lors du train précédent. Le temps de montée mesuré ici est propre à chaque train.

La mesure du temps de montée peut se faire sur la piste émettrice (cas d'un fil) ou sur la piste réceptrice (cas d'un bipiste).

2.2.7. VALIDATION EXPERIMENTALE DU CONDITIONNEUR

Pour vérifier le bon fonctionnement du conditionneur, nous avons connecté sur l'entrée un capteur plan. Nous avons relevé à l'aide d'un oscilloscope le signal délivré par l'échantillonneur bloqueur (figure 27-E1).

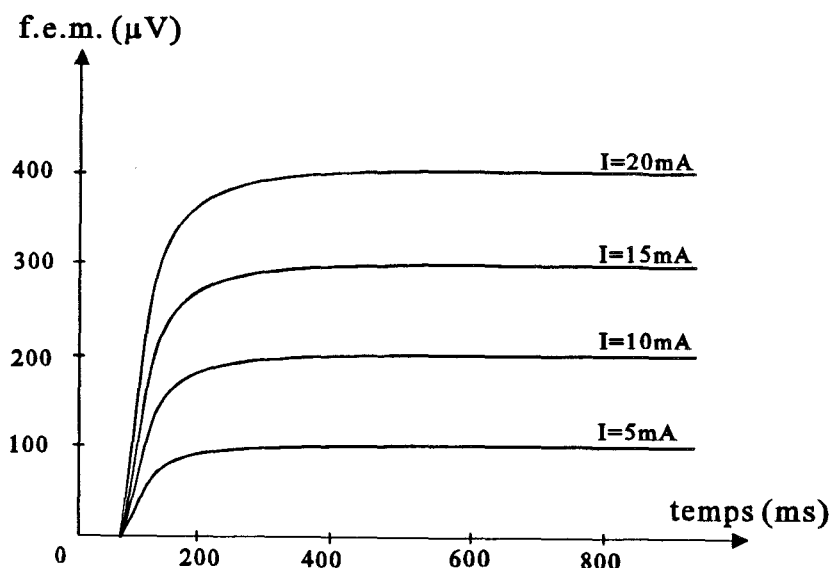


Figure 42 - Réponse du capteur à un indice de courant.

Comme le montre la figure 42, le signal obtenu correspond bien à la réponse du capteur lorsqu'il est soumis à un indice de courant. Pour le capteur considéré, la valeur relevée en échantillonnant après 300 μs correspond à 95% du régime permanent.

Pour le capteur considéré, la valeur relevée en échantillonnant après 300 μs correspond à 95% du régime permanent.

Pour un courant variant entre 5 et 20 mA, l'erreur de linéarité mesurée est inférieure à 2%.

Cependant, il apparaît une non linéarité pour des valeurs plus importantes du courant. Cette non linéarité est due à l'échauffement crée par effet Joule. Cet échauffement, proportionnel à la valeur quadratique du courant, entraîne un accroissement de la f.e.m. du capteur à cause des dérives en température des effets thermoélectriques et des caractéristiques thermophysiques des matériaux utilisés. Il convient donc de ne pas dépasser cette valeur critique du courant pour minimiser les effets de dérive et pour limiter la perturbation que peut engendrer le capteur.

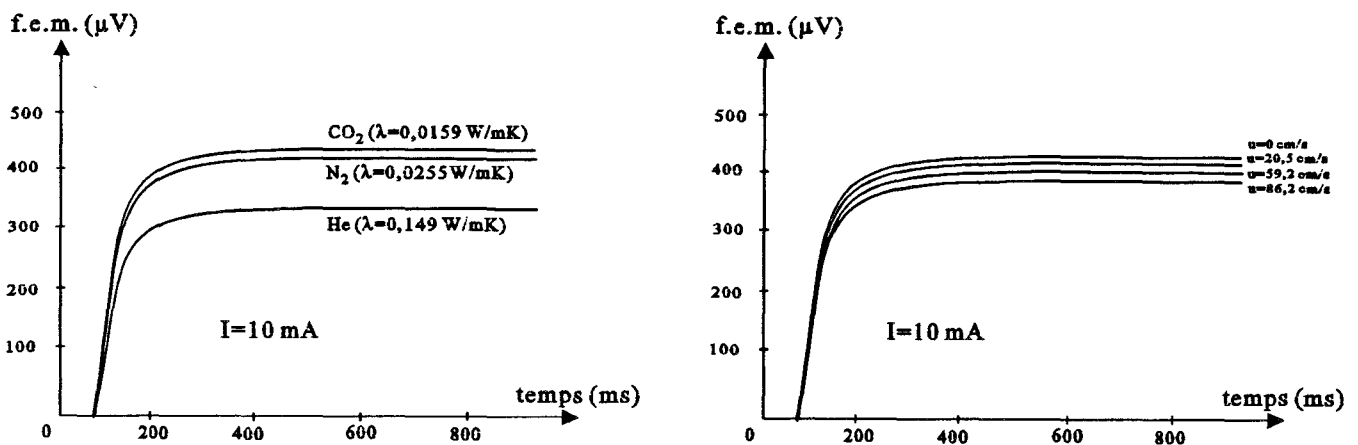


Figure 43 - Réponse indicielle du capteur lors d'une variation du coefficient d'échange.

Pour vérifier qualitativement l'influence du coefficient d'échange sur la réponse du capteur plan, nous avons effectué un relevé pour différents gaz (figure 43-a) puis pour différentes vitesses de fluide (figure 43-b).

Dans les deux cas, on peut constater une variation significative de la réponse indicielle. Une étude détaillée de ces phénomènes est menée dans la suite de ce travail.

Chapitre 3

***Dérive en température
de la f.e.m. détectée***

CHAPITRE 3

DERIVE EN TEMPERATURE DE LA F.E.M. DETECTEE.

L'utilisation des couples thermoélectriques, tant en mesure de vitesse de fluide qu'en mesure de conductivité thermique, fait apparaître une dépendance non négligeable des résultats en fonction de la température. La température est une grandeur d'influence.

Il est possible de suivre deux démarches pour effectuer une mesure: la première consiste à mesurer la température et à étudier ses effets sur le signal. Cette méthode implique alors un étalonnage du capteur suivant les températures qu'il sera possible de connaître lors d'une application donnée. Ces différents étalonnages constituent alors une abaque sur laquelle la grandeur désirée est déduite par l'intermédiaire du niveau de signal délivré et de la mesure de la température.

L'autre méthode, qui rend l'utilisation du capteur plus souple lors de changements de température pendant la mesure, consiste à intégrer dans le conditionneur une compensation du signal en température.

La dérive en température de la f.e.m. détectée peut avoir deux causes. La première cause provient directement de l'effet Joule qui peut faire croître la température du capteur lors du passage du courant. Cette dérive, qui peut être minimisée par l'utilisation d'un courant électrique de faible valeur, sera étudiée lors de la modélisation du capteur.

Dans la plupart des applications, la principale cause de la dérive en température du capteur provient de la variation de température du fluide environnant. Cette variation est à l'origine de deux phénomènes qui vont influencer le signal délivré par le capteur.

Le premier se traduit par une variation de la conductivité thermique du fluide, et donc du coefficient d'échange entre le fluide et le capteur.

La variation de température du fluide entraîne une variation de la température moyenne du capteur et donc de ses propriétés thermophysiques constitue le deuxième phénomène.

3.1.MISE EN EVIDENCE DE LA DERIVE EN TEMPERATURE

La mise en évidence de la dérive thermique des capteurs lors d'une mesure de débit a nécessité la réalisation d'un banc de mesure approprié.

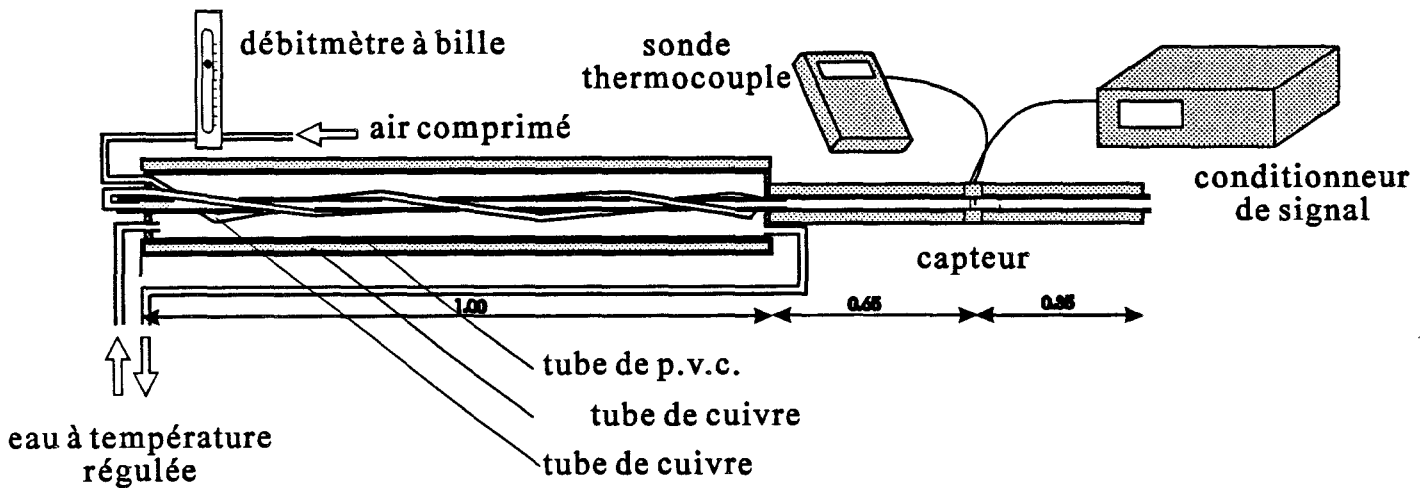


Figure 44 - Banc de mesure de la dérive en température.

Ce banc (figure 44) est constitué d'une canalisation dans laquelle se trouve le capteur filaire sous forme de trame. Une mesure de débit est réalisée en amont du capteur par un débitmètre à bille. Le circuit d'air décrit alors plusieurs passes à l'intérieur d'un tube de P.V.C. de diamètre plus important. Plusieurs spires assurent l'échauffement nécessaire de l'air par contact avec une circulation d'eau chaude dans le tube P.V.C. L'eau est régulée en température par l'intermédiaire d'une résistance chauffante et injectée dans le tube P.V.C. à l'aide d'une pompe.

La température de l'air circulant autour du capteur est ajustée par l'intermédiaire du bain d'eau thermostaté. Cette température est mesurée à l'aide d'une sonde thermocouple afin de faire correspondre le signal recueilli aux mesures de débit.

Afin d'obtenir une plage de température plus conséquente, le tube de P.V.C. et la canalisation à l'extérieur du tube sont recouverts de mousse isolante

Le banc permet de caractériser le signal en fonction du débit (ou de la vitesse moyenne) pour différentes températures. Lors de l'augmentation du débit, cette mesure fait apparaître une élévation de la température au niveau du capteur qui est représentative de l'augmentation des échanges thermiques entre la paroi de la canalisation et l'air. Cette dépendance de la température d'air vis à vis du débit engendre des difficultés pour générer des températures d'air importantes au niveau du capteur lors de la circulation de faibles débits.

Le banc permet cependant de réaliser pour certaines valeurs de débit une plage de variation de température de 30°C (de 20 à 50°C), ce qui permet de mettre en évidence la dépendance en température du signal délivré par le capteur.

Un capteur constantan-cuivre sous forme de trame est inséré dans la canalisation. Pour différentes valeurs de débits et de température, la f.e.m. détectée est relevée. L'abaque obtenu est présenté figure 45.

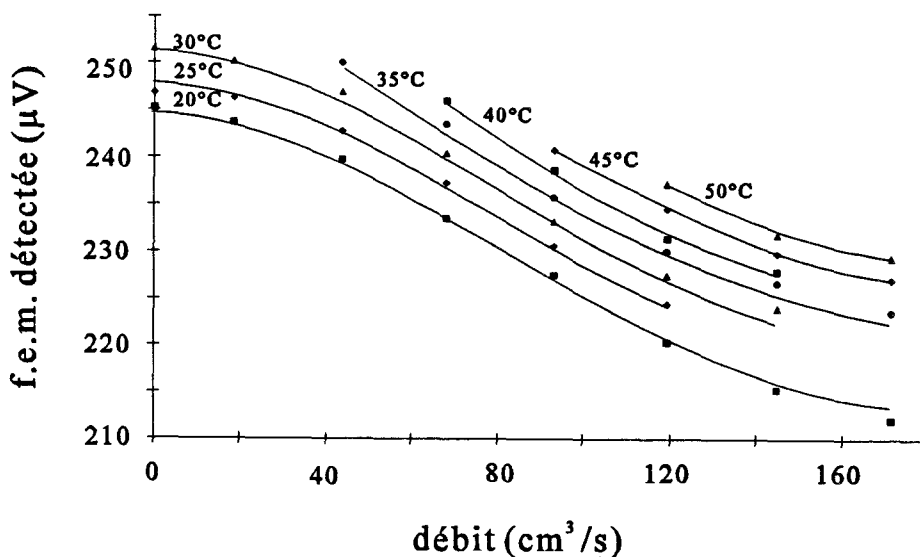


Figure 45 - Dérive en température d'un capteur constantan-cuivre.

Ce relevé expérimental met en évidence la remarque concernant la limitation de la température du fluide pour les faibles débits.

Pour un débit donné, les variations de signal peuvent être estimées entre 3 et 5 μV par tranche de 5°C , ce qui correspond à une erreur de l'ordre de $13,2 \text{ cm}^3/\text{s}$ sur $68 \text{ cm}^3/\text{s}$ qui serait la mesure correspondant à une f.e.m. de $233,52 \mu\text{V}$ donnée à 20°C . Une élévation de la température du fluide de 5°C qui ne serait pas prise en compte lors de la mesure entraînerait une erreur d'appréciation du débit de l'ordre de 20%.

Les capteurs thermoélectriques utilisés jusqu'à présent au laboratoire pour la mesure de vitesse de fluide étaient basés sur le couple constantan-cuivre en raison du bon niveau de f.e.m. recueilli et de la facilité technologique de réalisation des électrodes plaquées. Cependant l'expérience précédente montre la dérive très importante de ce couple.

3.2. ANALYSE DE L'ORIGINE DE LA DERIVE DU SIGNAL

D'après la relation 24, la f.e.m. recueillie est de la forme:

$$\Delta V = 2N(\alpha_1 - \alpha_{eq})^2 \left(\frac{\sigma_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2} \right)^2 R_{th} T_0 I \quad (35)$$

Le signal délivré par le capteur est fonction de ses caractéristiques thermiques, électriques et thermoélectriques et de la conductivité thermique du milieu ambiant.

La dérive du signal est la combinaison des dérives propres à chacune des grandeurs qui interviennent. Il est fait abstraction des éventuelles variations dimensionnelles qui pourraient découler des dilatations des métaux.

Le capteur est soumis, lors du passage du courant à quatre phénomènes physiques: l'effet Joule, l'effet Peltier, l'effet Seebeck et l'effet Thomson, ce dernier étant négligeable par rapport à l'effet Seebeck.

L'effet Joule peut être considéré comme distribué de façon homogène sur la surface complète du capteur, abstraction faite des extrémités qui représentent des puits thermiques. L'effet Joule est le plus important, il peut entraîner l'échauffement et donc fixer les valeurs des propriétés thermophysiques des matériaux constituant le capteur.

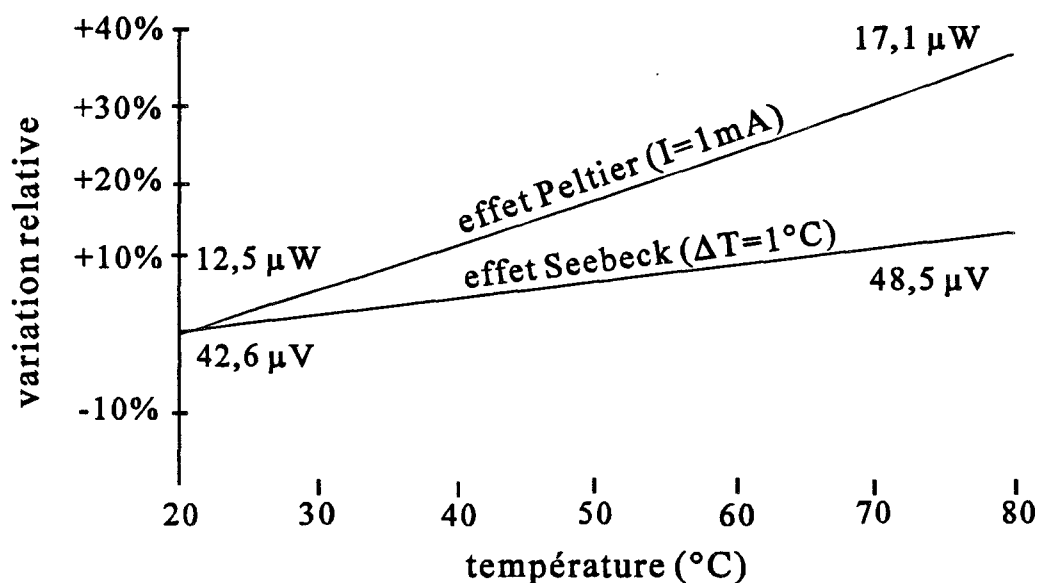


Figure 46 - Dérive en température des effets Peltier et Seebeck.

Afin de comparer l'importance des dérives générées par effet Peltier et effet Seebeck, nous avons représenté (figure 46) la variation relative de ces deux effets pour jonction constantan-cuivre. On constate que la variation de la puissance induite par effet Peltier est de 0,61 %/°C alors que la variation de signal délivré par effet Seebeck est de 0,23 %/°C.

La dérive de l'effet Peltier est la conséquence de l'influence prépondérante de la température absolue sur la puissance générée. Elle apparaît dans la relation 35 par l'intermédiaire du terme T_0 .

Les autres causes de dérives sont analysées par ordre d'importance dans les paragraphes suivants.

3.2.1 DERIVE DES POUVOIRS THERMOELECTRIQUES

Contrairement à l'effet Peltier, l'effet Seebeck ne fait pas intervenir directement la température, mais la différence de température induite entre deux jonctions successives par les sources de flux Peltier.

Pour la plupart des couples, il n'y a pas de relation simple entre le pouvoir thermoélectrique et la température lorsque celle-ci varie de façon importante (figure 47).

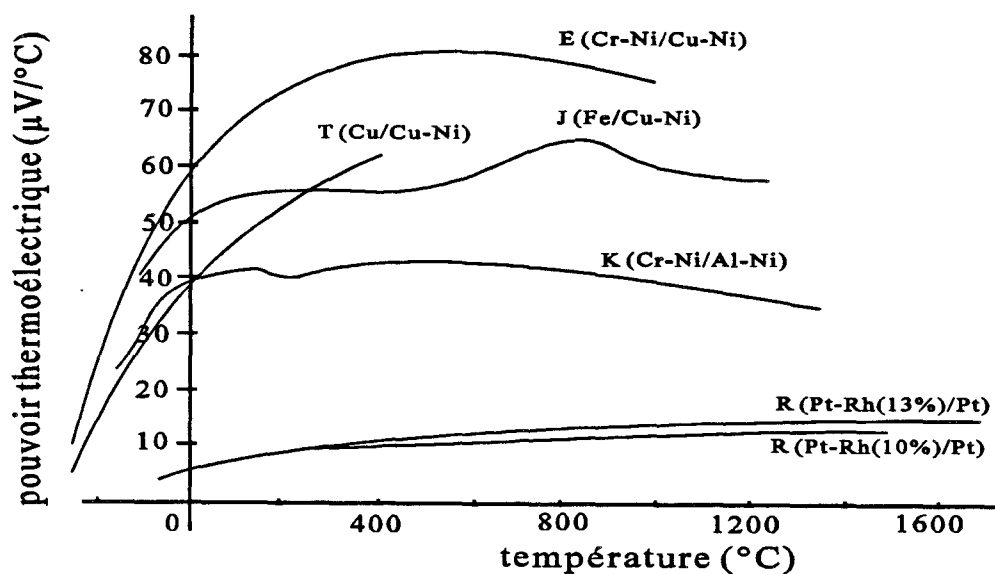


Figure 47 - Pouvoirs thermoélectriques de quelques couples.

Cependant, il est souvent possible de linéariser leurs variations dans la plage 0-100 $^\circ\text{C}$.

$$\Delta V(T_0) = (\alpha_1(T_0) - \alpha_2(T_0)) \Delta T \quad \text{avec} \quad \alpha_i(T_0) = a_i + b_i(T_0 - 273) \quad (36)$$

	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)
constantan	38	0,089
cuiivre	-2,7	-0,0079
fer	-17	0,0297
nickel	19	0,03
or	-2,9	-0,0093
platine	3	0,032

Tableau 7 - Pouvoirs thermoélectriques de quelques matériaux ⁴.

3.2.2. DERIVE DES CONDUCTIVITES ELECTRIQUES

Dans tout métal (ou alliage), l'agitation thermique des ions croit avec la température, d'où pour les électrons libres, des captures et des chocs plus nombreux : la résistivité électrique des métaux varie donc dans le même sens que la température.

Pour de nombreux métaux, les variations de résistivité électrique peuvent être représentées linéairement dans la plage 0-100°C.

$$\rho = \rho_0(1 + K_p T) \quad \text{et} \quad \sigma = \frac{1}{\rho} \quad (37)$$

Quelques valeurs numériques sont données dans le tableau suivant:

	ρ_0 ($\Omega.m$)	K_p (K^{-1})
chromel	$70,6 \cdot 10^{-8}$	0,00032
constantan	$52 \cdot 10^{-8}$	0,00001
cuiivre	$1,69 \cdot 10^{-8}$	0,0043
fer	$10,1 \cdot 10^{-8}$	0,0065
nickel	$6,9 \cdot 10^{-8}$	0,0068

Tableau 8 - Résistivités électriques de quelques matériaux.

⁴ Les nombreuses sources nécessaires à l'élaboration des tableaux sont détaillées en annexe.-

Les métaux et alliages utilisés présentent des variations très différentes qui peuvent aller de 0,001% par °C pour le constantan à 0,68% par °C pour le nickel. (Il est possible d'obtenir des variations encore plus importante avec des matériaux tels que le cérium ou le ruthérium).

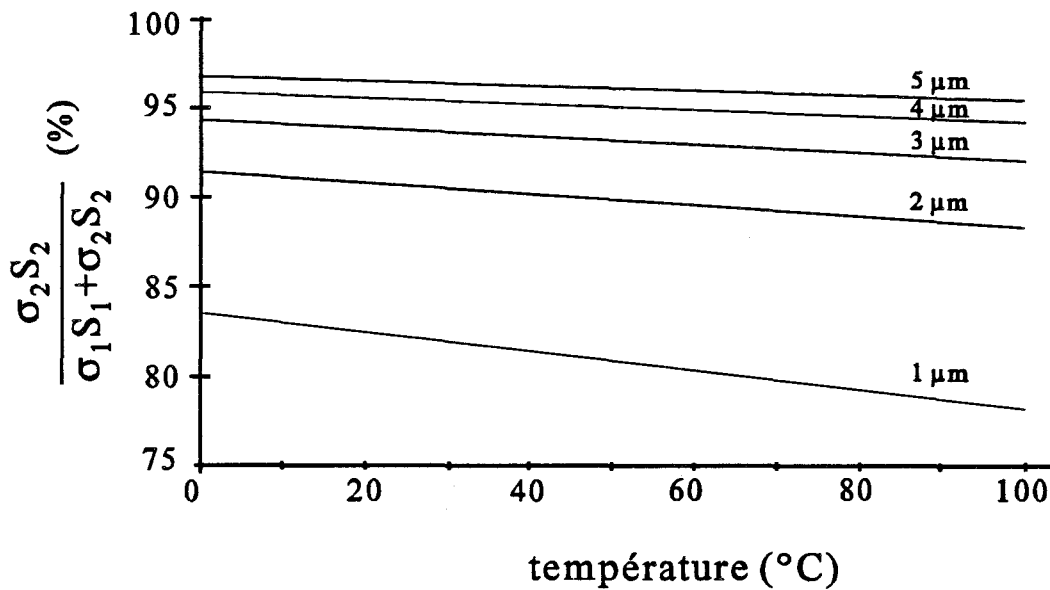


Figure 48 - Proportion de courant dérivé (α_{eq}) par une piste de 25 μm de constantan recouverte de différentes épaisseurs de cuivre.

Le terme $\frac{\sigma_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2}$ qui régit la proportion de courant dérivé dans l'électrode plaquée et le

pouvoir thermoélectrique équivalent est fonction des épaisseurs des métaux respectivement mis en rapport suivant la relation 35. Le couple constantan-cuivre présente, pour de faibles épaisseurs de plaquage, un terme de dérivation du courant déjà important mais très dépendant de la température (figure 48).

3.2.3.DERIVE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DU CAPTEUR

Les conductivités thermiques des métaux qui constituent le capteur varient avec la température de manière souvent non négligeable. Elles peuvent être ramenées elles aussi à des fonctions linéaires de la température sur une plage de plusieurs dizaines de degrés:

$$\lambda = \lambda_0(1 + K_\lambda T) \quad (38)$$

Pour la majorité des métaux et alliages, la capacité à conduire la chaleur diminue avec la température. Cependant, certains alliages (répondant à des proportions particulières, comme le constantan) et certains métaux (tel l'aluminium) présentent une évolution inverse.

	λ_0 (W/m.K)	K_λ (K ⁻¹)
aluminium	202	1,98.10 ⁻⁴
chromel	17	0
constantan	21,6	2,778.10 ⁻⁴
cuivre	386	-1,813.10 ⁻⁴
fer	73	-9,219.10 ⁻⁴
nickel	93	-10,75.10 ⁻⁴

Tableau 9 - Conductivités thermiques de quelques matériaux.

Si les variations de conductivités restent limitées, l'association de deux métaux (ou alliages) peut entraîner des variations globales de résistance thermique notables dans un sens ou dans l'autre.

3.2.4.DERIVE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DU MILIEU ENVIRONNANT

La conductivité thermique du milieu environnant intervient directement sur le coefficient d'échange thermique entre les sources et le milieu ambiant.

Le coefficient d'échange étant dépendant de la conductivité thermique des gaz, celle-ci intervient également dans le processus de dérive thermique.

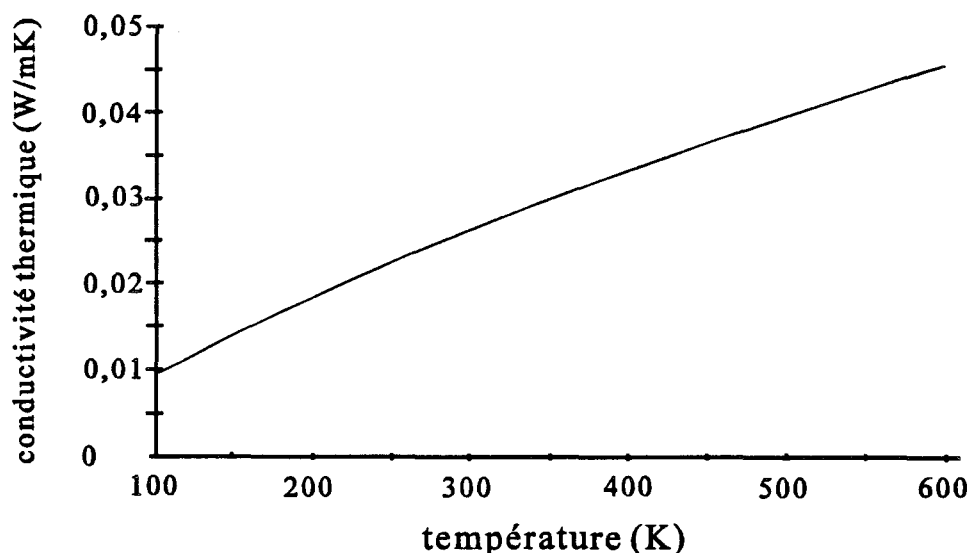


Figure 49 - Variation de la conductivité thermique de l'air en fonction de la température.

La variation de conductivité thermique des gaz (fonction de la viscosité et de la chaleur spécifique) est importante (figure 49) et peut souvent être linéarisée dans la gamme 0-100°C.

Ainsi pour l'air:

$$\lambda = \lambda_0 (1 + K_\lambda T) \text{ avec } \lambda_0 = 0,02445 \text{ W/mK} \text{ et } K_\lambda = 0,00271 \text{ K}^{-1}$$

3.3. COMPENSATION DE LA DERIVE DU SIGNAL

La f.e.m. délivrée par le capteur dépend des caractéristiques du capteur et de la conductivité thermique du milieu ambiant. Les variations induites par une élévation de température sont importantes et peuvent être la cause d'une erreur systématique dans la mesure. Il convient donc de corriger cette dérive. (Un exemple est donné figure 50).

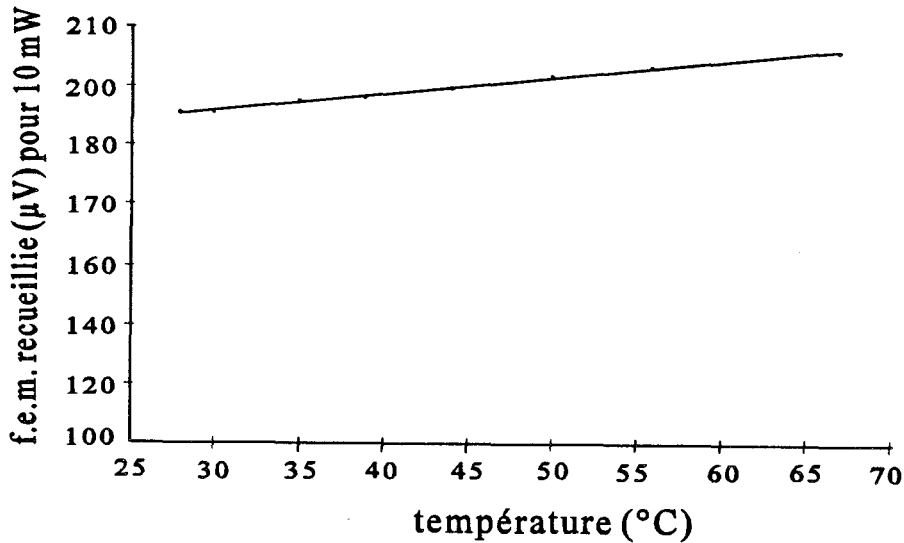


Figure 50 - Relevé expérimental de la dérive d'un fil constantan-cuivre.

La dérive en température de la f.e.m. détectée évolue selon une loi sensiblement linéaire et se prête donc bien à une correction de signal de type analogique.

La méthode consiste à profiter de l'aspect linéaire de la dérive de la f.e.m.: le signal peut être corrigé par une autre fonction linéaire de coefficient de pente opposé.

La relation 35 peut être exprimée au deuxième ordre près par :

$$\Delta V = KI(1 + AT) \tag{39}$$

Si on substitue à la source de courant I alimentant le capteur, une source de tension E, on vient faire jouer un rôle intéressant à la résistance électrique du capteur.

Si la résistance interne de la source de tension est nulle, la relation précédente s'écrit alors:

$$\Delta V = K \frac{E}{R} (1 + AT) \tag{40}$$

avec A: coefficient de température du capteur alimenté à courant constant

Soit en prenant en compte la dépendance en température de la résistance électrique du capteur:

$$\Delta V = K \frac{E (1 + AT)}{R (1 + BT)} \quad (41)$$

avec B: coefficient de température de la résistance du capteur

L'effet des variations des grandeurs mises en jeu peut être amoindri par la variation que présente la résistance électrique.

3.3.1. COMPENSATION NATURELLE

Pour obtenir la compensation naturelle il faut $B=A$. Dans le cas où la résistance varie plus que nécessaire avec la température ($B>A$), la mise en série d'une résistance (R_s) avec le capteur permet d'obtenir une dérive nulle.

La résistance de l'ensemble devient :

$$R + R_s = R_0(1 + BT) + R_s = (R_0 + R_s) \left(1 + \frac{R_0 BT}{R_0 + R_s} \right) = R'_0 (1 + B'T) \quad (42)$$

Ce qui permet d'assimiler l'association résistance-capteur à un autre capteur dont le coefficient de température B' est ajustable afin d'obtenir $B'=A$.

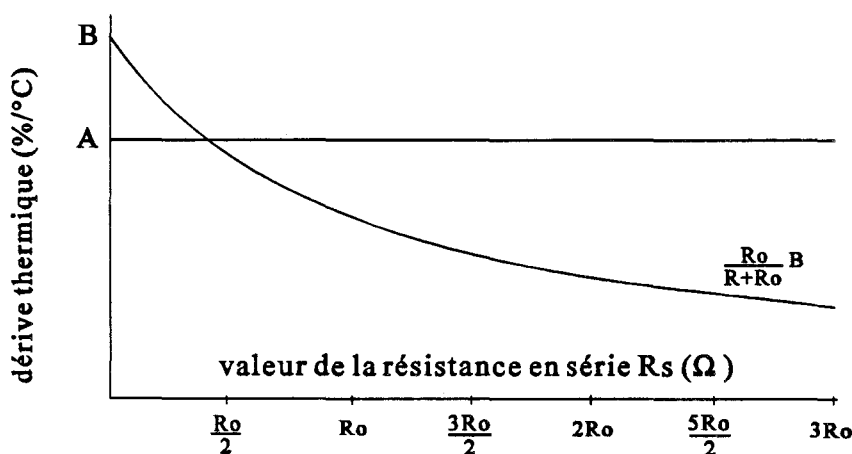


Figure 51 - Coefficient thermique de l'ensemble résistance-capteur en fonction de R_s .

3.3.2. COMPENSATION ELECTRONIQUE

Dans le cas où $A > B$, il convient de réaliser une fonction permettant d'augmenter artificiellement le coefficient de température de la résistance du capteur (B).

Une telle fonction a déjà été réalisée par un montage à amplificateur opérationnel[31].

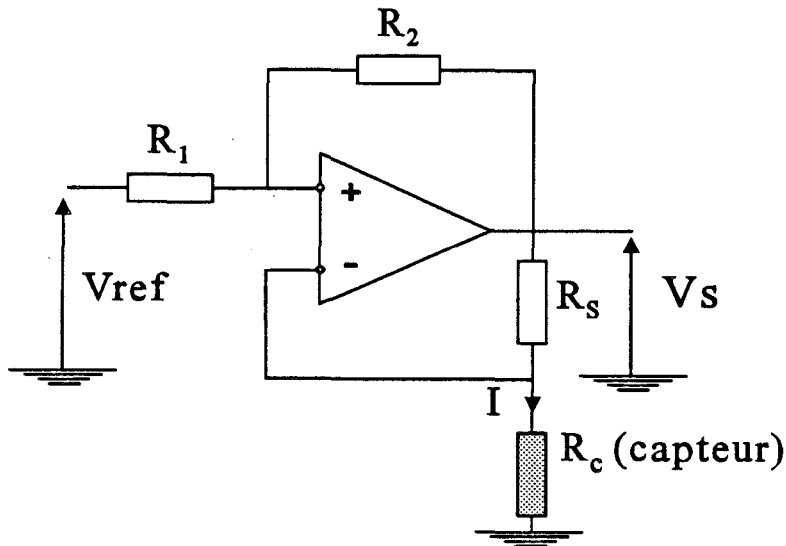


Figure 52 - Circuit de compensation électronique de la dérive.

Pour ce montage, I , le courant traversant le capteur est donné par:

$$I = \frac{V_{ref}}{R_0(1+BT) - R_s} = \frac{V_{ref}}{(R_0 - R_s) \left(1 + \frac{BR_0}{R_0 - R_s} T \right)} = \frac{V_{ref}}{R_0''(1+B''T)} \quad (43)$$

Tout se passe comme si le capteur présentait un coefficient de température artificiel B'' ajustable à l'aide de la résistance R_s , soit $B'' = \frac{BR_0}{R_0 - R_s}$.

Dans ce cas, il faut également $B'' = A$ pour réaliser la compensation en température.

L'inconvénient principal de cette méthode de compensation réside dans l'instabilité des réglages lorsqu'une amplification importante doit être apportée au coefficient de température de la résistance du

capteur. Ce problème a été rencontré lors d'essais réalisés dans une thèse précédente pour le couple constantan-cuivre[35].

C'est pourquoi nous introduisons le terme ξ représentatif de l'amplification. Dans ces conditions, la relation 40 peut s'écrire:

$$\Delta V = K \frac{E (1 + AT)}{R_0 (1 + \xi BT)} \quad (44)$$

Pour obtenir la compensation, il faut réaliser la condition $\xi = \frac{A}{B}$.

Lorsque $A < B$, la compensation naturelle sera utilisée, par contre lorsque $A > B$, il faudra utiliser la compensation électronique.

Une étude systématique pour différents couples a été menée au paragraphe 7 de ce chapitre.

3.4. RECHERCHE D'UN COUPLE COMPENSABLE NATURELLEMENT

L'instabilité inhérente à la correction électronique de la dérive, associée au couple constantan-cuivre, implique la recherche d'un couple thermoélectrique à variation de résistance électrique assez importante pour permettre une compensation naturelle ou une compensation électronique plus facile à mettre en oeuvre.

La recherche d'un tel couple implique une étude relativement large des caractéristiques des matériaux, et non pas une étude unique des pouvoirs thermoélectriques.

Le couple idéal doit fournir un niveau de signal acceptable (donc de bons contrastes de pouvoirs thermoélectriques et de conductivités électriques), être réalisable en faibles dimensions (métal support existant en fil fin et électrodes réalisables par voie chimique ou électrolytique) et offrir la possibilité d'une compensation de la dérive (dérive globale de la f.e.m. la plus faible possible et variation de la résistance électrique du capteur la plus importante possible).

Un logiciel a été réalisé pour étudier le comportement du signal en fonction de la température. L'étude est faite sur une large plage de température (80°C) et fournit l'information sur la dérive du signal en fonction de l'épaisseur de plaquage pour un fil de 25 μm de diamètre parcouru par un courant de 10 MA et présentant une longueur plaquée égale à 50 % de la longueur de la cellule. L'épaisseur du plaquage joue un rôle important dans le taux de courant dérivé et dans les comportements en température des résistances thermiques et électriques.

Par souci de simplification et pour couvrir un large éventail d'applications possibles, la dérive de la conductivité thermique du milieu environnant n'a pas été prise en compte: les échanges convectifs sont considérés comme nuls.

Certains couples intéressants pour la réalisation des capteurs sont alors étudiés de manière expérimentale. Un fil de quelques centimètres est plongé dans un bain d'huile silicone dont la température est ajustée par l'intermédiaire d'une résistance chauffante. L'utilisation de l'huile silicone se justifie par ses propriétés électriques isolantes, par sa viscosité suffisante pour considérer les variations d'échanges convectifs négligeables et de plus, elle ne présente pas de changement d'état dans la plage de température étudiée.

3.4.1. THERMOCOUPLES A BASE DE CUIVRE

3.4.1.1. CONSTANTAN-CUIVRE

Le logiciel permet de mettre en évidence la zone d'action de la résistance associée en série au capteur en fonction de l'épaisseur du dépôt (pour un fil de constantan de 25 μm de diamètre). La zone d'action de la résistance variable est comprise entre la courbe représentative de la dérive du capteur seul ($R_s=0$; courbe inférieure sur la figure 53-b) et la courbe représentative de la dérive de l'association capteur-résistance ($R_s=\infty$, courbe supérieure).

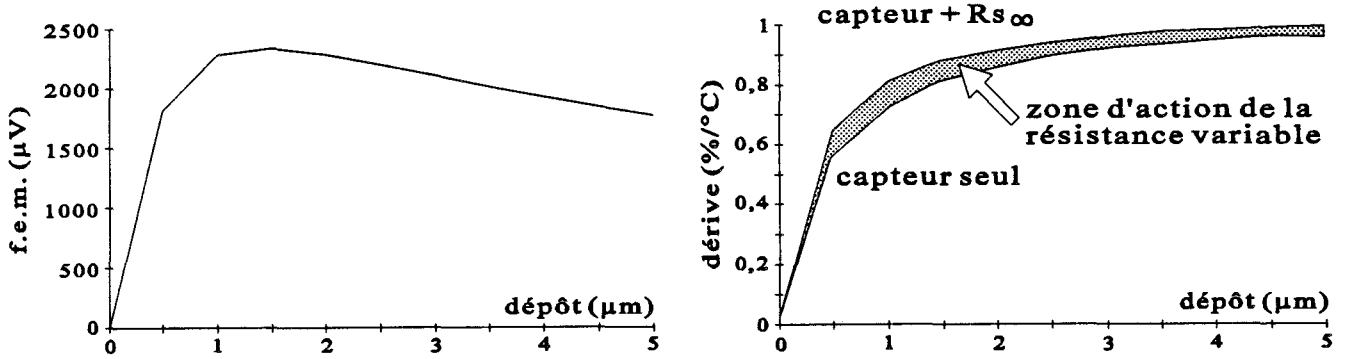


Figure 53 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple constantan-cuivre.

La compensation est possible dès lors que cette zone d'action passe par l'axe des abscisses, représentatif d'une dérive nulle.

Le couple constantan-cuivre présente une dérive importante (de l'ordre de 0,9 %/°C) due principalement aux variations en température des pouvoirs thermoélectriques et de la température moyenne du capteur. La zone d'action est relativement petite et ne permet pas d'envisager une compensation naturelle (figure 53).

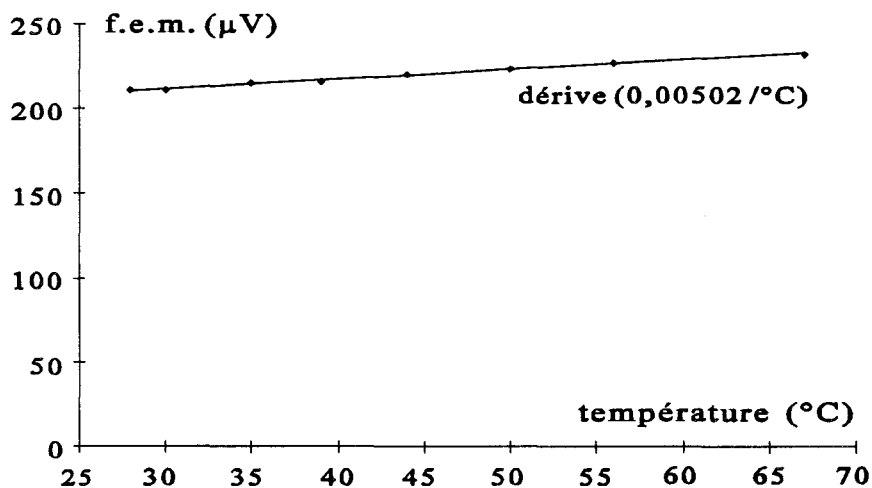


Figure 54 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour le couple constantan-cuivre.

Ces résultats ont été vérifiés expérimentalement à l'aide d'un capteur (fil de 25 μm de diamètre avec un plaquage de 1 μm) alimenté en tension dans l'huile silicone présente une dérive proche de la valeur calculée (figure 54). Le fait d'alimenter en tension permet de profiter de la variation de la résistance électrique du capteur. Cependant, la résistivité du constantan, qui influence le plus le comportement de la résistance globale du capteur, est importante et ne varie que très peu avec la température. C'est pourquoi la très faible variation de résistance électrique du capteur entraîne la nécessité de l'utilisation d'un circuit de compensation électronique.

3.4.1.2. CHROMEL-CUIVRE

Le chromel est souvent utilisé avec le constantan et l'alumel avec qui il présente de bons contrastes de pouvoirs thermoélectriques. Le constantan et l'alumel sont des alliages qui se prêtent mal à des dépôts chimiques ou électrolytiques. Le chromel est ici associé au cuivre:

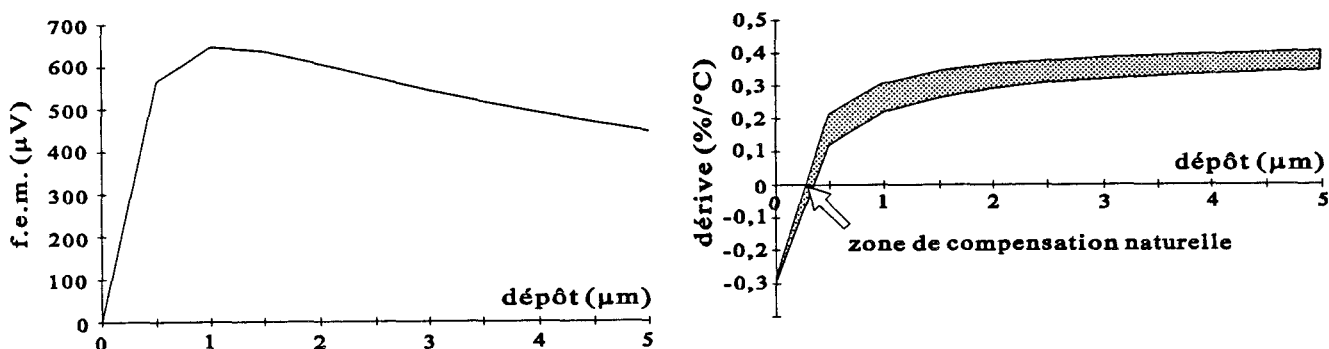


Figure 55 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple chromel-cuivre.

L'allure de la f.e.m. et de la dérive est comparable à celle du couple constantan-cuivre. La différence de pouvoirs thermoélectriques est deux fois plus faible ce qui implique un niveau de signal 4 fois inférieur. Un tel couple laisse cependant apparaître une possibilité de compensation naturelle

puisque la zone d'action de la résistance variable passe par l'axe des abscisses pour un dépôt de l'ordre de $0,3 \mu\text{m}$ de cuivre.

Cependant, cette association n'apporte pas une solution satisfaisante; la zone de compensation est relativement faible (de $0,25 \mu\text{m}$ à $0,33 \mu\text{m}$), ce qui implique un contrôle très rigoureux de l'épaisseur de dépôt. De plus, un tel dépôt entraîne une perte de signal de l'ordre de 70 % par rapport à la configuration optimale (figure 55).

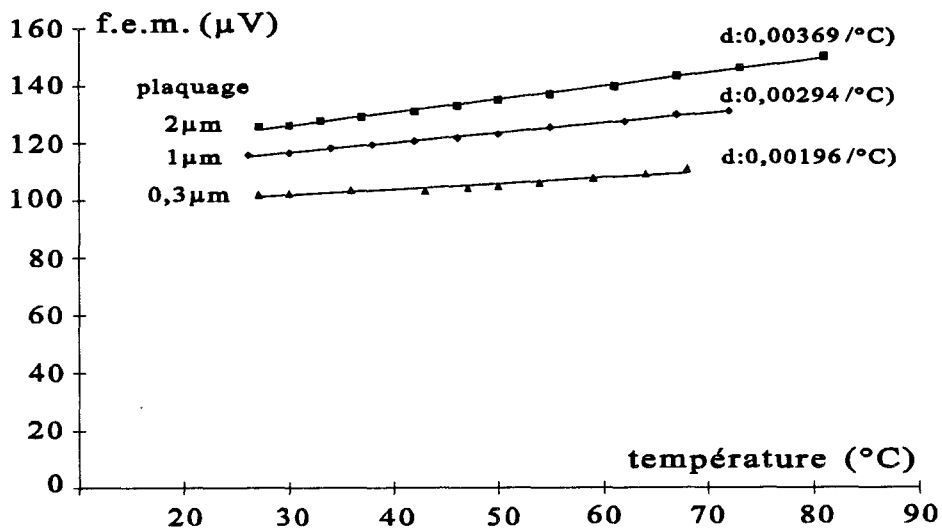


Figure 56 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour le couple chromel-cuivre.

Pour vérifier ces résultats, un fil de chromel recouvert de plots de cuivre a été réalisé. Le relevé du signal délivré par le fil immergé dans l'huile silicone fait apparaître un coefficient de dérive croissant avec l'épaisseur du dépôt. Les valeurs obtenues sont sensiblement supérieures à celles données par le logiciel. Nous interprétons cet écart de l'ordre de 20% par l'imprécision sur la mesure des dépôts et la pureté de ceux-ci.,

Une étude comparable avec l'alumel n'a pas pu être menée du fait de l'impossibilité de trouver des fils fins (diamètre $\leq 50 \mu\text{m}$) dans le commerce.

3.4.2. COUPLES A BASE DE NICKEL

La compensation naturelle se faisant pour une zone d'action de la résistance variable qui coupe l'axe des abscisses, il est intéressant d'utiliser un métal de grande variation de conductivité électrique dans le but de tirer vers le bas les courbes de dérives thermiques. Une solution déjà envisagée^[Didier] consiste à utiliser le nickel (de variation de résistivité 0,68 % par °C).

3.4.2.1. CONSTANTAN-NICKEL

Le constantan présentant une conductivité électrique beaucoup plus faible que le nickel, c'est celui-ci qui constituera les électrodes plaquées.

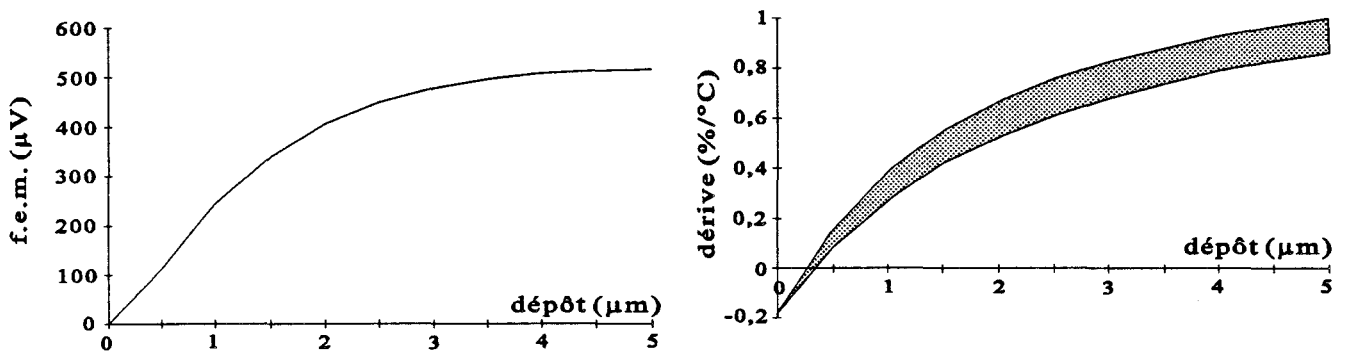


Figure 57 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple constantan-nickel.

Le niveau de f.e.m. est sensiblement égal au couple chromel-cuivre, cependant, la dérive reste élevée (ceci du fait de la faible variation de résistivité électrique du constantan). A dérive du même ordre de grandeur, ce couple ne présente pas d'intérêt par rapport à l'association constantan-cuivre.

4.2.2. CHROMEL-NICKEL

Associé au nickel, le chromel présente une différence de pouvoir thermoélectrique intéressante, de l'ordre de celle du constantan-cuivre.

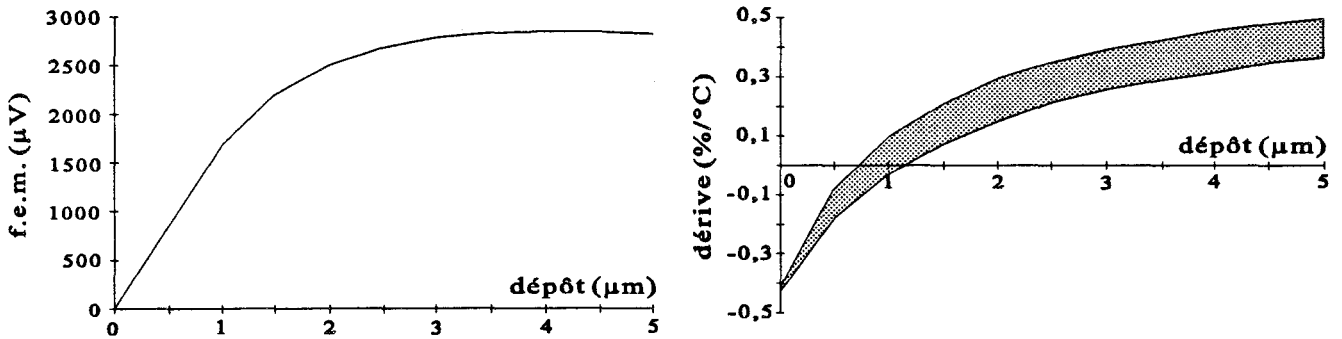


Figure 58 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple chromel-nickel.

Le niveau de signal est élevé et la dérive moins importante (de l'ordre de 0,3 %/°C). Une compensation naturelle par contrôle de l'épaisseur du dépôt reste envisageable, la marge de manoeuvre étant plus large (0,75 à 1,25 μm) avec un niveau de signal restant satisfaisant (environ 1700 μV).

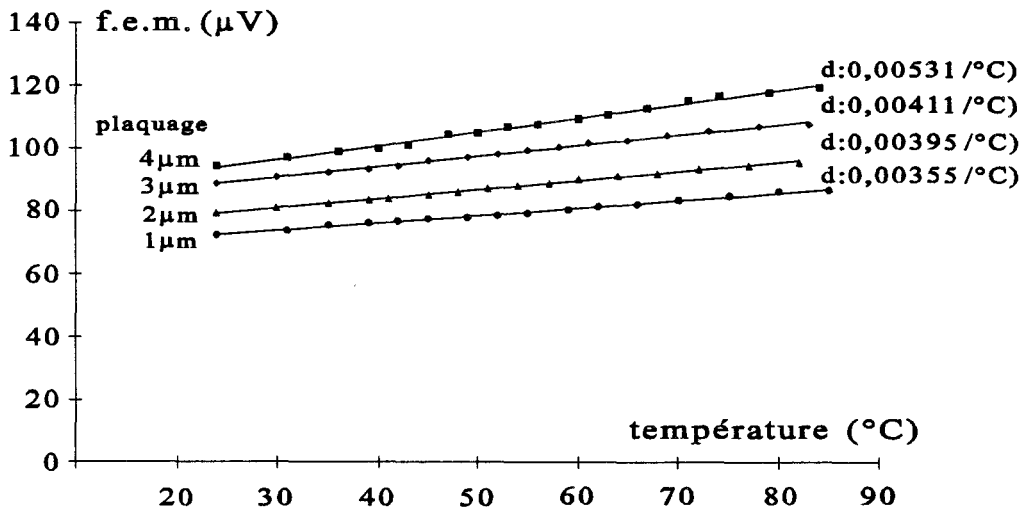


Figure 59 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour le couple chromel-nickel.

Un relevé dans l'huile silicone pour des fils de chromel recouverts de plots de nickel fait apparaître un coefficient de dérive et une f.e.m. croissante avec l'épaisseur de dépôt. Pour obtenir une pente négative, il aurait fallu réaliser des dépôts inférieurs au μm . Compte tenu de la technologie mise en oeuvre (dépôts électrolytiques) et de l'imprécision sur la mesure, il a été impossible de contrôler parfaitement l'épaisseur des couches, ce qui explique l'écart avec les valeurs théoriques.

3.4.3. COUPLES A BASE DE FER

Tout comme le nickel, le fer présente une variation importante de résistivité électrique vis à vis de la température. Le fer présente deux avantages supplémentaires:

- Sa conductivité électrique est moyenne, si bien qu'il peut être utilisé comme métal plaqué (sur un fil de faible résistivité électrique comme du constantan ou du chromel) ou comme métal support (avec un plaquage de grande conductivité électrique comme du cuivre, de l'or, de l'argent ou du nickel).

- Le fer présente un pouvoir thermoélectrique particulier: parmi les métaux étudiés, il est le seul dont le terme de variation absolue est de signe opposé à la valeur de son pouvoir thermoélectrique à 0 °C. La variation de pouvoir thermoélectrique du fer compensera partiellement la variation du pouvoir thermoélectrique du métal associé, ce qui rendra la dérive du contraste thermoélectrique négligeable par rapport à la variation de température moyenne du capteur qui reste le principal terme pénalisant.

3.4.3.1. CONSTANTAN-FER

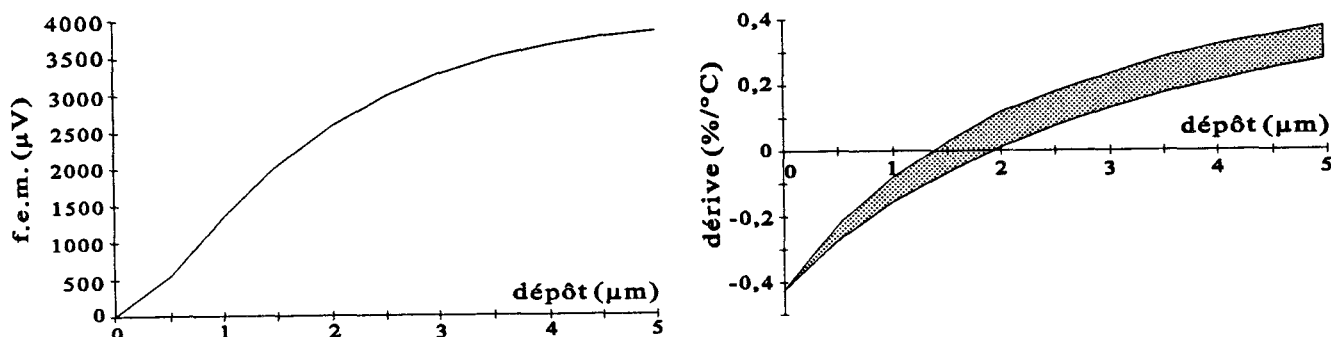


Figure 60 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple constantan-fer.

Du fait de la forte résistivité du constantan, il convient d'effectuer des dépôts de fer. Le contraste de pouvoirs thermoélectriques est alors de l'ordre de $55\mu\text{V}/^\circ\text{C}$.

Le niveau de signal recueilli est important et la dérive est d'environ $0,3\text{ }^\circ\text{C}$ (figure 60). Tout comme le chromel-nickel, un contrôle de l'épaisseur de dépôt permet d'envisager une compensation naturelle sur la plage d'épaisseurs $1,4 - 2\text{ }\mu\text{m}$ avec un niveau de signal intéressant ($2000\text{ }\mu\text{V}$). Ne disposant pas de méthode permettant de déposer le fer, une étude expérimentale n'a pas été menée.

3.4.3.2. CHROMEL-FER

Le couple chromel-fer présente un contraste de conductivités électriques intéressant (respectivement $70,6 \cdot 10^{-8}\text{ }\Omega \cdot \text{m}$ et $10,8 \cdot 10^{-8}\text{ }\Omega \cdot \text{m}$), il semble donc intéressant de déposer des électrodes de fer sur un fil de chromel. Cependant, les pouvoirs thermoélectriques de ces deux matériaux sont très proches, ce qui ne permet pas de disposer d'un niveau de signal convenable, de plus la dérive en température présentée par un tel capteur est trop importante pour être corrigée de manière électronique.

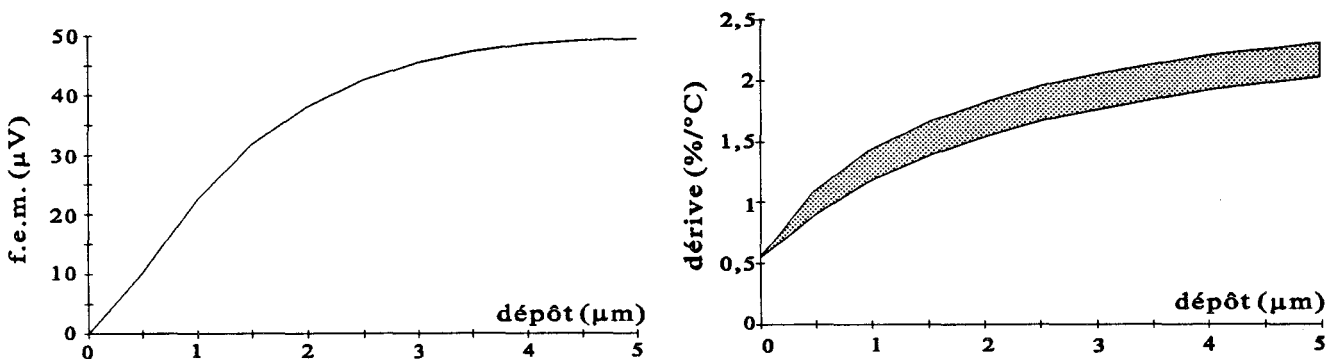


Figure 61 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple chromel-fer.

3.4.3.3. FER-CUIVRE

La variation de la résistance électrique totale du capteur est fonction des deux matériaux mis en jeu. Les deux matériaux ne sont pas présents dans les mêmes proportions, le matériau support joue un rôle plus important. Il régit la résistance des zones non plaquées et sa contribution peut être estimée du même ordre de grandeur que celle du matériau déposé dans les zones plaquées.

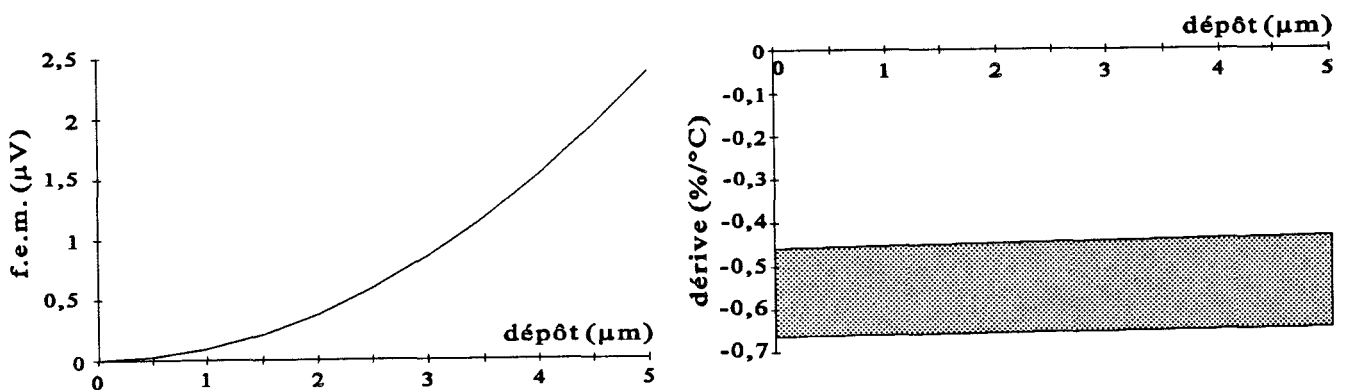


Figure 62 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour un fil de cuivre avec dépôts de fer.

Un fil de cuivre recouvert d'électrodes de fer présente une dérive en température fortement négative (figure 62), donc susceptible d'être compensée naturellement uniquement pour des mesure dans des milieux dont la conductivité thermique augmente beaucoup avec la température. Cependant le taux de courant dérivé est faible du fait de la conductivité électrique du fer qui est proche de celle du cuivre. De plus, le contraste de pouvoirs thermoélectriques est faible (de l'ordre de $15 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$), ce qui entraîne un niveau de signal quasi nul.

Afin d'augmenter le courant dérivé, nous avons étudié le cas d'un dépôt de cuivre sur un fil de fer.

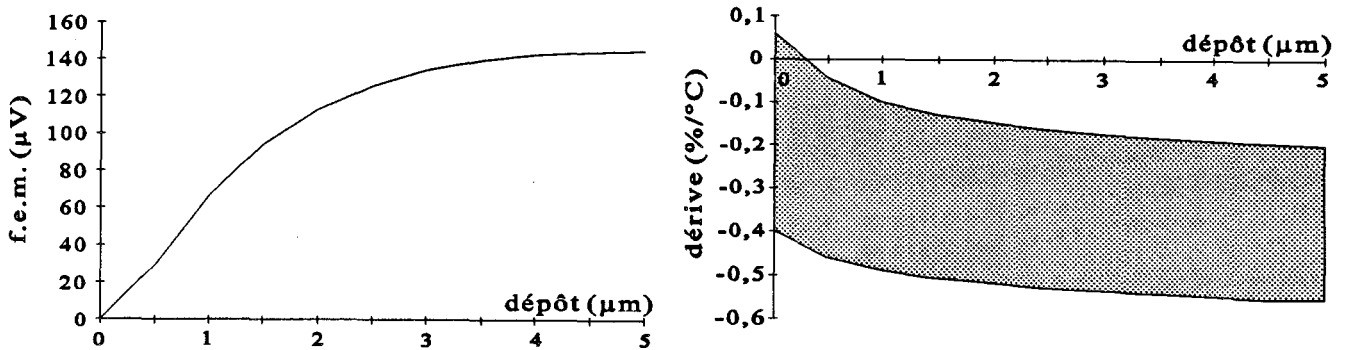


Figure 63 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour un fil de fer avec dépôts de cuivre.

Tout comme l'utilisation d'un fil de cuivre recouvert de fer, cette association fait apparaître une dérive fortement négative mais qui peut être compensée pour des mesures dans l'air (la variation de conductivité thermique de l'air peut être estimée à $+0,27 \text{ } \%/^{\circ}\text{C}$). Le signal est environ 50 fois plus important que dans le cas précédent, mais néanmoins reste trop faible pour présenter un intérêt pratique.

3.4.4. COUPLE FER-NICKEL

Les caractéristiques présentées par le fer en font un matériau très intéressant tant pour le niveau de signal que pour la dérive en température du capteur réalisé. Une association avec un métal plaqué à grande variation de conductivité électrique permet d'envisager une zone de compensation large. L'utilisation du nickel sous forme d'électrodes plaquées devient d'autant plus intéressante que la différence de pouvoirs thermoélectriques présentée par le couple fer-nickel est de l'ordre de celle du constantan-cuivre: $38 \text{ } \mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$.

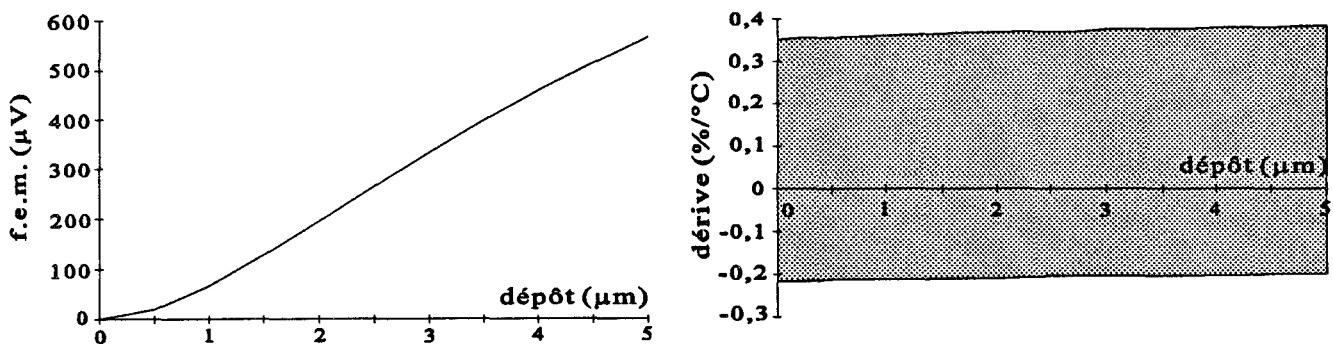


Figure 64 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple fer-nickel.

L'étude théorique (figure 64) fait apparaître un niveau de signal relativement moyen, en raison du faible taux de courant dérivé dans les électrodes plaquées (58 % de la quantité de courant participe à l'effet Peltier pour un fil de fer de 25 μm de diamètre recouvert d'électrodes de nickel de 5 μm d'épaisseur). Ce couple présente néanmoins une zone de compensation très large qui passe par la droite de dérive nulle. De plus, les variations de conductivités électriques des deux métaux sont très proche (0,0065 pour le fer et 0,0068 pour le nickel), ce qui engendre une dérive quasi constante quelque soit l'épaisseur de plaquage. Compte tenu de ses performances, c'est ce couple que nous avons retenu pour étudier expérimentalement ses caractéristiques lors de son utilisation en débitmètre (paragraphe 3.6).

3.5. FILS SOUDES

Quelques couples intéressants par leur contraste de pouvoirs thermoélectriques et variations de résistivité électriques souffrent du faible contraste de conductivités électriques, et sont donc peu appropriés à la technologie électrodes plaquées. Une solution simple à ce problème consiste à réaliser de vraies jonctions métalliques, qui peuvent amener, pour un capteur fer-nickel par exemple, à recueillir 4 fois plus de signal.

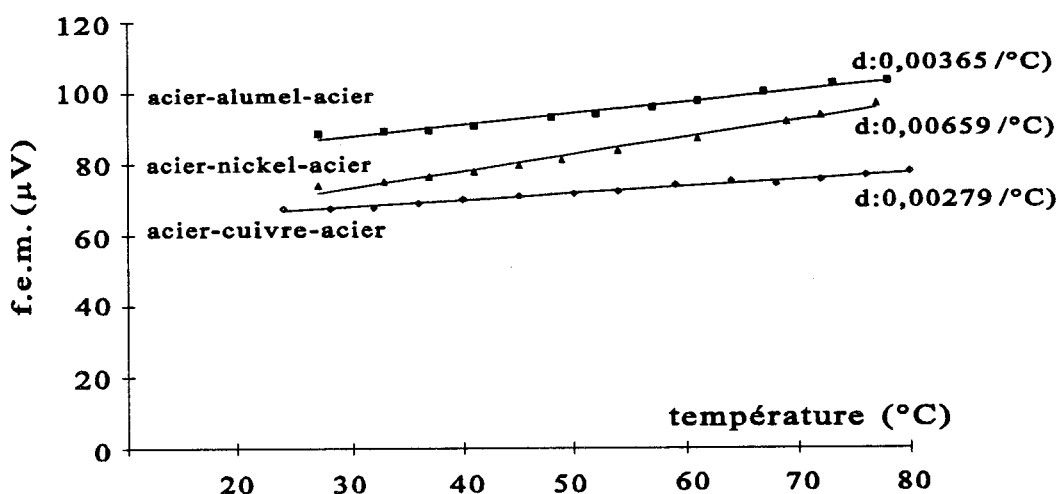


Figure 65 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour quelques fils soudés.

Quelques fils soudés ont été réalisés, notamment avec du fil d'acier. Les signaux recueillis sont aussi fonctions linéaires de la température. L'étude des fils soudés se révèle intéressante pour d'autres couples (comme le constantan-fer par exemple, qui est susceptible de fournir un haut niveau de signal et une meilleure aptitude à la compensation électronique du fait du rôle plus important joué par le fer dans ce cas).

Cette étude n'a pas été menée plus loin car les capteurs ainsi réalisés sont fragiles et ne peuvent être constitués que d'un faible nombre de jonctions. Leur utilisation pour des applications de mesures locales est alors appropriée.

3.6.ETUDE DETAILLEE DU COUPLE FER-NICKEL

Comme nous l'avons montré au paragraphe 3.4., de tous les couples étudiés, le fer-nickel est le seul qui présente la possibilité d'une compensation naturelle tout en délivrant un niveau de signal exploitable.

3.6.1. MESURE DE LA DERIVE

3.6.1.1. DERIVE DANS L'HUILE SILICONE

Plusieurs capteurs ont été réalisés à l'aide de fil de fer de 25 μm de diamètre comportant des nombres de cellules et des épaisseurs de plaquages différents.

	nombre de cellules	longueur d'une cellule
fil 1	4	≈ 8 mm
fil 2	6	≈ 8 mm
fil 3	10	≈ 10 mm

Tableau 10 - Fils de fer-nickel réalisés.

Pour tous les fils réalisés, la dérive du signal est semblable et de l'ordre de $-0,05 \text{ \%}/^\circ\text{C}$.

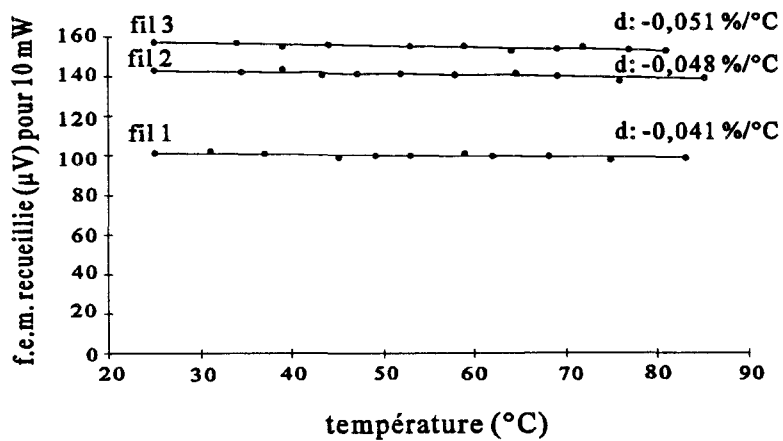


Figure 66 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour quelques fils fer-nickel.

Cette dérive est sensiblement moins grande que celle estimée (figure 64). Dans le cas précédent, l'imprécision de la mesure des épaisseurs de dépôts ne peut plus être mise en cause, et il s'agit d'un défaut de pureté du dépôt de nickel. Toutefois, cette dérive étant négative, elle peut être compensée naturellement.

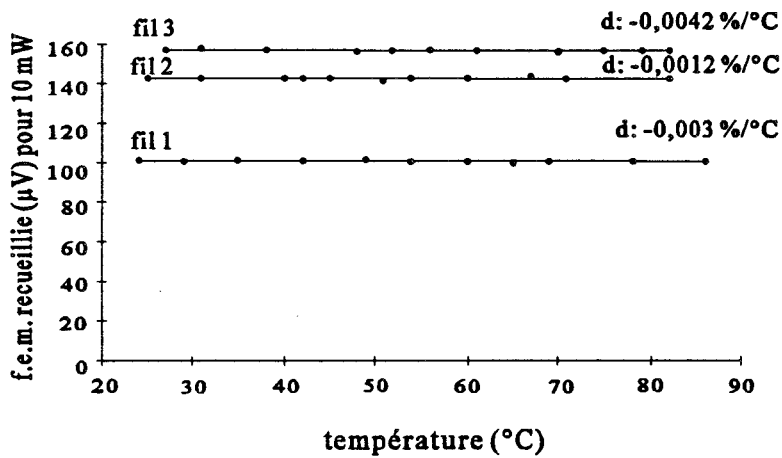


Figure 67 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour quelques fils fer-nickel compensés.

Une résistance ajustable de précision est disposée en série avec le capteur et réglée de manière à obtenir un signal constant en température (figure 67).

Une fois la dérive compensée, le niveau de la tension d'alimentation peut être relevé de façon à obtenir une puissance dissipée dans le fil équivalente à celle du fil sans compensation.

La valeur théorique de la résistance variable est donnée par:

$$A = \frac{R_0}{R_S + R_0} B \quad \text{soit} \quad R_S = R_0 \left(\frac{B}{A} - 1 \right) \quad (45)$$

Les valeurs de résistances expérimentales pour les fils 1, 2 et 3 sont proches de celles calculées.

3.6.1.2. DERIVE DANS L'AIR

Un capteur en forme de trame (fil de 25 μm de diamètre et dépôt de 77 μm) est réalisé et placé à l'intérieur de la canalisation du banc de mesure décrit précédemment.

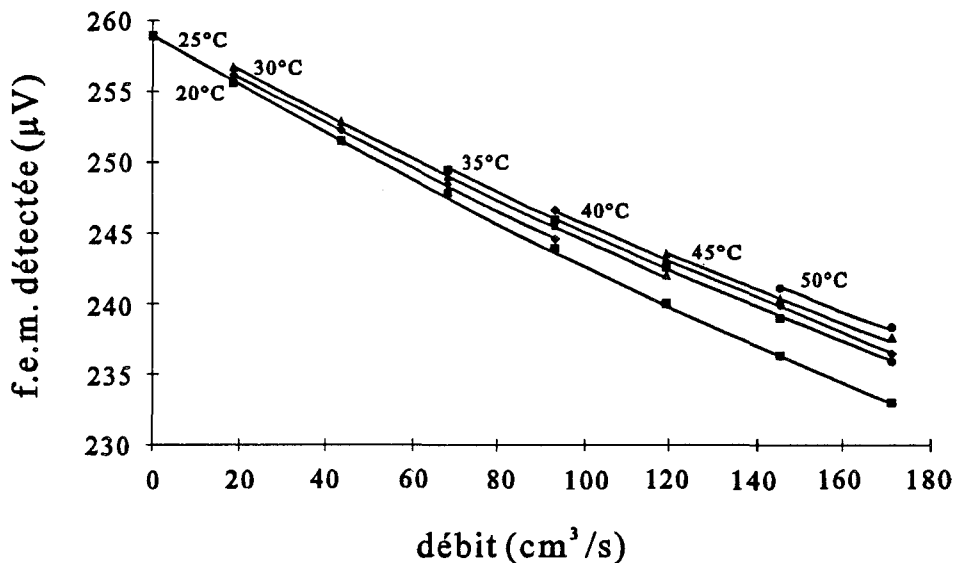


Figure 68 - Dérive en température d'un capteur fer-nickel dans l'air.

Le signal laisse apparaître une dérive faible qui peut, dans bon nombre d'applications, être négligée. Cependant, cette dérive est positive (le niveau de signal s'accroît avec la température), ce qui empêche une compensation naturelle. Cette dérive vient du fait que l'air présente une variation de conductivité thermique importante avec la température (27 % pour 100°C), variation qui est plus grande que celle présentée par l'huile silicone utilisée précédemment pour ajuster la compensation.

La compensation naturelle doit être adaptée au fluide environnant et ne pourra s'effectuer que dans des fluides dont la variation de conductivité thermique en fonction de la température sera inférieure à 0,2 %/°C.

3.6.2.MESURES REALISABLES AVEC UN CAPTEUR FER-NICKEL-PRINCIPE DE COMPENSATION DE LA DERIVE

3.6.2.1. MESURE DE CONDUCTIVITE THERMIQUE

Pour faire une mesure de conductivité thermique, il faut compenser la partie de la dérive en température liée au capteur, tout en préservant le signal dû à la variation de conductivité thermique.

Les variations de conductivités thermiques des matériaux constituant le capteur étant faibles, la dérive en température de la résistance thermique R_{th} de la relation 35 peut être considérée comme uniquement due à la variation de la conductivité thermique du fluide environnant. La dérive du signal délivré par le capteur peut alors être décomposée suivant la relation:

$$\Delta V(T) = K_T C(T) M(T) \quad (46)$$

où K_T est une constante

$C(T)$ est la fonction de dérive caractéristique du capteur

$M(T)$ est la fonction de dérive due au milieu.

Pour un capteur fer-nickel, le terme $C(T)$ peut être rendu constant dans tous les cas par une compensation naturelle. Le signal s'écrit alors:

$$\Delta V(T) = K_T C(T_R) M(T) \quad (47)$$

où T_R est la température de référence.

Ainsi, le signal ne suivra que les variations en température dues au terme $M(T)$ relatif aux échanges convectifs, ce qui permet de suivre les évolutions de conductivité thermique du milieu ambiant, contrairement à une mesure de vitesse pour laquelle la compensation doit intégrer la variation de conductivité thermique du fluide environnant.

Cette méthode implique alors une compensation de la dérive du terme $C(T)$ qui doit se faire dans un milieu à λ constant en température.

En pratique, les fluides ont des variations de conductivités thermiques non négligeables, ce qui ne permet pas d'envisager une compensation de $C(T)$ séparément de $M(T)$.

La compensation doit alors se faire en deux étapes permettant de connaître les rôles respectifs joués dans le signal par la température et la conductivité thermique du fluide environnant.

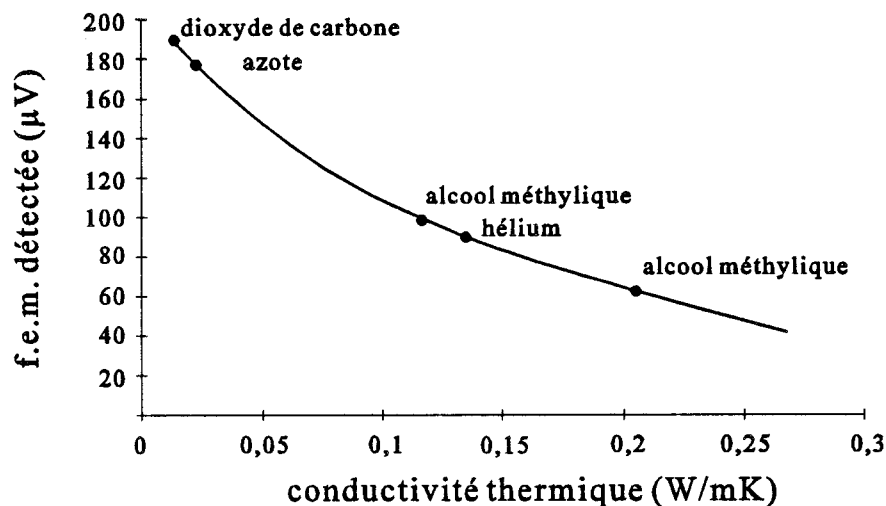


Figure 69 - F.e.m. délivrée par le capteur en fonction de la conductivité thermique du fluide.

Dans un premier temps, le capteur doit être plongé dans des fluides différents de même température, de manière à connaître l'influence de la conductivité thermique sur le signal délivré par le capteur à température constante (figure 69).

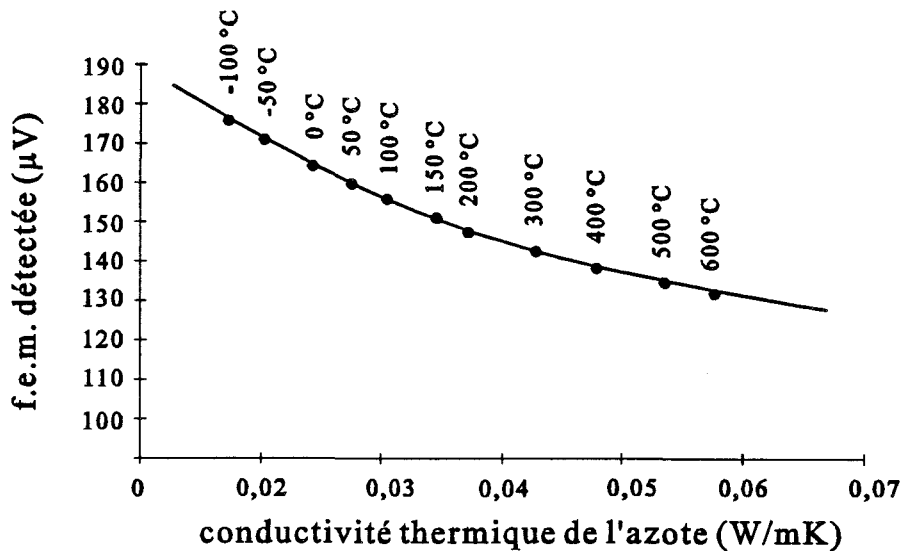


Figure 70 - F.e.m. délivrée par le capteur dans l'azote en fonction de la température.

Dans un deuxième temps, le capteur est inséré dans une enceinte renfermant un fluide dont la loi $\lambda(T)$ est connue (de l'azote par exemple). L'enceinte est montée en température de façon à faire varier sensiblement λ (figure 70).

On obtient ainsi la courbe $V(\lambda_{N_2}(T))$ englobant les variations de $C(T)$ et de $M(T)$. On réalise alors une compensation faisant coïncider la courbe $V(\lambda_i)$ avec la courbe $V(\lambda_{N_2}(T))$, ceci afin de compenser la dérive de $C(T)$.

Le premier relevé donne
$$V(\lambda_i(T_R)) = K_T C(T_R) M(\lambda_i(T_R))$$

Le second relevé donne
$$V(\lambda_{N_2}(T)) = K_T C(T) M(\lambda_{N_2}(T))$$

$V(\lambda_i(T_0))$ ne prend en compte que les variations de λ , $V(\lambda_{N_2}(T))$ prend en compte les variations de λ et de T . A une valeur spécifique de λ (par exemple à $T=35,2^\circ\text{C}$, $\lambda_{NH_3} = 0,02546$ W/mK) on peut faire correspondre une valeur de λ d'un autre gaz à T_0 (par exemple à $T_R=20^\circ\text{C}$, $\lambda_{N_2} = 0,02546$ W/mK).

Dans ce cas:

$$V(\lambda_i(T_R)) = K_T C(T_R) M(\lambda_i(T_R)) \text{ avec } M(\lambda_i(T_R)) = M(\lambda = 0,02546)$$

et
$$V(\lambda_{N_2}(T)) = K_T C(T) M(\lambda_{N_2}(T)) \text{ avec } M(\lambda_{N_2}(T)) = M(\lambda = 0,02546)$$

on peut alors déduire la valeur de C(T):

$$\frac{C(T)}{C(T_R)} = \frac{V(\lambda_{N2}(T))}{V(\lambda_i(T_R))} \quad (48)$$

Les variations de C(T) sont linéaires, il suffit donc de connaître un point pour réaliser la compensation:

$$C(T) = C(T_R)(1 + K_C(T - T_R))$$

$$K_C = \frac{1}{T - T_R} \left(\frac{C(T)}{C(T_R)} - 1 \right) \quad (49)$$

K_C est le coefficient de variation thermique de C(T)). Il ne prend pas en compte la dérive de conductivité thermique du milieu ambiant, la compensation naturelle est donc tout à fait adaptée la correction de la dérive propre au capteur, puisque le potentiomètre connecté en série permet de régler la dérive de C(T) entre -0,2 %/°C et +0,35 %/°C.

3.6.2.2. MESURE DE VITESSE D'UN FLUIDE

Les fluides dont les variations de conductivités thermiques sont inférieures à 0,2 %/°C permettent d'utiliser la compensation naturelle. Dans ce cas, le réglage de la compensation peut se faire comme décrit précédemment.

Pour des fluides présentant des variations plus importantes, la compensation doit se faire électroniquement, ce qui ne pose pas de gros problème vue la faible valeur d'amplification à amener.

3.7.SOLUTIONS PROPOSEES

Le couple fer-nickel, malgré ses avantages nécessite lors d'une mesure de vitesse d'air, une amplification de sa faculté de compensation naturelle à l'aide d'un circuit électronique. En prenant en compte ce nouveau critère nous nous proposons d'examiner les performances des différents couples.

Lors de l'estimation de la dérive en température du signal recueilli, la variation de conductivité thermique du milieu ambiant n'a pas été prise en compte. La mesure d'une vitesse de déplacement d'un volume d'air nous a amené à définir un terme ξ (relation 44) rapport entre la dérive du signal délivré par le capteur (intégrant la variation de λ_{air}) à résistance électrique du capteur constante et la variation de résistance électrique du capteur.

ξ donne une estimation de la valeur du gain nécessaire à l'amplificateur de la compensation électronique. Pour les différents couples, la f.e.m. V_{max} issue des courbes du paragraphe 3.4. doit être prise en compte pour analyser le problème (tableau 11).

	ξ air	ξ milieu $\lambda(T)$ constant	V (μV) dans le vide
fer-nickel	1,2	0,7	600
chromel-nickel	8,9	6	2800
constantan-fer	9,8	5,3	3800
chromel-cuivre	18	10	650
constantan-nickel	23	18	500
constantan-cuivre	≈ 1000	≈ 700	2500

Tableau 11 - ξ pour quelques couples.

Les couples cuivre-fer, fer-cuivre, cuivre nickel et chromel-fer ne sont pas pris en considération vue la trop faible valeur de f.e.m. disponible. Le couple fer-nickel présente la plus faible valeur de gain à apporter au circuit de compensation. Cependant, quatre autres couples restent intéressants, en effet un gain de 20 reste tout à fait acceptable.

Les couples chromel-nickel et constantan-fer peuvent alors permettre de disposer d'un niveau de signal 4 à 6 fois supérieur à celui du fer-nickel, qui possède l'avantage d'une réalisation facile.

Le capteur fer-nickel dont la dérive en température a été précédemment étudié (figure 66) est compensé par électronique.

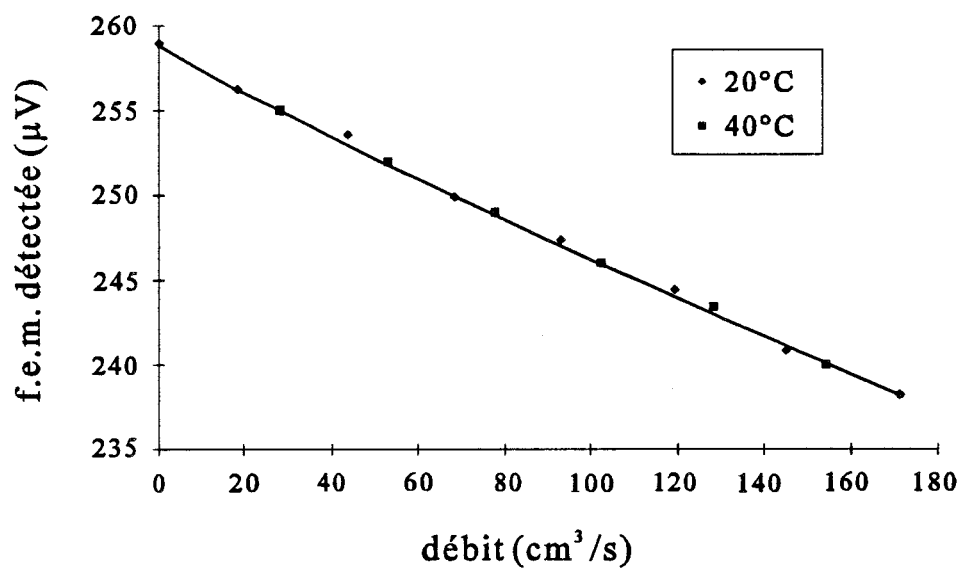


Figure 71 - Signal délivré par un capteur fer-nickel compensé.

Les résultats obtenus pour deux températures (20°C et 40°C) sont présentés figure 71. Les courbes étant pratiquement confondues, cette compensation est donc parfaitement adaptée dans le cas de couples n'impliquant pas une valeur trop importante de gain d'amplification[42].

Chapitre 4

Étude du fil thermoélectrique

CHAPITRE 4

ETUDE DU FIL THERMOELECTRIQUE

L'utilisation de nouveaux matériaux appliqués à la réalisation des capteurs thermoélectriques implique la nécessité d'une modélisation. Cette modélisation a pour but de déterminer le couple permettant d'obtenir la meilleure sensibilité (relative et absolue) tout en possédant une bonne aptitude à la compensation électronique .

4.1. MODELISATION

L'optimisation se fait alors de deux façons: par le choix des matériaux (choix qui entraîne des valeurs fixées de conductivités thermiques et électriques, ainsi que les pouvoirs thermoélectriques) et par une optimisation géométrique propre à chaque couple (diamètre du fil, épaisseur de plaquage, raison de plaquage et longueur de cellule).

Dans le choix du couple, le critère le plus important est celui de l'aptitude à la compensation électronique. L'étude précédente sur la dérive a permis de dégager 6 couples intéressants:

- Le couple constantan-cuivre qui est celui de référence. Il est simple à réaliser et possède un bon niveau de signal et une bonne sensibilité. Son utilisation est très délicate du fait de sa dérive en température très importante.
- Le couple fer-nickel qui offre la possibilité d'une compensation naturelle dans certaines applications. De plus, les grandes variations de résistivités électriques avec la température permettent, si nécessaire, une meilleure mesure de température que le constantan-cuivre.
- Les couples constantan-nickel, chromel-cuivre, constantan-fer et chromel-nickel qui possèdent une bonne aptitude à la compensation (ξ entre 10 et 20). Ces quatre couples à base de constantan et de chromel, offrent à priori une meilleure sensibilité que le couple fer-nickel. A échanges thermiques par convection égaux (la nature du

matériau n'intervient pas dans le coefficient d'échange), les transferts par conduction à l'intérieur du capteur seront moins importants pour le constantan ($\lambda=21,6$ W/mK) et le chromel ($\lambda=17$ W/mK) que pour le fer ($\lambda=73$ W/mK). La participation de la convection sera donc plus importante dans le bilan thermique pour ces couples.

De ces quatre couples, les plus intéressants sont le chromel-nickel qui possèdent le ξ le plus faible (8,17) et un bon niveau de f.e.m. (2800 μ V) en configuration électrodes plaquées et le constantan-fer en configuration jonctions thermocouples réelles.

4.1.1. TRANSFERTS DE CHALEUR DANS LE CAPTEUR

Le passage du courant crée par effet Joule une élévation du champ de température du capteur que l'on peut supposer uniforme,, et crée par effet Peltier des variations locales du champ de température au niveau des jonctions. Le niveau de courant est choisi de manière à ne pas provoquer une élévation de température moyenne du capteur trop importante.

Les transferts de chaleur s'effectuent alors par rayonnement et convection entre le capteur et le milieu environnant et par conduction à l'intérieur du capteur.

4.1.1.1. RAYONNEMENT

La puissance échangée entre le capteur et l'environnement, fonction de la température du capteur et de la température de l'environnement, répond à la loi de Stéfán Boltzmann:

$$P_{\text{rayonnement}} = F \epsilon_S \epsilon_{\infty} \mathcal{S} \sigma (T_S^4 - T_{\infty}^4) \quad (50)$$

avec F : facteur de forme

$\epsilon_S, \epsilon_{\infty}$: émissivité du capteur et de l'environnement

\mathcal{S} : surface du capteur (m^2)

T_S, T_{∞} : température moyenne du fil et de l'environnement (K)

σ : constante de Stefan-Boltzmann, $5,67.10^{-8} \text{ W/m}^2.\text{K}^4$

En considérant l'échange total entre le capteur et le milieu ambiant, le facteur de forme est égal à 1. Les émissivités des métaux sont très disparates, il convient donc d'estimer la puissance maximale échangée par rayonnement et de prendre le cas $\epsilon_s, \epsilon_\infty=1$.

Dans ce cas, pour un capteur filaire de diamètre moyen 30 μm et de longueur 3 cm, qui présente à température ambiante 25°C une élévation de 5°C, la puissance perdue par rayonnement est de 86 μW .

Nous avons évalué expérimentalement la puissance nécessaire à l'élévation de température du capteur de 5°C est de l'ordre de 10 mW, la participation du rayonnement dans les échanges thermiques est donc négligeable vis à vis des autres modes de transfert de chaleur[43].

La modélisation du capteur ne prendra donc pas en compte le mode radiatif.

4.1.1.2. CONDUCTION

Le flux généré par effet Joule est réparti de façon égale dans tout le volume du capteur et ne donne pas lieu à la circulation de flux thermique à l'intérieur du fil. Cependant, les sources de flux générées par effet Peltier sont ponctuelles et induisent des flux de chaleur qui sont fonction des conductivités thermiques des matériaux constituant le capteur.

Le flux de chaleur et la température sont reliés par la loi de Fourier:

$$P_{\text{conduction}}(x) = -\lambda S \frac{dT}{dx} \quad (51)$$

avec λ : conductivité thermique du matériau (W/m.K)

S : Section du capteur (m^2)

T : température du fil (K)

4.1.1.3.CONVECTION

L'échauffement d'un fil implique, à la surface de celui-ci, l'apparition d'une strate - dite couche limite - dans laquelle s'établit la majeure partie du gradient de température entre le fil et le milieu ambiant. La frontière exacte de la couche limite ne peut être précisément définie à cause du caractère asymptotique de la distribution de température.

La loi de Newton met en évidence la dépendance qui relie le gradient de température entre la surface de l'objet et le milieu environnant et la puissance dissipée par convection par l'objet.

$$P_{\text{convection}} = hS(T_s - T_{\infty}) \quad (52)$$

avec P : puissance échangée par convection (W)

h : coefficient d'échange par convection ($\text{W}/\text{m}^2.\text{K}$)

S : surface du capteur (m^2)

T_s : température de surface du fil (K)

T_{∞} : température du milieu ambiant (K)

4.1.1.4.ECHANGES DE CHALEUR ENTRE LE FIL ET LE MILIEU ENVIRONNANT

La puissance injectée est fonction du niveau de courant et de la résistance électrique du capteur ($P=RI^2$). Cette puissance est dissipée de façon quasi-homogène sur toute la surface du capteur. La puissance dissipée par effet Joule ne génère pas de gradients thermiques sur la longueur du fil, sauf à proximité des connections reliées à des puits thermiques.

L'effet Joule fixe la température moyenne du capteur. Vus les faibles diamètres^[44] et les conductivités thermiques des métaux et alliages utilisés, la température de surface peut être considérée proche de la température moyenne du fil. Le courant doit être contrôlé de manière à limiter la puissance dissipée par effet Joule et par là la perturbation engendrée par la présence du capteur.

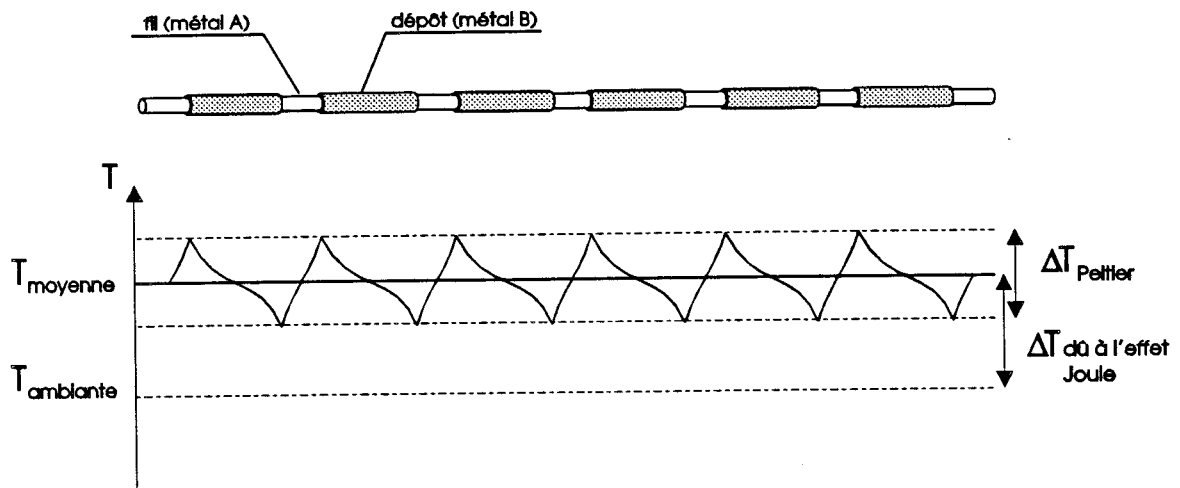


Figure 72 - Champ de température généré par le passage du courant.

Le passage du courant induit par effet Peltier des sources localisées de chaleur (génération et absorption). Ces sources Peltier viennent modifier de façon périodique le champ de température homogène induit par effet Joule.

Lors de la phase de coupure du courant, ces gradients de température subsistent du fait de l'inertie thermique du capteur.

4.1.1.4.1 CHAMP DE TEMPERATURE CREE PAR EFFET JOULE

Dans une région métallique homogène semi-infinie soumise à un gradient de température, la densité de flux s'écrit pour un élément de cette région^[28]:

$$\phi_{\text{total}} = \phi_{\text{Thomson}} + \phi_{\text{Joule}} + \phi_{\text{conduction}} \quad (53)$$

avec : $\phi_{\text{Thomson}} = \mathcal{J}j\Delta T$

$$\phi_{\text{Joule}} = Uj$$

$$\phi_{\text{conduction}} = -\lambda \frac{dT}{dx} = -\lambda \frac{d\theta}{dx} \quad \text{en prenant } \theta = T_{\text{fil}} - T_{\text{ambient}}$$

Il a été montré que puisque $\phi_{\text{Thomson}} \ll \phi_{\text{Joule}}$, le flux créé par effet Thomson est négligeable.

La déperdition de chaleur s'écrit : $\text{div}(\phi_{\text{total}}) = P_c$ où P_c est la puissance dissipée par convection.

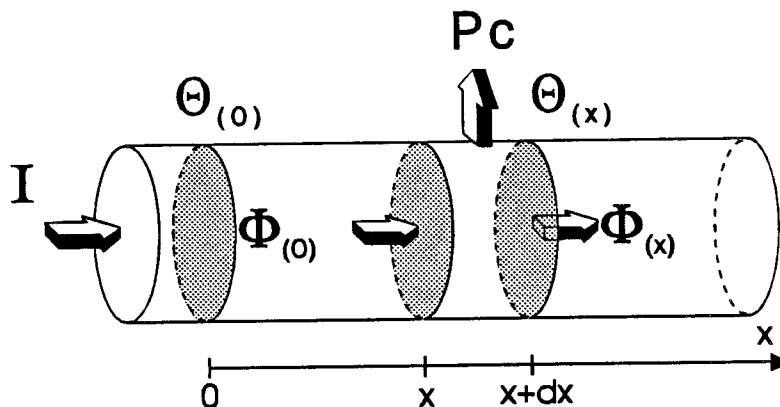


Figure 73 - Température et flux dans une région homogène semi-infinie.

La conservation du courant électrique s'écrit : $\text{div} I = 0$

Pour une structure supposée monodimensionnelle semi-infinie:

$$P_c = \frac{d\phi_{\text{total}}}{dx} = j \frac{dU}{dx} - \lambda \frac{d^2\theta}{dx^2} \quad (54)$$

d'autre part

$$\mathcal{E} = - \frac{dU}{dx} = \frac{j}{\sigma} \quad (55)$$

On considère que l'énergie se dissipe essentiellement par convection. La puissance dissipée par convection se rapporte alors à la température du capteur par la relation:

$$P = h (T_{\text{fil}} - T_{\text{ambient}}) = h\theta \quad (56)$$

En toute rigueur, c'est la température de surface du fil qui intervient dans cette relation, cependant, vu les conductivités thermiques et les grandeurs de h mises en jeu, la température de surface peut être prise comme proche de la température moyenne d'une section du fil.

Les équations 54,55 et 56 nous permettent d'établir l'équation différentielle régissant la température de la région homogène:

$$-\lambda \frac{d^2\theta}{dx^2} + \frac{j^2}{\sigma} = h\theta \quad (57)$$

En intégrant sur la section du fil, cette équation devient:

$$-\lambda S \frac{d^2\theta}{dx^2} + \frac{j^2 S}{\sigma} = hP\theta \quad (58)$$

où S et P sont respectivement l'aire et le périmètre d'une section droite du fil.

On pose alors: $r_t = \frac{1}{\lambda S}$ résistance thermique linéique
 $r_e = \frac{1}{\sigma S}$ résistance électrique linéique

La relation 58 devient alors:

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} + r_t r_e I^2 - r_t hP\theta = 0 \quad (59)$$

et $\phi(x) = -\frac{1}{r_t} \frac{d\theta}{dx} \quad (60)$

En introduisant $\gamma^2 = r_t hP$, constante de propagation le long du circuit

et $R_c^2 = \frac{r_t}{hP}$, résistance caractéristique

Le système d'équations a alors comme solution:

$$\begin{bmatrix} \theta(x) \\ \varphi(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \operatorname{ch}\gamma x & -R_c \operatorname{sh}\gamma x \\ -\frac{\operatorname{sh}\gamma x}{R_c} & \operatorname{ch}\gamma x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta(0) \\ \varphi(0) \end{bmatrix} + r_t I^2 \begin{bmatrix} -\frac{R_c}{\gamma} (\operatorname{ch}\gamma x - 1) \\ \frac{\operatorname{sh}\gamma x}{\gamma} \end{bmatrix} \quad (61)$$

Le premier terme est représentatif de la conduction et le deuxième de l'effet Joule

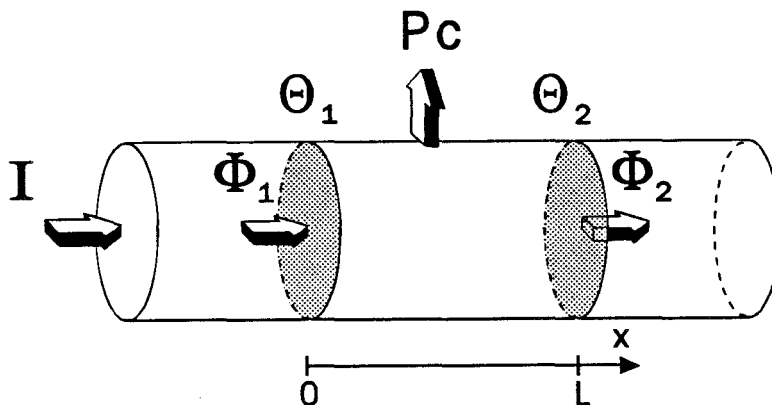


Figure 74 - Température et flux dans une région homogène de longueur finie.

Le système matriciel (61) permet d'écrire, pour un segment de longueur finie l , la différence de température entre les deux extrémités de ce segment en fonction des flux:

$$\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2 = R_c \frac{1 - \operatorname{ch}\gamma l}{\operatorname{sh}\gamma l} (\phi_1 + \phi_2) \quad (62)$$

4.1.1.4.2. GRADIENTS DE TEMPERATURE GENERES PAR EFFET PELTIER DANS UN CIRCUIT BIMETALLIQUE

Les capteurs étudiés, si on néglige leur support, peuvent se ramener à une structure périodique dont les régions plaquées peuvent être assimilées à des régions homogènes constituées d'un métal équivalent.

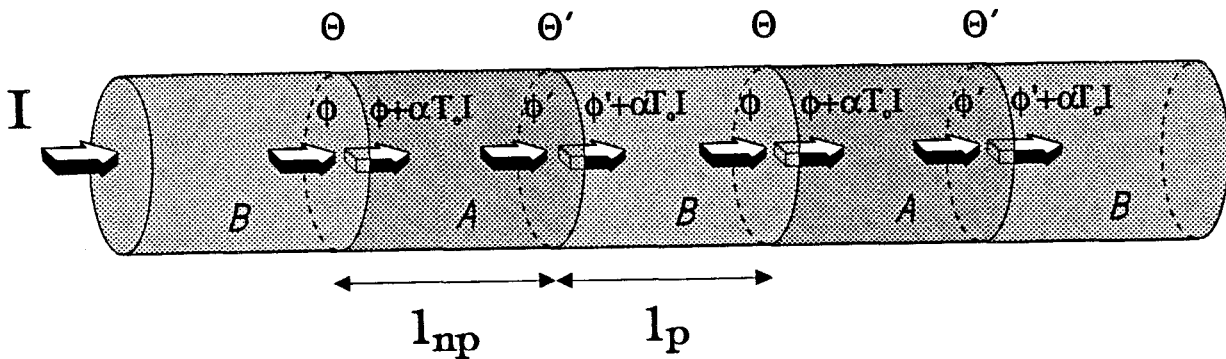


Figure 75 - Température et flux dans un circuit bimétallique.

La périodicité spatiale permet d'écrire au niveau des jonctions métalliques:

$$\begin{aligned} \theta_{i+2} &= \theta_i = \theta_1 \\ \theta_{i+3} &= \theta_{i+1} = \theta_2 \\ \phi_{i+2} &= \phi_i = \phi_1 \\ \phi_{i+3} &= \phi_{i+1} = \phi_2 \end{aligned}$$

On peut alors écrire le gradient de température dans chacune des régions homogènes:

$$\Delta\theta = \theta_{i+1} - \theta_i = R_{np} \frac{1 - \text{ch}\gamma_{np} l_{np}}{\text{sh}\gamma_{np} l_{np}} (\phi'_i + \phi_{i+1}) = \mathcal{R}_{np} (\phi'_i + \phi_{i+1}) \quad (\text{région non plaquée}) \quad (63)$$

$$\Delta\theta = \theta_{i+2} - \theta_{i+1} = R_p \frac{1 - \text{ch}\gamma_p l_p}{\text{sh}\gamma_p l_p} (\phi'_{i+1} + \phi_{i+2}) = \mathcal{R}_p (\phi'_{i+1} + \phi_{i+2}) \quad (\text{région plaquée}) \quad (64)$$

Au niveau des jonctions thermoélectriques, le passage du courant crée un dégagement ou une absorption localisée d'énergie par effet Peltier. On peut donc écrire:

$$\phi'_i = \phi_i + (\alpha_1 - \alpha_{eq})(T_0 + \theta_i)I \quad (65)$$

$$\phi'_{i+1} = \phi_{i+1} - (\alpha_1 - \alpha_{eq})(T_0 + \theta_{i+1})I \quad (66)$$

où ϕ_i est le flux entrant dans la jonction et ϕ'_i le flux sortant de la jonction i .

Les puissances Peltier sont considérées égales:

$$\phi'_i = \phi_i + (\alpha_1 - \alpha_{eq})T_0I \quad (67)$$

$$\phi'_{i+1} = \phi_{i+1} - (\alpha_1 - \alpha_{eq})T_0I \quad (68)$$

Les relations 63, 64, 67 et 68 permettent donc d'écrire le gradient de température généré par effet Peltier lors du passage du courant:

$$\theta_2 - \theta_1 = \mathcal{R}_{np} (\phi_i + \phi_{i+1} + (\alpha_1 - \alpha_{eq})T_0I) \quad \text{d'une part et} \quad (69)$$

$$\begin{aligned} \theta_1 - \theta_2 &= \mathcal{R}_p (\phi_{i+1} + \phi_{i+2} - (\alpha_1 - \alpha_{eq})T_0I) \\ &= \mathcal{R}_p (\phi_{i+1} + \phi_i - (\alpha_1 - \alpha_{eq})T_0I) \quad \text{d'autre part} \end{aligned} \quad (70)$$

Ces deux relations permettent de connaître le gradient de température en fonction des résistances thermiques \mathcal{R}_{np} et \mathcal{R}_p :

$$\theta_2 - \theta_1 = 2(\alpha_1 - \alpha_{eq})T_0I \frac{\mathcal{R}_{np}\mathcal{R}_p}{\mathcal{R}_{np} + \mathcal{R}_p} \quad (71)$$

4.1.1.4.3. SIGNAL GENERE PAR EFFET SEEBECK DANS LE CIRCUIT BIMETALLIQUE

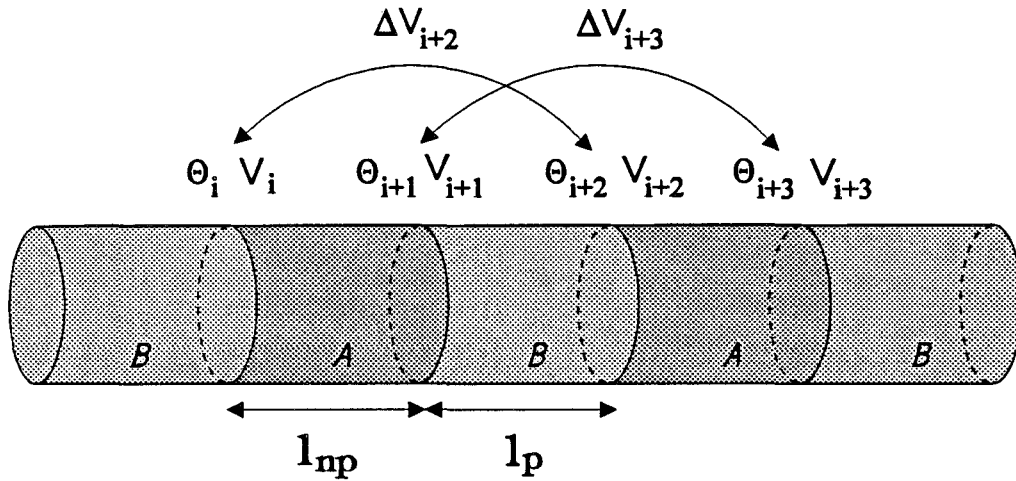


Figure 76 - f.e.m. générée par effet Seebeck au niveau de chaque jonction.

Chaque gradient thermique créé par le passage du courant génère une f.e.m. par effet Seebeck:

$$V_{i+2} - V_i = (\alpha_1 - \alpha_{eq})(\theta_{i+2} - \theta_{i+1}) = (\alpha_1 - \alpha_{eq})(\theta_1 - \theta_2) \quad (72)$$

ou encore :

$$V_{i+3} - V_{i+1} = (\alpha_{eq} - \alpha_1)(\theta_{i+3} - \theta_{i+2}) = (\alpha_{eq} - \alpha_1)(\theta_2 - \theta_1)$$

chaque cellule voit donc s'instaurer une différence de potentiel électrique égale à $(\alpha_1 - \alpha_{eq})(\theta_1 - \theta_2)$. Le circuit bimétallique constitué de n cellules élémentaires délivre donc un signal égal à

$$\Delta V = N(\alpha_1 - \alpha_{eq})(\theta_1 - \theta_2) \quad (73)$$

$$\Delta V = N(\alpha_1 - \alpha_2)^2 \left(\frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_2 e_2 + \sigma_1 e_1} \right)^2 R_{th} T_0 I \quad (74)$$

où R_{th} est la résistance thermique intégrant conduction et convection entre les sources de flux Peltier.

La géométrie et les conductivités thermiques propres aux matériaux étant connues, l'étude du niveau de signal et de la sensibilité présentée par le capteur nécessitent la connaissance du coefficient d'échange par convection h et permet de quantifier la perturbation engendrée.

4.1.2. COEFFICIENT D'ECHANGE PAR CONVECTION

Le coefficient d'échange par convection n'est pas une propriété des matériaux mis en jeu, mais une fonction des grandeurs thermiques propres au fluide environnant et de la géométrie de surface de l'objet qui échange. Il dépend fortement de la nature de la convection (libre ou forcée) et de la température de surface de l'objet, ce qui enlève à la relation 52 son caractère linéaire pour des écarts $(T_s - T_\infty)$ importants^[45].

type de transfert	fluide	h (W/m ² .K)
convection naturelle	gaz	5 - 50
	eau	100 - 1000
convection forcée	gaz	10 - 500
	eau	100 - 15000
	huile	50 - 1500

Tableau 12 - Valeurs usuelles de coefficients d'échange^[46].

Généralement, la détermination du coefficient d'échange se fait par l'intermédiaire du nombre de Nusselt:

$$Nu_w = \frac{Dh}{\lambda_{air}} \tag{75}$$

avec D : diamètre du fil (m)

h : coefficient d'échange par convection (W/m².K)

λ_{air} : conductivité thermique du fluide ambiant (W/m.K)

Le nombre de Nusselt peut être relié aux caractéristiques du milieu et à la géométrie du capteurs par diverses relations établies notamment dans le cas du fil cylindrique horizontal. Ces relations font intervenir d'autres nombres spécifiques représentatifs des échanges thermiques.

Lorsque les dissipations visqueuses sont négligées, on peut écrire que $\mathcal{N}_w = f(\mathcal{R}_e, \mathcal{P}_r)$ où \mathcal{R}_e est le nombre de Reynolds et \mathcal{P}_r le nombre de Prandtl.

Le nombre de Reynolds, représentatif de la vitesse s'exprime par la relation:

$$\mathcal{R}_e = \frac{uD}{\nu} \quad (76)$$

avec u : vitesse du fluide (m/s)

D : diamètre du fil (m)

ν : viscosité cinématique (m²/s)

Le nombre de Prandtl, comparatif de la conduction thermique et de la dissipation par viscosité:

$$\mathcal{P}_r = \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad (77)$$

avec μ : viscosité dynamique (kg/m.s)

C_p : chaleur massique à pression constante (J/kg.K)

λ : conductivité thermique du fluide ambiant (W/m.K)

De manière générale, le nombre de Nusselt suit une loi de la forme $\mathcal{N}_w = C\mathcal{R}_e^m \mathcal{P}_r^n$ où C , m et n sont des constantes à déterminer par l'expérience.

4.1.2.1. COEFFICIENT D'ECHANGE EN CONVECTION LIBRE

La convection libre (ou convection naturelle) apparaît spontanément, sous certaines conditions, dans un fluide au sein duquel existe un gradient de température imposé en général par un élément extérieur.

4.1.2.1.1. DETERMINATION THEORIQUE

On peut trouver dans la littérature de nombreuses relations qui permettent de calculer le coefficient d'échange dans le cas de structures simples (plans). Quelques relations concernant les fils fins en régime de convection forcée sont aussi disponibles (du fait des études relatives au fils chauds), cependant, les valeurs de coefficient d'échange relatives à la convection libre sont rares.

La convection libre correspond aux échanges thermiques entre le fil et le fluide environnant lorsque celui-ci n'est mis en mouvement que du fait de l'existence de ces échanges thermiques, aussi le nombre de Reynolds est insignifiant. Le flux est généralement assez lent pour négliger les dissipations visqueuses. Le nombre de Nusselt peut alors se réduire à $\mathcal{N}_w = f(\mathcal{G}_r, \mathcal{P}_r)$ où \mathcal{G}_r est le nombre de Grashof.

Le nombre de Grashof remplace le nombre de Reynolds en convection libre (il prend en compte les forces ascensionnelles):

$$\mathcal{G}_r = \frac{g\beta D^3 (T_s - T_\infty)}{\nu^2} \quad (78)$$

avec g : accélération de la pesanteur (m/s^2)

β : coefficient d'expansion thermique ($1/K$)

D : diamètre du fil (m)

T_s : température de surface du fil (K)

T_∞ : température du milieu ambiant (K)

ν : viscosité cinématique (m^2/s)

Le coefficient d'expansion thermique est donné par la relation de définition:

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial v} \right)_p \quad \text{où } v \text{ est le volume spécifique} \quad (79)$$

Bon nombre de gaz répondent à l'équation des gaz parfait: $\rho = \frac{P}{RT}$ avec T en Kelvin, ce qui donne pour les gaz parfait $\beta = \frac{1}{T}$.

Le cas des liquides est plus complexe. On considère, tant que les pressions extrêmes ne sont pas atteintes, que le coefficient d'expansion thermique ne dépend que de la température.

Pour une grande majorité de liquides, on donne la relation approchée^[47]:

$$\beta \approx 0,0776(T_c - T)^{-0,641} \quad (80)$$

avec T : température absolue du liquide (K)

T_c : température critique (K)

Les nombres spécifiques décrits ci-dessus permettent de calculer le nombre de Nusselt et d'en déduire une valeur du coefficient d'échange par convection.

Une valeur de coefficient d'échange en convection naturelle est donnée à titre d'exemple^[47] pour un cylindre horizontal de 5 cm de diamètre à 200°C (h=525 W/m².K) et pour un cylindre horizontal de 2 cm de diamètre dont la température de surface est maintenue à 38°C et immergé dans de l'eau à 27°C (h=1210 W/m².K). Ces valeurs sont très largement supérieures au coefficient d'échange courant (tableau 12).

- W.H.Mc Adams a suggéré en 1954 une relation^[45] de la forme⁵

$$\mathcal{N}_w = C \mathcal{R}_a^m \quad (81)$$

où \mathcal{R}_a est le nombre de Rayleigh ($\mathcal{R}_a = \mathcal{P}_r \cdot \mathcal{G}_r$) et où C et m sont déduits de mesures expérimentales.

- Sur le même modèle, Morgan propose^[45]

$$\mathcal{N}_w = A \mathcal{R}_a^n \quad (82)$$

- Toujours sur ce modèle, Holman propose pour les cylindres horizontaux:

$$\mathcal{N}_w = C (\mathcal{G}_r \cdot \mathcal{P}_r)^m \quad (83)$$

- Churchill et Chu proposent en 1975 pour un cylindre horizontal la relation^[47]

$$\mathcal{N}_w = \left\{ 0,6 + 0,387 \mathcal{R}_a^{\frac{1}{6}} \left[1 + \left(\frac{0,559}{\mathcal{P}_r} \right)^{\frac{9}{16}} \right]^{\frac{8}{27}} \right\}^2 \quad (84)$$

- Antérieurement, C.W.Rice propose en 1925 pour des fils fins^[48]

$$\mathcal{N}_w = \frac{2}{\ln \left(1 + \frac{2}{0,4 \mathcal{G}_r^{\frac{1}{4}}} \right)} \quad (85)$$

⁵ Les différentes relations permettant le calcul du nombre de Nusselt en convection libre, mixte et forcée sont détaillées en annexe

Ces diverses relations permettent de déterminer l'allure du coefficient d'échange en convection libre en fonction de la conductivité thermique du fluide environnant. Malgré le fait que le nombre de Nusselt fasse intervenir la viscosité cinématique et la masse volumique du fluide, le coefficient d'échange fait apparaître un caractère relativement linéaire en fonction de la conductivité thermique des gaz, notamment pour les relations de Holman, Churchill et Chu et Rice. Ces relations donnent d'ailleurs des coefficients d'échange respectifs très proches les uns des autres.

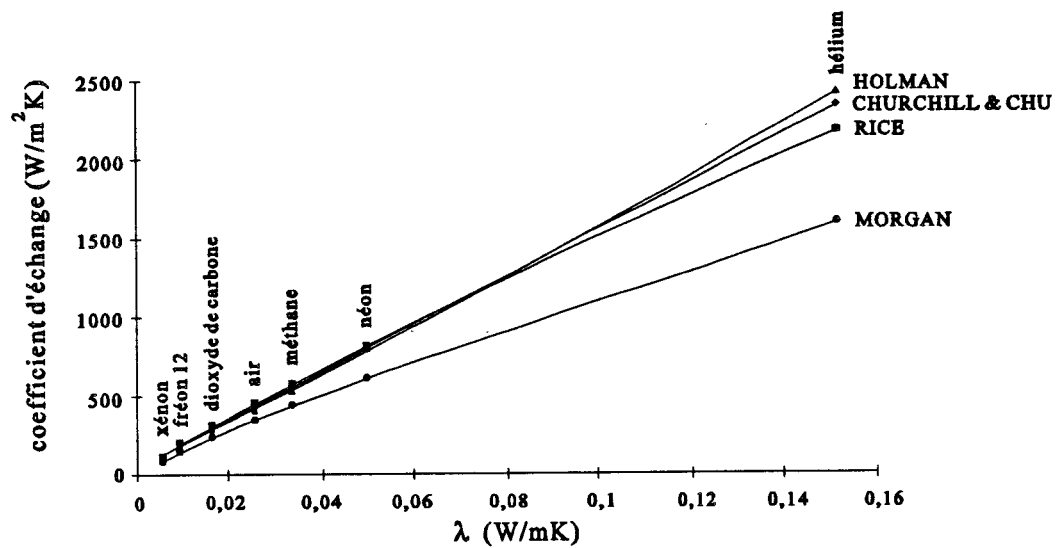


Figure 77 - Coefficient d'échange en convection libre suivant les différentes relations.

4.1.2.1.2. DETERMINATION EXPERIMENTALE

Afin de valider les valeurs déterminées théoriquement, une étude expérimentale est menée. Un fil fin ($25\mu m$ de diamètre) est placé dans une enceinte étanche pour limiter toute convection parasite. Le fil est parcouru par un courant électrique qui donne naissance à une génération de chaleur par effet Joule. La puissance dissipée peut être connue par l'intermédiaire de la mesure du courant I et de la différence de potentiel U qui s'établit aux extrémités du fil:

$$P = UI \quad (86)$$

La température du milieu ambiant est prise par une sonde thermocouple. La température moyenne du fil est déterminée par l'intermédiaire de la résistance électrique du fil : la résistivité électrique du fil varie selon une loi linéaire ($\rho(T) = \rho_0(1 + K_\rho T)$). En utilisant un métal de bonne variation de résistivité électrique (par exemple du fer), on peut connaître avec une bonne précision la température moyenne du fil.

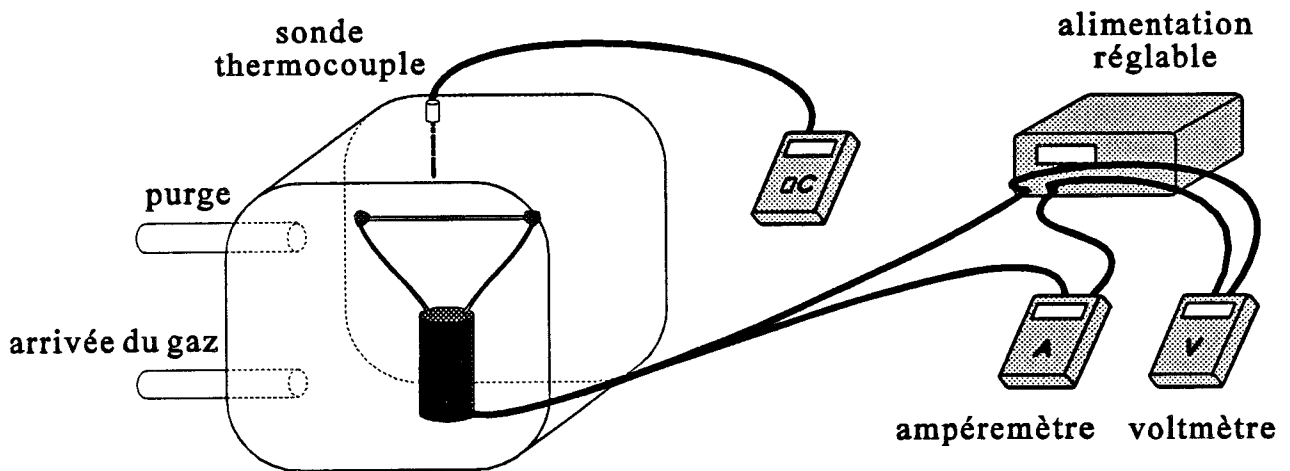


Figure 78 - Mesure de coefficients d'échange en convection libre.

La résistance du fil ayant été étalonné en fonction de la température, elle peut être déterminée elle aussi à partir des mesures de courant et de tension:

$$R(T) = \frac{U}{I(T)} = R_0(1 + B \cdot T) \quad (87)$$

Les relations 52, 86 et 87 permettent d'écrire:

$$UI = hS \left(\frac{R(T) - R_0}{BR_0} - T_\infty \right) \quad (88)$$

La valeur de R_0 est déterminée par le passage d'un très faible courant, ceci pour éviter tout échauffement et donc toute augmentation de la résistance mesurée. La surface du fil est considérée comme constante (L'élévation en température du fil étant faible, les effets de dilatation ne sont pas pris en compte).

La relation 88 permet d'extraire h:

$$h = \frac{UI}{S \left(\frac{R_0 \frac{U}{I} - 1}{B} - T_\infty \right)} \quad (89)$$

Un fil de fer pur de 3,5 cm de long et de 25 μm de diamètre est introduit dans l'enceinte étanche. Le fil est parcouru par un courant I suffisamment important pour déterminer la valeur du coefficient d'échange sans trop échauffer le fil, et donc sans trop altérer les valeurs des caractéristiques thermiques et mécaniques de la couche limite qui entre en jeu dans les mécanismes de transfert de la chaleur.

Une mesure est réalisée successivement avec des gaz de conductivités thermiques différentes pour une élévation en température du fil de l'ordre de 5°C par rapport à la température ambiante mesurée avec la sonde thermocouple.

	λ à 25°C (W/mK)	h mesuré (W/m ² K)
dioxyde de carbone	0,01657	448
air	0,0256	592
azote	0,0258	614
hélium	0,0151	2975

Tableau 13 - Valeurs de coefficients d'échange mesurées avec un fil de 25 μm de diamètre.

La détermination expérimentale montre bien l'accroissement du coefficient d'échange en fonction de la conductivité thermique du fluide. Cependant, ces valeurs expérimentales sont légèrement supérieure à celles déterminées théoriquement (figure 77), ceci peut s'expliquer du fait de l'erreur inhérente à la mesure de la température moyenne du fil et à l'influence des puits thermiques présentés par les connections. La relation théorique de Morgan est trop éloignée des valeurs expérimentales pour être retenue.

4.1.2.2. COEFFICIENT D'ECHANGE EN CONVECTION FORCEE

En convection forcée, le fluide n'est plus mis en mouvement par le transfert de chaleur (qui implique une dilatation et un changement de densité) mais par des écarts de pressions ou d'altitude entre deux points. L'analyse dimensionnelle et la similitude montrent que les échanges thermiques peuvent être décrits par des formules liant le nombre de Nusselt à d'autres nombres adimensionnels tels que le nombre de Reynolds qui prend en compte la vitesse d'écoulement du fluide ambiant.

Le domaine de la mesure de vitesses de fluide a donné lieu à de nombreuses études qui ont aboutit à diverses relations empiriques:

- La formule de King relie directement le coefficient d'échange à la vitesse du fluide[28,49]:

$$h = a + b\sqrt{u} \quad (90)$$

Diverses relations reliant le nombre de Nusselt aux nombres de Reynolds et de Prandtl ont été proposées:

- En 1914, King propose, toujours pour un cylindre chauffé uniformément placé dans un écoulement transversal:

$$\mathcal{N}_w = a\mathcal{R}_e^{0,4} \quad (91)$$

- Sur ce même modèle, on trouve dans la littérature^[45] une relation affinée pour un cylindre d'axe perpendiculairement à l'écoulement:

$$\mathcal{N}_w = C \mathcal{R}_e^n \quad (92)$$

- Holman propose^[50]:

$$\mathcal{N}_w = (0,35 + 0,56 \mathcal{R}_e^{0,52}) \mathcal{P}_r^{0,17} \quad (93)$$

avec une valeur minimale de $\mathcal{N}_w=0,4$

- Fand a montré^[51] que le coefficient de transfert de chaleur dans un liquide est mieux représenté par la relation:

$$\mathcal{N}_w = (0,35 + 0,56 \mathcal{R}_e^{0,52}) \mathcal{P}_r^{0,3} \quad (94)$$

- Nakai et Okazaki proposent :

$$\mathcal{N}_w = \frac{1}{0,8237 - \text{Ln} \left(\mathcal{R}_e^{\frac{1}{2}} \right)} \quad (95)$$

- On trouve aussi la relation suivante^[47]:

$$\mathcal{N}_w = C \mathcal{R}_e^m \mathcal{P}_r^n \left(\frac{\mathcal{P}_{r_\infty}}{\mathcal{P}_{r_S}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (96)$$

- Churchill et Bernstein proposent[47]

$$\mathcal{N}_w = 0,3 + \frac{0,62 \mathcal{R}_e^{\frac{1}{2}} \mathcal{P}_r^{\frac{1}{3}}}{\left[1 + \left(\frac{0,4}{\mathcal{P}_r}\right)^{\frac{2}{3}}\right]^{\frac{3}{4}}} \left[1 + \left(\frac{\mathcal{R}_e}{282000}\right)^{\frac{5}{8}}\right]^{\frac{4}{5}} \quad (97)$$

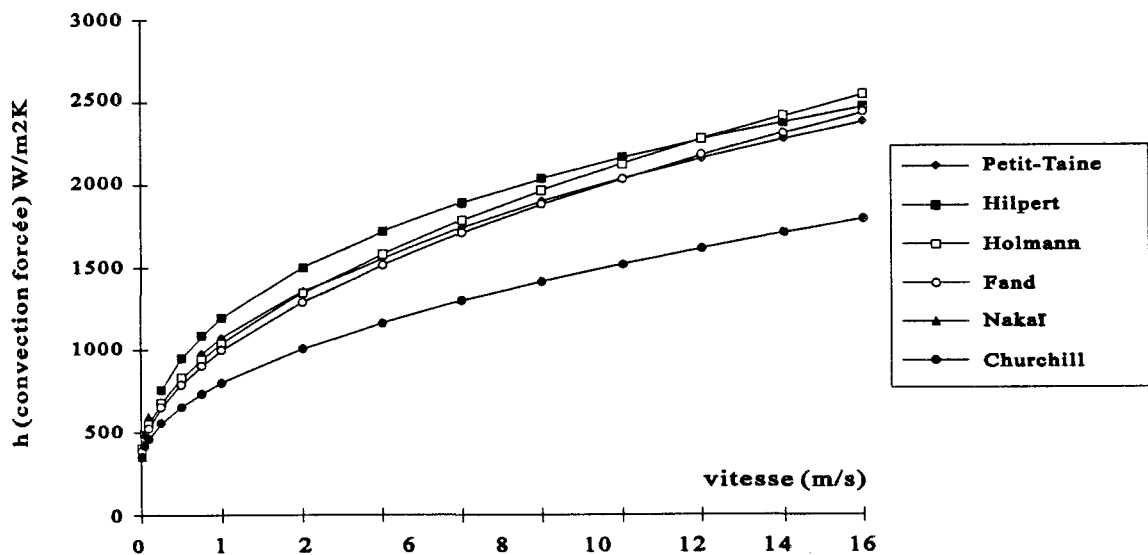


Figure 79 - Coefficient d'échange en convection forcée suivant les différentes relations.

4.1.2.3. COEFFICIENT D'ECHANGE EN CONVECTION MIXTE

On appelle convection mixte un régime d'échange dans lequel les phénomènes de convection forcée coexistent avec ceux de convection libre.

Le problème devient alors plus complexe car les formules de corrélations sont fonctions des nombres de Grashof (représentatif de la convection naturelle) et de Reynolds (représentatif de la convection forcée).

$$\mathcal{N}_w = f(\mathcal{P}_r, \mathcal{R}_e, \mathcal{G}_r) \quad (98)$$

Pour un cylindre soumis à un écoulement laminaire transversal, Hatton et Al proposent, en considérant que la force de fluctuation est égale à un gain d'énergie cinétique[52] donné par

$$\mathcal{R}_e = \sqrt{2\mathcal{G}_r} \quad (99)$$

Pour un écoulement vertical ascendant, le nombre de Reynolds effectif ($\mathcal{R}_{e\text{eff}}$) est déterminé par addition vectorielle de deux forces:

$$\mathcal{R}_{e\text{eff}}^2 = \mathcal{R}_e^2 \left(1 + 3,5 \frac{\mathcal{R}_a^{0,5}}{\mathcal{R}_e} + 2,85 \frac{\mathcal{R}_a}{\mathcal{R}_e^2} \right) \quad (100)$$

$$\mathcal{N}_u = (0,384 + 0,581\mathcal{R}_{e\text{eff}}^{0,15}) \left(\frac{T_f}{T_\infty} \right)^{0,154} \quad (101)$$

Pour les mêmes conditions, Fand et Kesmani ont proposé

$$\mathcal{N}_u = \left(0,255 + 0,699\mathcal{R}_e^{0,15} + 0,00188 \frac{\mathcal{G}_r^{1,5}}{\mathcal{R}_e^2} \right) \mathcal{P}_r^{0,29} \quad (102)$$

Le domaine de la convection mixte est relatif aux très faibles vitesses. Il a déjà été étudié [saulo] et ne fait pas l'objet d'une étude plus avancée dans ce travail.

4.1.3. PERTURBATION ENGENDREE PAR LE CAPTEUR

Compte tenu des faibles dimensions du capteur, la principale perturbation n'est pas engendrée du fait de son opposition à l'écoulement du fluide, mais par l'échauffement créé par effet Joule. Cet échauffement vient modifier les grandeurs thermiques et mécaniques de la couche de fluide proche du capteur, et donc influencer sensiblement le coefficient d'échange par convection.

La limitation de l'effet Joule est donc nécessaire pour minimiser une source d'erreur systématique dans la mesure de conductivité thermique ou de vitesse d'écoulement.

La valeur du courant sera déterminée en fonction de la limite fixée pour l'échauffement du capteur.

$$P_{\max} = R \cdot I_{\max}^2 \text{ avec } P_{\max} = h\mathcal{S}(T_s - T_{\infty})$$

Le courant maximal à appliquer au capteur est donc:

$$I_{\max} = \sqrt{\frac{h\mathcal{S}(T_s - T_{\infty})_{\max}}{R}} \quad (103)$$

Cette limite en courant est fonction des matériaux mis en oeuvre par l'intermédiaire de la résistance électrique totale du capteur R.

A titre d'exemple, pour le fil de fer pur qui a servi à l'estimation de la valeur du coefficient d'échange, l'échauffement est bien représenté par une fonction quadratique du courant électrique. Ainsi, si on fixe un échauffement maximal de 5°C du capteur par rapport à la température du fluide ambiant, la valeur du courant correspondant est de l'ordre de une à plusieurs dizaines de milliampères.

Une élévation de 5°C de la température de la couche limite correspond à une variation de l'ordre de 1,3 % de la conductivité thermique de l'air et à une variation d'environ 1 à 2 % du coefficient d'échange par convection.

Il est à noter que le cas le plus critique de la perturbation est celui des vitesses quasi-nulles ou très faibles, comme l'illustre la figure 80. En effet, en convection libre, la valeur de h est plus faible qu'en convection forcée, l'échauffement est donc plus important.

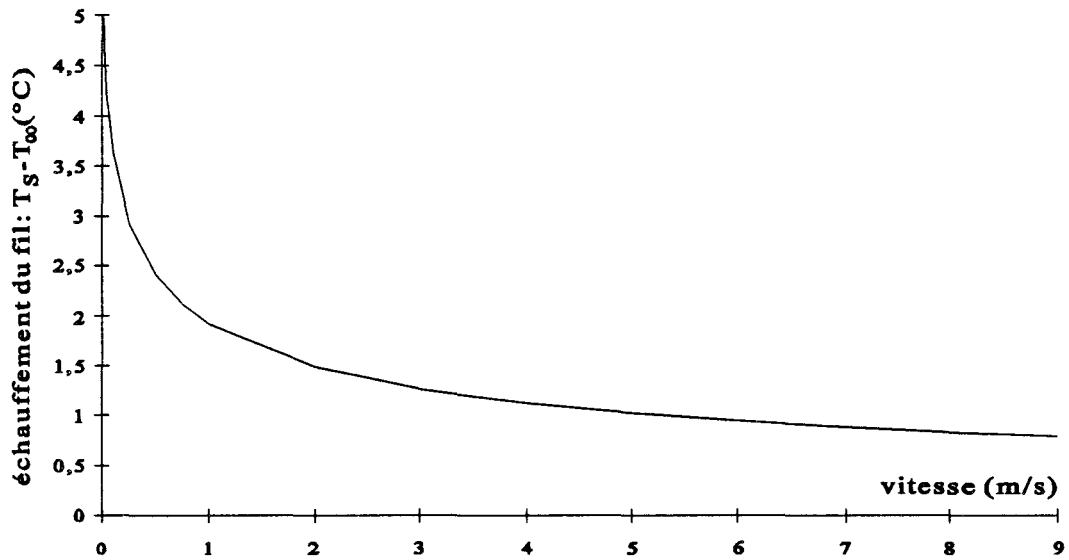


Figure 80 - Echauffement du fil en fonction de la vitesse d'écoulement à courant constant

Le coefficient d'échange, dépendant de la différence de température $T_s - T_\infty$ est aussi fonction de l'échauffement, du fait des dépendances en température des viscosités dynamiques et cinématiques et de la conductivité thermique du volume de fluide ambiant constituant la couche limite. Le coefficient d'échange est donc fonction de l'échauffement du fil qui lui même est estimé à partir du coefficient d'échange.

Dans les applications courantes, il est souvent nécessaire de calculer l'échauffement créé par une dissipation de puissance, une méthode itérative se révèle donc indispensable. Dans le cas qui nous intéresse, on cherche la puissance maximale à apporter pour un échauffement $T_s - T_\infty$ donné (ici 5°C) quelle que soit la température T_∞ .

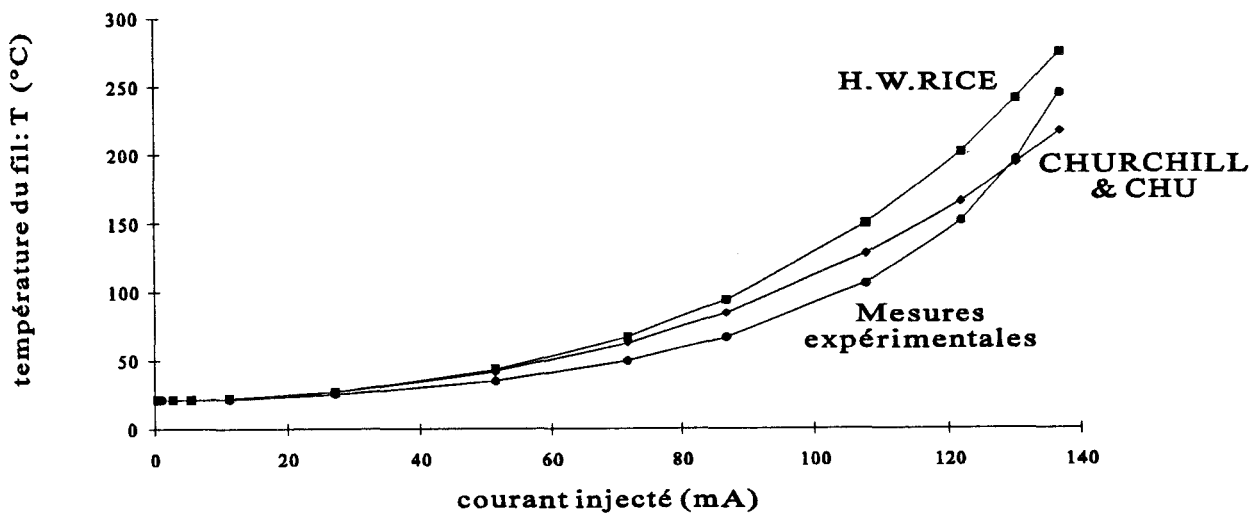


Figure 81 - Echauffement du fil en fonction du courant injecté.

Le calcul du nombre de Grashof est alors effectué pour chaque température. Les diverses relations permettent de montrer la dépendance en température du coefficient d'échange.

Lors de l'utilisation du capteur en débitmètrie, le niveau de courant peut donc être augmenté de manière à obtenir une meilleure sensibilité absolue et donc une meilleure précision dans la mesure.

La puissance Joule dissipée par convection, et donc l'échauffement, est proportionnelle à la résistance électrique du capteur. Il est donc possible d'injecter plus de courant (courant qui participe à l'effet Peltier) lors de l'utilisation de matériaux à faibles résistivités électriques.

Les diverses relations concernant la convection libre permettent de fixer le courant maximal à injecter. L'échauffement théorique à été validé par une mesure de la température du fil de fer décrit précédemment lors d'un accroissement du courant (figure 81).

4.1.4.SENSIBILITE DES CAPTEURS

Afin de modéliser, optimiser et comparer les différents capteurs, il convient de mettre un paramètre d'étude en commun. La puissance générée par effet Peltier est une fonction linéaire du courant qui traverse le fil, cependant, ce courant ne peut être le paramètre commun recherché. En effet, une comparaison à courant constant n'est pas représentative du niveau de signal qu'il est possible de recueillir: l'échauffement créé par effet Joule est trop différent suivant qu'on utilise un fil de constantan ($\rho=70,6.10^{-8} \Omega .m$) ou un fil de fer ($\rho=10,1.10^{-8} \Omega .m$)

La comparaison des différents capteurs doit de faire à niveau de perturbation égal, on se fixe un échauffement maximal du capteur (par exemple 5°C) par rapport au fluide ambiant. Pour mémoire, un fil chaud traditionnel fonctionne à 200°C au dessus de la température du fluide ambiant.

4.1.4.1.APPROCHE MONODIMENSIONNELLE

Les dimensions du fil (grande longueur de fil par rapport au diamètre) se prêtent bien à une analyse monodimensionnelle du problème. Les relations précédemment établies vont être adaptées et utilisées pour modéliser le signal résultant.

4.1.4.1.1. THERMOCOUPLES BOUT A BOUT

L'étude est menée de façon à comparer les capteurs pour une même longueur (1m). Les jonctions sont considérées idéales (les portions de chaque matériau sont reliées sur leurs sections.).

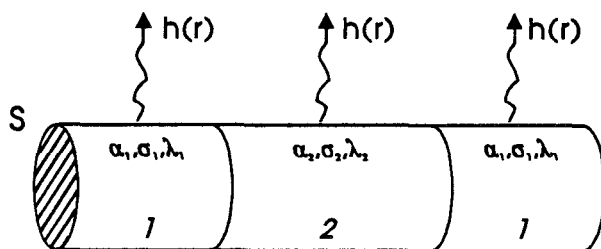


Figure 82 - Structure thermocouples bout à bout.

L'échauffement maximal implique une puissance injectée maximale fonction de la surface d'échange offerte par le capteur

$$P_{\max} = hS(T_S - T_{\infty})_{\max}$$

Le coefficient d'échange h ne dépendant pas de la nature des matériaux, il est pris identique sur chacune des régions.

La raison est définie par le terme

$$\eta = \frac{l_2}{l_1 + l_2} \quad (104)$$

où l_2 est la longueur du matériau le plus conducteur électriquement.

Le niveau de courant qui est pris en compte est donc une fonction des conductivités électriques des matériaux 1 et 2 et de la raison :

$$I_{\max}(\eta) = \sqrt{\frac{P_{\max}(\eta)}{R(\eta)}} \quad (105)$$

Dans la suite de cette étude, le courant maximal sera calculé pour chacune des géométries et pour chacun des couples étudiés.

La résistance électrique pour un mètre de fil est :

$$R = \frac{1}{S} \left(\frac{1-\eta}{\sigma_1} + \frac{\eta}{\sigma_2} \right) \quad (106)$$

Le courant induit pour une élévation de $(T_S - T_\infty)_{\max}$ est

$$I_{\max}(\eta) = \frac{\sqrt{hS(T_S - T_\infty)_{\max}}}{\sqrt{\frac{1}{S} \left(\frac{1-\eta}{\sigma_1} + \frac{\eta}{\sigma_2} \right)}} \quad (107)$$

Les longueurs l_1 et l_2 de chaque section constituant le fil interviennent également dans le calcul de la f.e.m. par l'intermédiaire de la résistance R_{th} (relation 74).

La valeur idéale de η pour obtenir un maximum de sensibilité est principalement un compromis entre cette résistance thermique (il faut que les portions métalliques présentent des résistances thermiques égales) et la résistance électrique la plus faible possible (valeur idéale $\eta=1$)

4.1.4.1.1.1. SENSIBILITE A LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DU FLUIDE ENVIRONNANT

Pour obtenir la sensibilité maximale du capteur, en fonction de ses dimensions géométriques, nous avons établi le réseau de courbes.

Le mode opératoire est le suivant:

a/ l'écart entre la température d'air et la température du capteur étant fixé (5°C), le coefficient d'échange correspondant ($h(\Delta T)$) est évalué à l'aide de la relation de Rice (relation 85).

b/ A partir de cette valeur de h , la puissance maximale nécessaire pour atteindre l'écart de 5°C est calculée ($P_f = hS(\Delta T)_f$).

c/ A l'aide de la relation 104, le courant correspondant est déterminé pour différentes valeurs de η .

d/ La f.e.m. ΔV générée par un mètre de capteur est ensuite évaluée à l'aide de la relation 74 pour différentes longueurs de cellule et pour chaque valeur de η .

Le même calcul est mené dans l'air ($\lambda=0,0255$ W/mK, $\nu=15,1 \cdot 10^{-6}$ m²/s) et dans l'hélium ($\lambda=0,149$ W/mK, $\nu=20 \cdot 10^{-6}$ m²/s), ce qui donne accès à une grandeur représentative de la sensibilité du capteur et exprimée par $S = \Delta V_{\text{hélium}} - \Delta V_{\text{air}}$.

e/ Un réseau de courbes (figure 83) est obtenu en extrayant la valeur maximale de S pour différents couples, avec en abscisse la longueur des cellules et pour paramètre la raison η .

L'étude des paires de matériaux fait apparaître une longueur de cellule idéale de l'ordre de 5mm (4 à 7 mm selon les cas).

Celles ci sont difficiles à réaliser manuellement avec précision. La principale limitation reste alors de respecter les valeurs optimales de η , qui sont, lors de grands contrastes de conductivités thermiques, proches de 90% (lors de l'utilisation de constantan ou de chromel), ce qui fait des portions métalliques de l'ordre de 1mm.

Les couples offrant des niveaux de f.e.m. importants sont ceux à fort contrastes de pouvoirs thermoélectriques et à conductivités thermiques faibles. Le couple constantan-fer présente ainsi une f.e.m. maximale de l'ordre de 70 mV. Les couples constantan-cuivre et chromel cuivre souffrent de la grande conductivité thermique du cuivre qui rend ces associations peu sensibles aux échanges thermiques par convection. Le couple constantan-nickel présente lui un faible contraste de pouvoirs thermoélectriques.

Le plus facile à réaliser de ces thermocouples reste le fer-nickel qui offre des valeurs de η proches de 50% (dû au faible contraste de conductivités thermiques des deux matériaux).

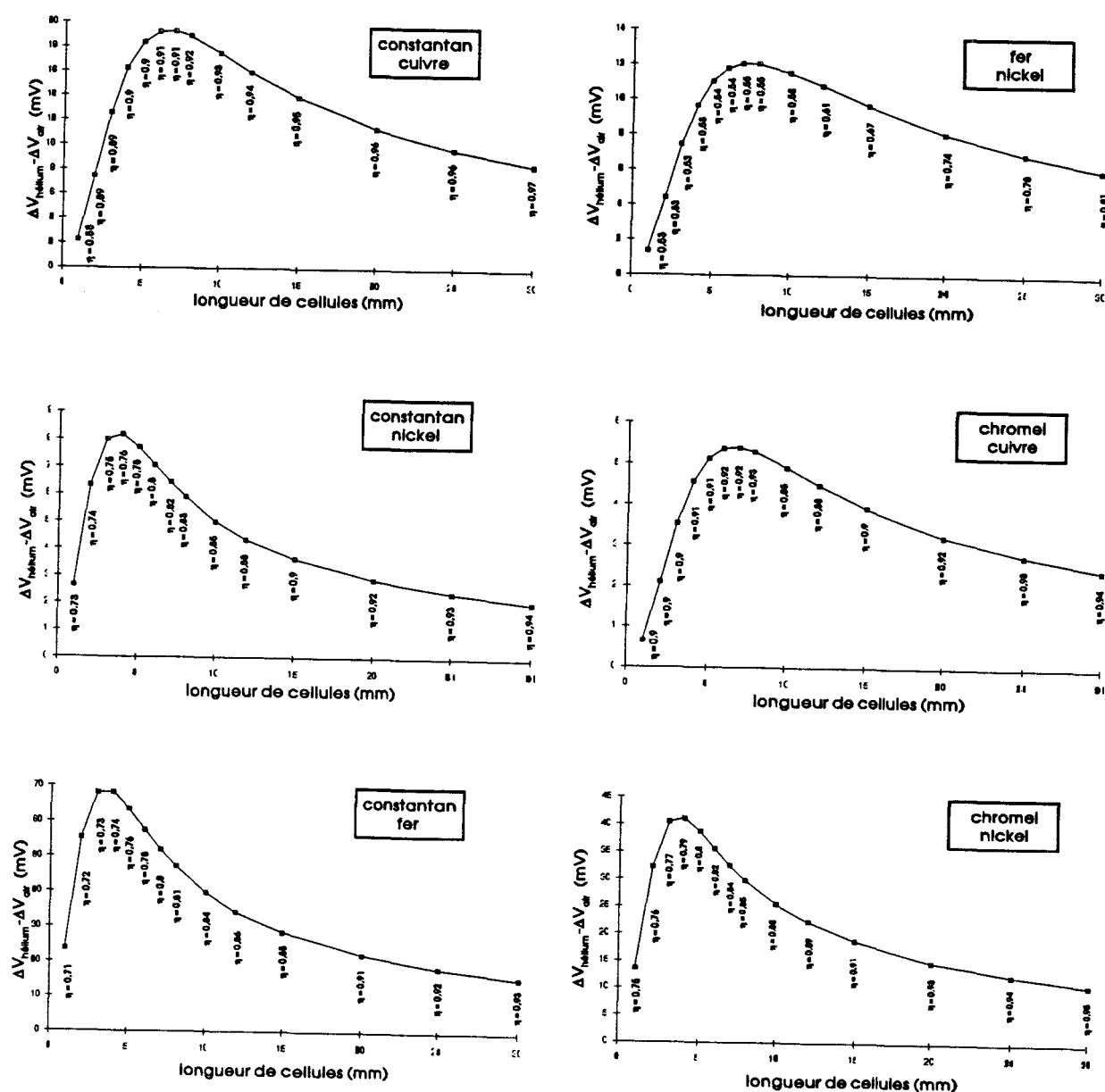


Figure 83 - $S = \Delta V_{\text{hélium}} - \Delta V_{\text{air}}$ pour les couples étudiés.

Si l'on fait abstraction du problème de la compensation en température, le couple constantan-chromel se révèle très intéressant en configuration thermocouples bout à bout (figure 84). La bonne différence de pouvoirs thermoélectriques (environ $65 \mu\text{V/K}$) entraîne un niveau important de signal et les valeurs de conductivités thermiques proches et faibles des alliages (19 et $20 \text{ W/m}^2\text{K}$) font que les transferts de chaleur par conduction sont moins importants et que le terme η est proche de $0,5$.

Ce couple présente la meilleure sensibilité parmi tous les couples étudiés.

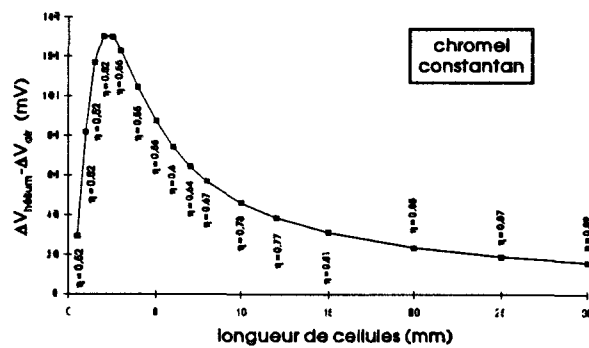


Figure 84 - $S = \Delta V_{\text{hélium}} - \Delta V_{\text{air}}$ pour le couple chromel-constantan.

Une représentation du signal délivré pour les géométries déterminées précédemment en fonction de la conductivité thermique du milieu ambiant permet de mettre en évidence la sensibilité de chacun des couples étudiés.

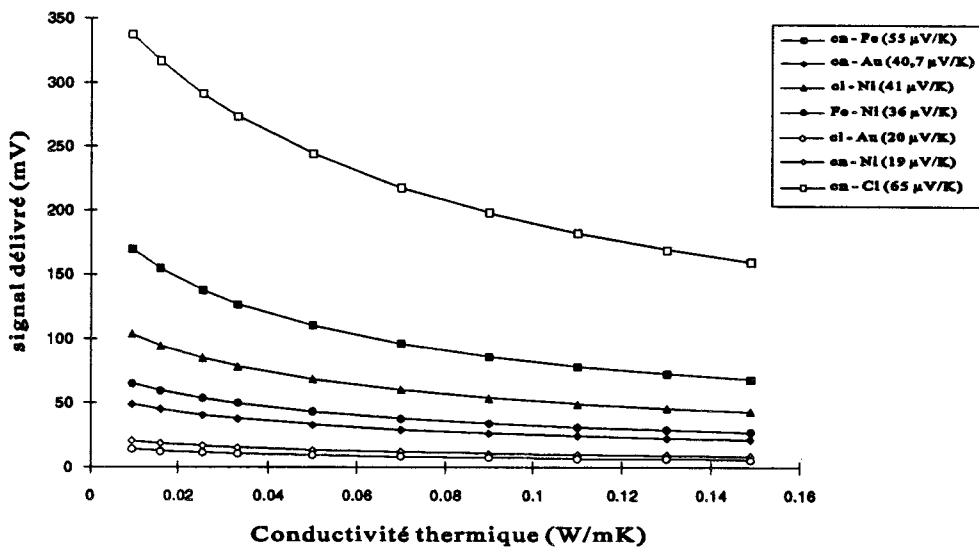


Figure 85 - Signal délivré par les différents capteurs en fonction de la conductivité thermique du fluide.

L'échauffement de référence $((T_S - T_\infty)_{\max} = 5^\circ\text{C})$ est pris pour le capteur dans l'air

4.1.4.1.1.2. CONVECTION FORCEE

Une étude analogue à la convection libre est menée. Nous considérerons la variation de signal pour un changement de vitesse d'écoulement du fluide de 1 m/s à 9 m/s.

La relation choisie est celle de Holmann.

Comme précédemment, les calculs des nombres spécifiques (ici Reynolds et Nusselt) sont effectués pour chaque géométrie et pour chaque couples.

Les optimums et les allures de courbes sont légèrement différents qu'en convection libre, ceci du fait de la prise en compte différente du diamètre du fil dans les calculs des nombres de Grashof et Reynolds.

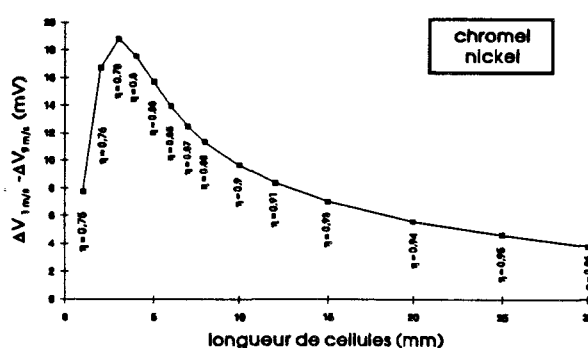
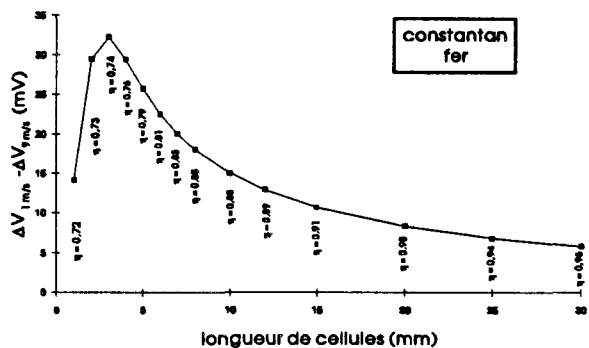
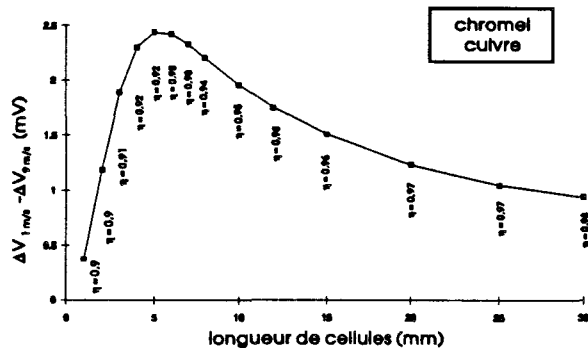
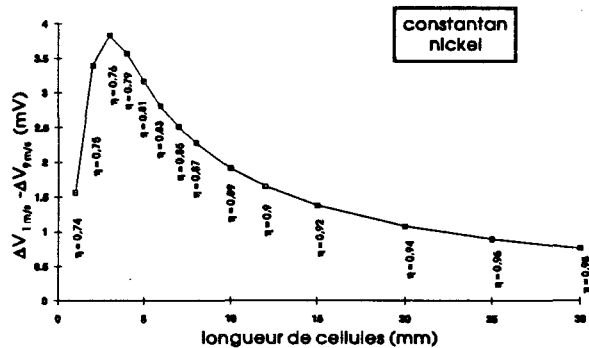
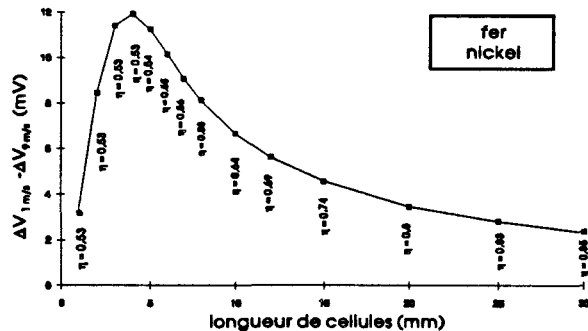
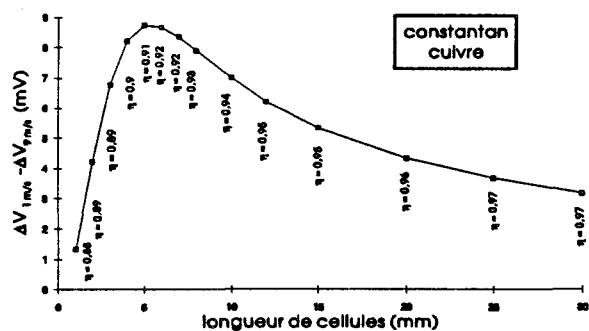


Figure 86 - $S = \Delta V_{1m/s} - \Delta V_{9m/s}$ pour les couples étudiés.

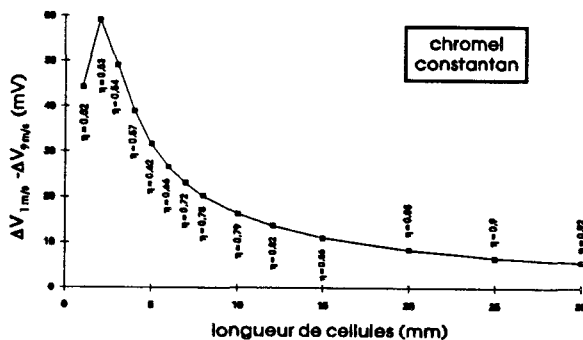


Figure 87 - $S = \Delta V_{1m/s} - \Delta V_{9m/s}$ pour le couple chromel-constantan.

L'association chromel-constantan présente encore la meilleure sensibilité et l'utilisation du fer dans les couples constantan-fer et fer-nickel permet d'obtenir un couple de sensibilité moyenne avec possibilité de compensation

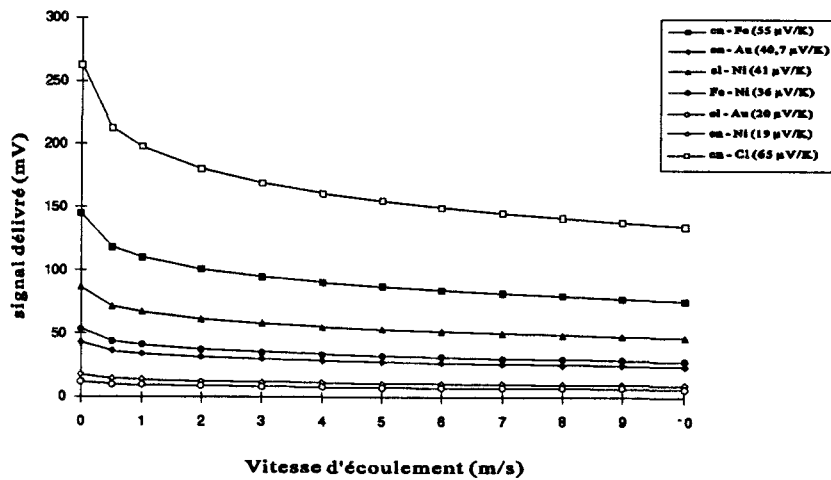


Figure 88 - Signal délivré par les différents capteurs en fonction de la vitesse d'écoulement.

L'évolution du signal délivré en fonction de la vitesse d'écoulement est représentée figure 88.

4.1.4.1.2. THERMOCOUPLES PLAQUES

L'étude est menée de façon à comparer les capteurs pour une même longueur de fil. Chaque thermocouple élémentaire peut être assimilé à une cellule constituée d'un matériau homogène 1 et d'un matériau homogène équivalent. Pour le calcul du coefficient d'échange, les diamètres des régions plaquées et non plaquées sont pris en compte puisqu'ils peuvent être notablement différents.

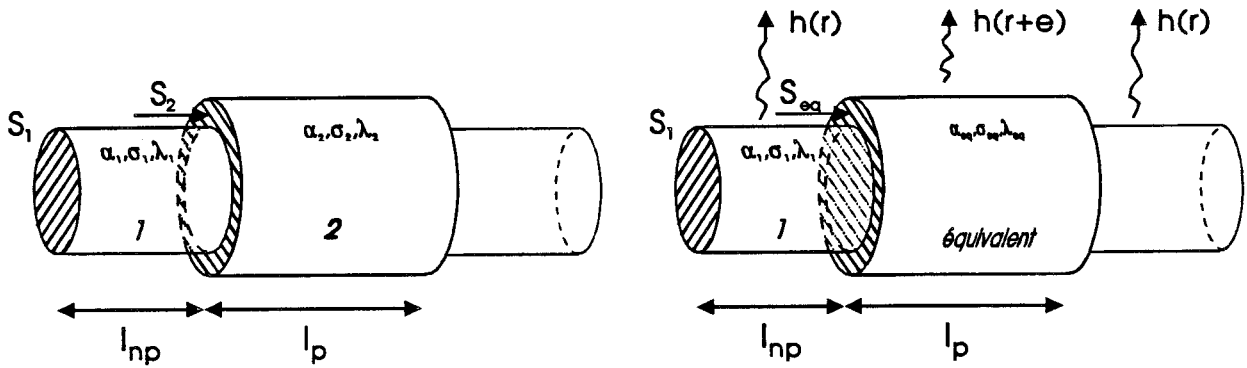


Figure 89 - Structure thermocouples plaqués.

avec

$$\text{Pouvoir thermoélectrique équivalent: } \alpha_{eq} = \frac{\alpha_1 \sigma_1 S_1 + \alpha_2 \sigma_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2} \quad (108)$$

$$\text{Conductivité électrique équivalente: } \sigma_{eq} = \frac{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2}{S_1 + S_2} \quad (109)$$

$$\text{Conductivité thermique équivalente: } \lambda_{eq} = \frac{\lambda_1 S_1 + \lambda_2 S_2}{S_1 + S_2} \quad (110)$$

$$\text{Section équivalente: } S_{eq} = S_1 + S_2 \quad (111)$$

$$\text{Raison de plaquage: } \eta = \frac{\text{longueur plaquée}}{\text{longueur totale de la cellule}} = \frac{l_p}{l_p + l_{np}} \quad (112)$$

L' échauffement maximal implique donc une puissance injecté maximale fonction du périmètre du capteur et de sa longueur:

$$P_{max} = \bar{h} \delta (T_S - T_{\infty})_{max} \quad (113)$$

où \bar{h} est le coefficient d'échange moyen:

$$\bar{h} = (1 - \eta)h(r) + \eta h(r + e) \quad (114)$$

avec :

$h(r)$ le coefficient d'échange de la région non plaquée

$h(r+e)$ le coefficient d'échange de la région plaquée (e : épaisseur de plaquage)

Le niveau de courant qui est pris en compte est donc une fonction des conductivités électriques des matériaux, de la raison et de l'épaisseur de plaquage :

$$I_{\max}(e, \eta) = \sqrt{\frac{P_{\max}(e, \eta)}{R(e, \eta)}} \quad (115)$$

Dans la suite de la modélisation, le courant maximal sera calculé pour chacune des géométries et pour chacun des couples étudiés.

La résistance électrique pour un mètre de fil est $R = \frac{1 - \eta}{\sigma_1 S_1} + \frac{\eta}{\sigma_{eq} S_{eq}}$ (116)

Le courant qui induit une élévation de température $T_S - T_\infty$ de l'ordre de 5°C est:

$$I_{\max}(e, \eta) = \sqrt{\frac{((1 - \eta)h(r) + \eta h(r + e))\mathcal{S}(T_S - T_\infty)_{\max}}{\frac{1 - \eta}{\sigma_1 S_1} + \frac{\eta}{\sigma_{eq} S_{eq}}}} \quad (117)$$

La relation 74 est alors définie avec : $\mathcal{R}_{np} = f(2\pi r R h(r))$

$$\mathcal{R}_p = f(2\pi(r + e) R h(r + e))$$

La relation de référence permettant de calculer $h(r)$ et $h(r + e)$ est celle de Rice.

La géométrie idéale, pour chacun des couples étudiés, est un compromis entre:

- Un bon contraste de pouvoir thermoélectrique et un bon niveau de courant dérivé dans les électrodes plaquées, fonction croissante avec l'épaisseur de plaquage.

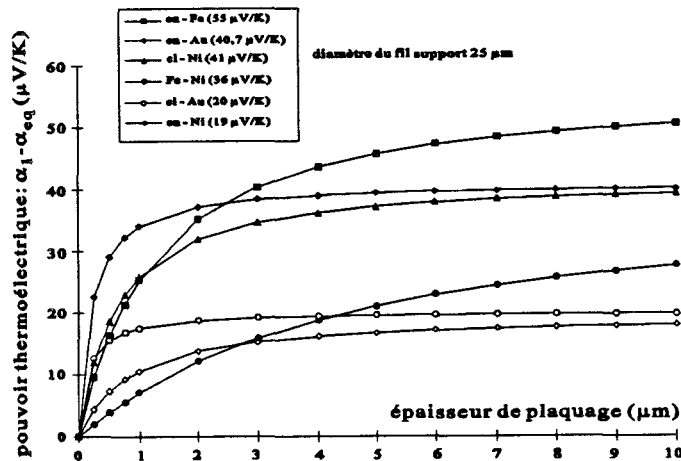


Figure 90 - Pouvoirs thermoélectriques en fonction de l'épaisseur de plaquage.

La figure 90 permet de constater que lors de l'utilisation de matériaux à grand contraste de conductivités électriques, une différence significative de pouvoir thermoélectrique est très vite atteinte (notamment lors de l'utilisation de constantan ou de chromel). L'obtention d'un contraste thermoélectrique intéressant pour le fer-nickel implique une épaisseur conséquente de dépôt.

- Des résistances thermiques de la région plaquée et de la région non plaquée du même ordre de grandeur afin de disposer d'une différence de température aux jonctions la plus importante possible, ceci implique une épaisseur de plaquage optimale propre à une raison de plaquage donnée. De plus, les résistances thermiques doivent être les plus grandes possibles, il semble donc intéressant de déposer une couche la plus fine possible.

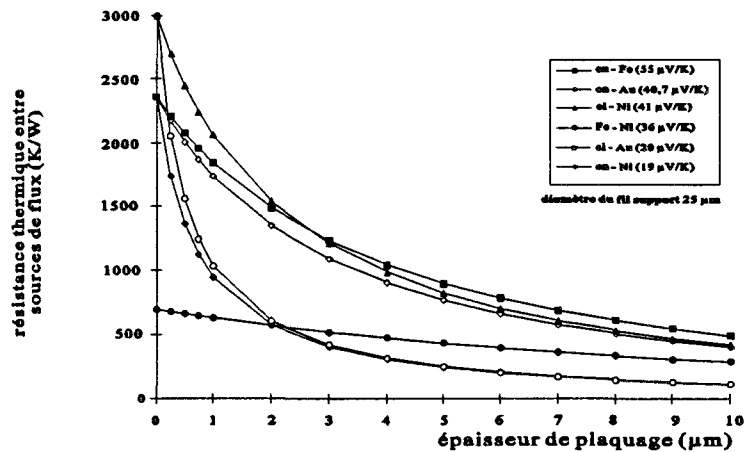


Figure 91 - Résistances thermiques en fonction de l'épaisseur de plaquage.

- Une résistance électrique faible, pour, à échauffement comparable, disposer d'un plus grand courant participant à l'effet Peltier. Ceci implique un plaquage important et une raison de plaquage proche de 1.

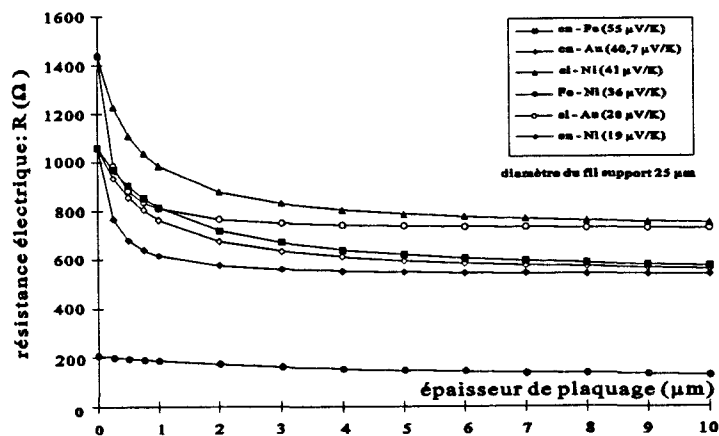


Figure 92 - Résistances électriques en fonction de l'épaisseur de plaquage.

Il est à noter que le couple fer-nickel semble peu intéressant du point de vue pouvoir thermoélectrique et résistance thermique entre les sources de flux, il regagne de l'intérêt du point de vue

résistance électrique totale du capteur. Il sera donc possible de lui injecter un niveau de courant plus important pour un échauffement comparable (figure 93).

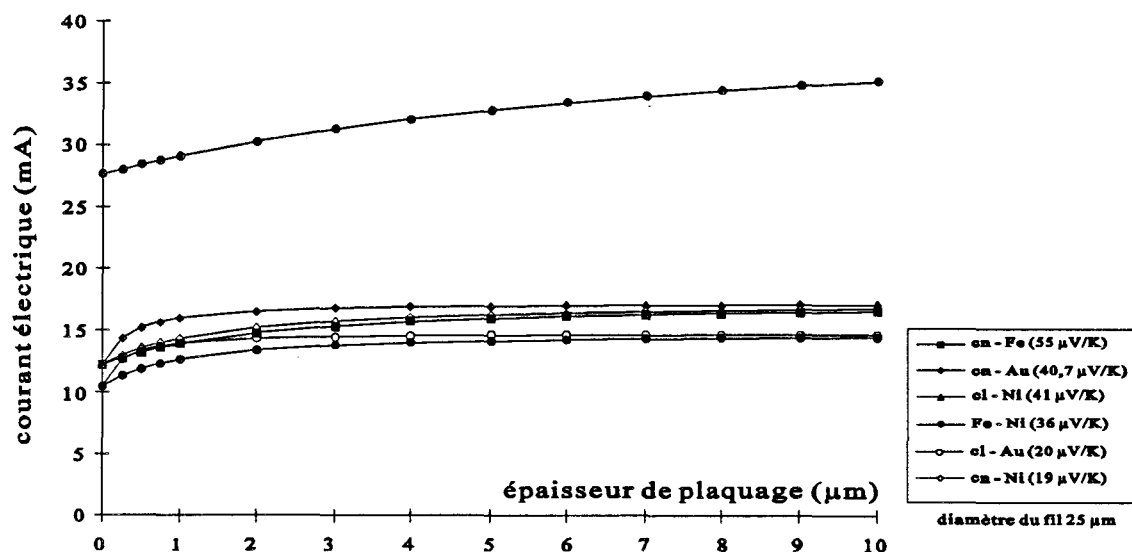


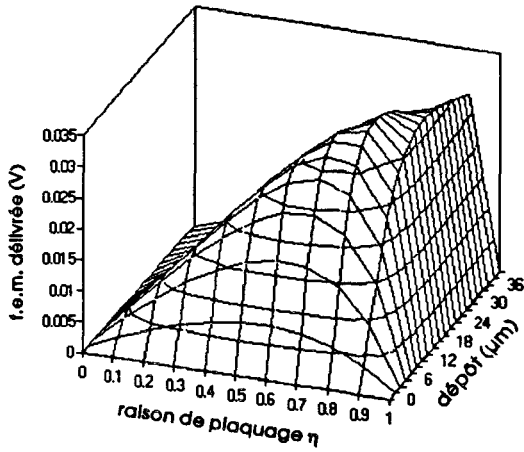
Figure 93- Courant nécessaire pour obtenir $\Delta T=5^{\circ}\text{C}$ en fonction de l'épaisseur de plaquage.

- Un coefficient d'échange important, et donc pour la zone plaquée, une épaisseur de plaquage minimale. De plus, l'influence du coefficient d'échange varie selon la taille de la cellule, ce qui fait que pour une longueur donnée (ici 1 m), il existe une taille optimale de cellule compromis entre la taille idéale pour la sensibilité aux échanges thermiques et la densité de thermocouples (augmentation du niveau de signal).

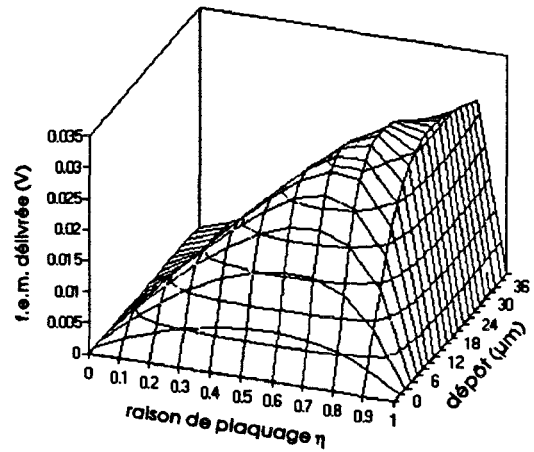
De ces constatations, il vient que l'optimisation de certaines grandeurs va à l'encontre d'autres grandeurs. Seule une étude globale peut permettre d'extraire la géométrie optimale de chacune des familles de capteurs.

L'étude doit se faire suivant trois paramètres : l'épaisseur de plaquage, la raison de plaquage et la longueur de la cellule. Afin d'illustrer l'influence de ces trois paramètres, nous avons représenté figure 94 l'évolution de la f.e.m. délivrée en vue 3D.

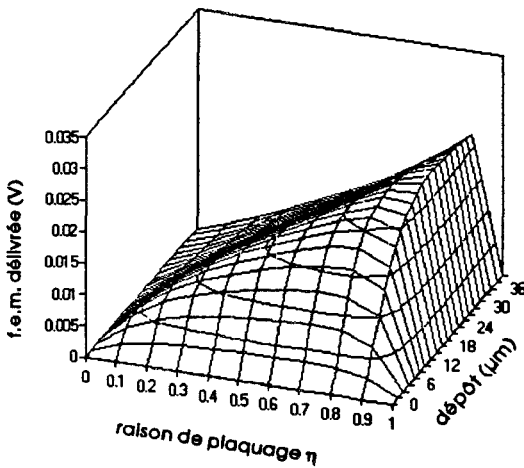
Pour une longueur de cellule donnée, la modélisation permet d'estimer la raison et l'épaisseur de plaquage à respecter pour obtenir un maximum de f.e.m.



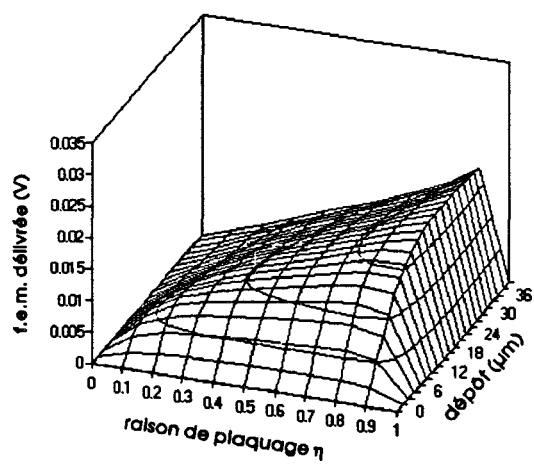
cellules de 1 mm



cellules de 3 mm



cellules de 10 mm



cellules de 15 mm

Figure 94- Niveau de signal délivré par un capteur constantan-cuivre

en fonction des paramètres géométriques.

4.1.4.1.2.1. SENSIBILITE A LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DU FLUIDE

ENVIRONNANT

La même démarche que celle mise en oeuvre pour les jonctions thermocouples bout à bout est menée. L'épaisseur de dépôt est prise en compte lors des calculs de résistances thermiques et électriques et du calcul du coefficient d'échange.

Les longueurs de cellules optimales sont différentes de celles qui ont été déterminées pour les jonctions bout à bout (pour les couples à conductivités thermiques proches, les longueurs de cellules sont sensiblement plus importantes).

De même, les valeurs de η sont légèrement supérieures, ce qui accroît la difficulté de réalisation par des méthodes manuelles. Cette solution garde cependant tout son intérêt pour la réalisation de capteurs plans par des techniques de lithographie.

Les épaisseurs de dépôts doivent être relativement importantes lors de l'utilisation de matériaux à faibles contrastes de conductivités électriques (fer-nickel, chromel-constantan), ce qui rend les résistances thermiques entre sources de flux plus faibles et fait diminuer la sensibilité.

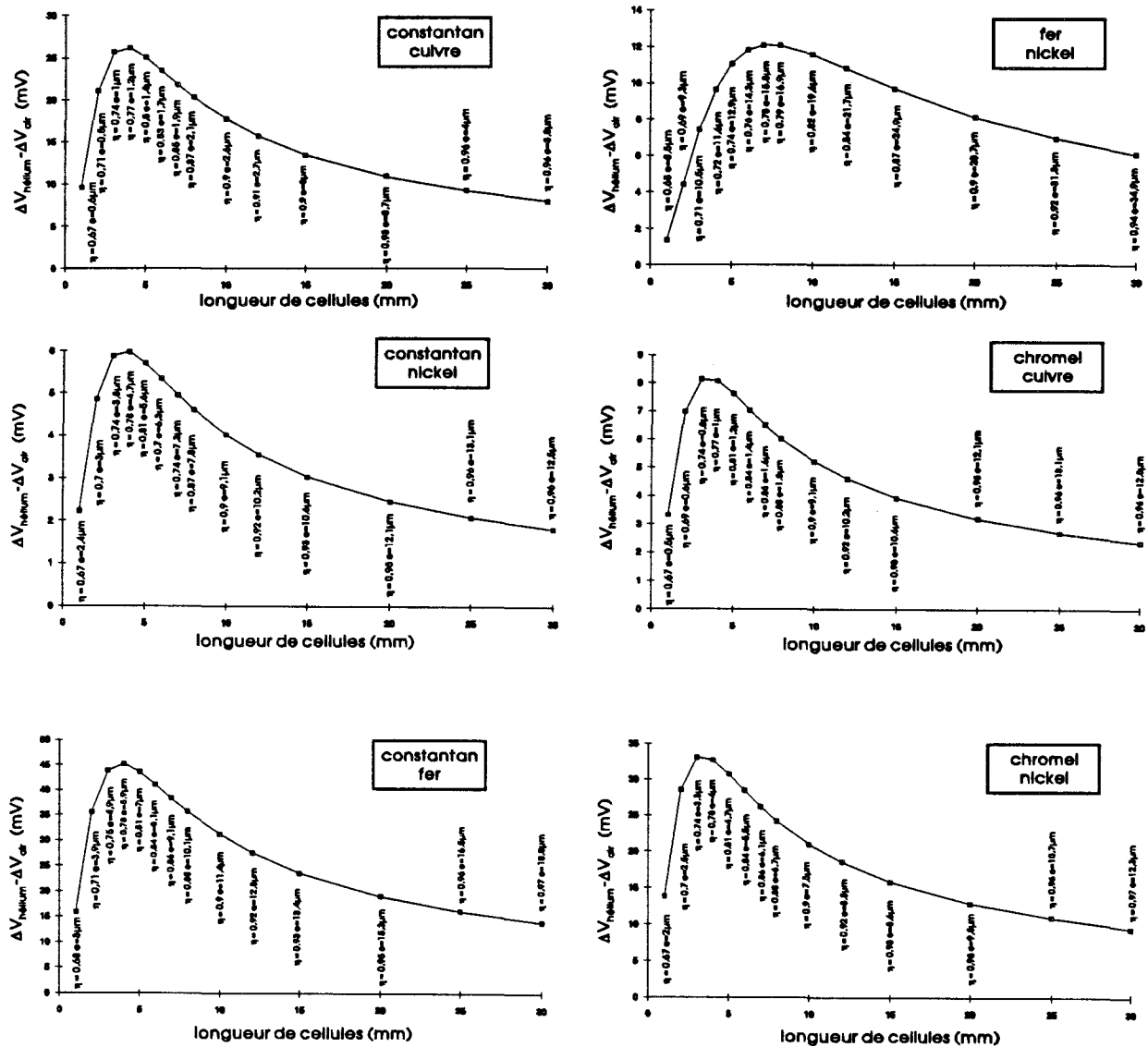


Figure 95 - $S = \Delta V_{\text{hélium}} - \Delta V_{\text{air}}$ pour les couples étudiés.

De manière générale, la technologie électrodes plaquées nuit à la sensibilité, sauf dans le cas des couples à grands contrastes de conductivités électriques (et thermiques). Dans ce cas, la proportion de courant de courant dérivé est proche de 1 pour une épaisseur de quelques micromètres de dépôt (cuivre, or, argent sur constantan ou chromel), ce qui implique une valeur de pouvoir thermoélectrique associé au couple très proche de la valeur idéale, alors que la conductivité thermique équivalente est encore très inférieure à la valeur nominale (figure 96).

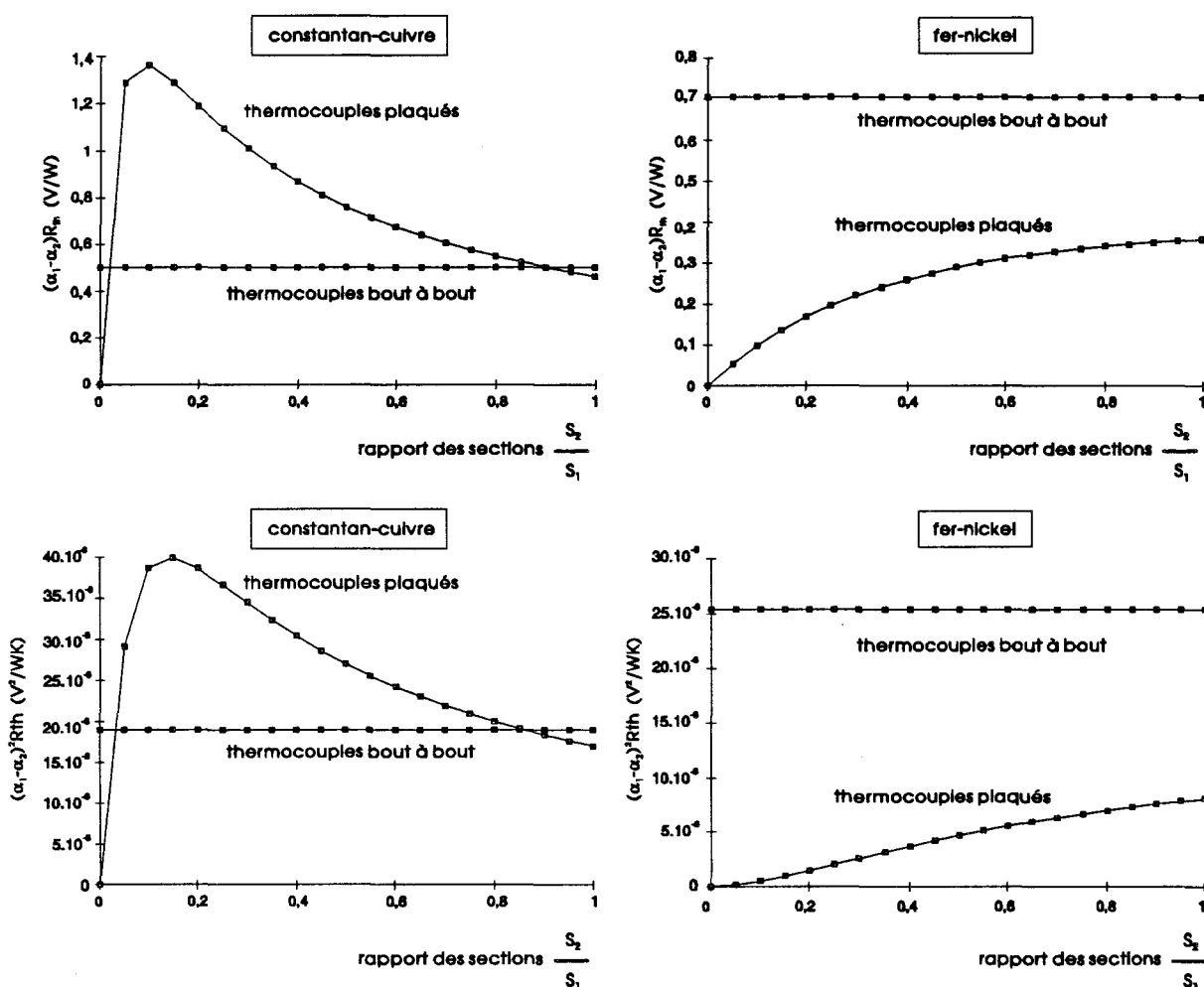


Figure 96 - Comparaison des produits $(\alpha_2 - \alpha_1)R_{th}$ et $(\alpha_2 - \alpha_1)^2 R_{th}$ pour les électrodes bout à bout et les électrodes plaquées.

Le fait de déposer un métal (ou alliage) sur un autre permet de constituer un matériau de caractéristiques α_{eq} , σ_{eq} , λ_{eq} originales. (Un alliage de deux métaux A et B ne donne pas un pouvoir thermoélectrique pondéré par les proportions propres des deux métaux, par exemple $\alpha_{Cu} = 2 \mu V/K$, $\alpha_{Ni} = -19 \mu V/K$, $\alpha_{Constantan} = -38 \mu V/K$). Les valeurs α_{eq} , σ_{eq} , λ_{eq} sont ajustables en fonction de l'épaisseur, ce qui peut permettre d'obtenir une meilleure sensibilité que celle donnée par les capteurs à jonctions bout à bout.

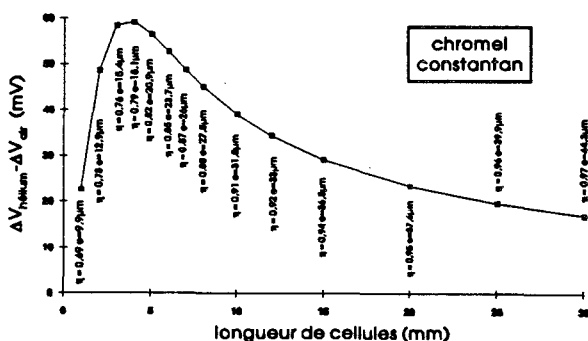


Figure 97 - $S = \Delta V_{\text{hélium}} - \Delta V_{\text{air}}$ pour le couple chromel-constantan.

En technologie électrode plaquée, le couple chromel-constantan présente encore la meilleure sensibilité. Ce couple n'est pas réalisable pour les fils, du fait de la nature de déposition (chimique ou électrolytique) incompatible pour les alliages. Ce couple trouve cependant tout son intérêt en microtechnologie, même si les épaisseurs de dépôt doivent être importantes (figure 97).

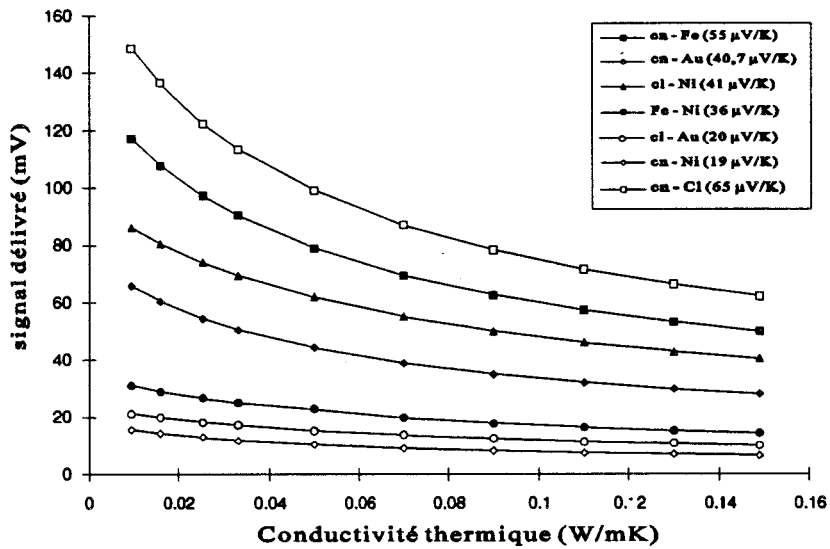


Figure 98 - Signal délivré par les différents capteurs en fonction de la conductivité thermique.

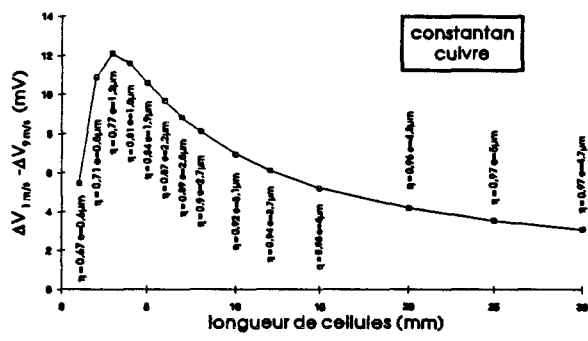
La figure 97 représente le signal délivré pour chacune des associations étudiées en fonction de la conductivité thermique du fluide environnant. L'échauffement de référence $T_s - T_\infty = 5^\circ\text{C}$ est pris à vitesse nulle.

4.1.4.1.2.2. SENSIBILITE A LA CONVECTION FORCEE

Comme précédemment, une valeur de coefficient d'échange $h(r)$ est affectée à la partie non recouverte et une valeur $h(r+e)$ est associée à la région plaquée.

Les géométries sont quelque peu différentes de celles déterminées en convection libre (les longueurs de cellules intéressantes sont plus petites).

* Le couple fer-nickel reste encore le meilleur compromis du fait de sa sensibilité moyenne, sa valeur raisonnable de η et sa bonne capacité à la compensation.



Comme le montrent les figures 99 et 100, le couple constantan-chromel possède toujours la plus grande sensibilité, avec cependant une réalisation difficile: cellule de 3 mm, η de 82% et perte importante de sensibilité dès qu'on s'éloigne de la géométrie optimale. Le couple constantan-chromel présente la meilleure dynamique en régime de convection forcée (figure 101).

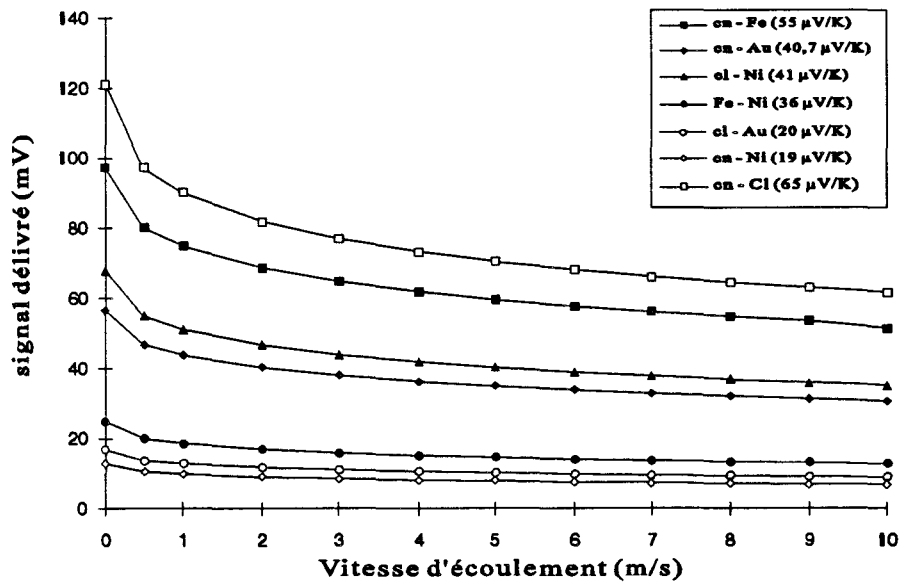


Figure 101 - Signal délivré par les différents capteurs en fonction de la vitesse d'écoulement.

4.1.4.2. INFLUENCE DES DIMENSIONS DU FIL

4.1.4.2.1. LONGUEUR DU FIL

A partir des relations 52 et 74; et du fait de l'échauffement limite imposé (relation 107), le signal délivré par le capteur s'écrit

$$\Delta V = N(\alpha_1 - \alpha_2)^2 \left(\frac{\sigma_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2} \right)^2 T \cdot R_{th} \sqrt{\frac{h \bar{S} (T_s - T_\infty)}{R}} \quad (118)$$

avec N , le nombre de cellules : $N = \frac{L}{l}$ où L est la longueur du fil et l la longueur d'une cellule.

et \bar{S} la surface moyenne pour toute la longueur du fil : $\bar{S} = \pi L(D + 2\eta e)$ (119)

R_{th} , la résistance thermique entre les sources de flux Peltier, ne dépend pas de la longueur du fil mais de la longueur des cellules.

R , la résistance électrique du fil et \bar{S} sont toutes deux des fonctions linéaires de la longueur du fil, en conséquence ΔV , le signal délivré, est donc proportionnel à la longueur du fil par l'intermédiaire du nombre de cellules.

4.1.4.2.2. DIAMETRE DU FIL

Comme la longueur du fil, le diamètre intervient directement dans le signal délivré par le capteur. En ne prenant en compte que les termes où le diamètre intervient directement, la relation précédente se réduit à:

$$\Delta V = K \cdot R_{th} \sqrt{\frac{h \bar{S} (T_s - T_\infty)}{R}} \quad (120)$$

$$\text{avec } K = N(\alpha_1 - \alpha_2)^2 \left(\frac{\sigma_2 S_2}{\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2} \right)^2 \quad (121)$$

$$R_{th(\text{conduction})} \approx \frac{1}{\lambda S} = \frac{4l}{\pi \lambda D^2} \quad (122)$$

$$R \approx \frac{\bar{\rho} l}{S} = \frac{4\bar{\rho} l}{\pi D^2} \quad (123)$$

Le coefficient d'échange h intervenant par l'intermédiaire du nombre de Grashof sous la forme représentée figure 101.

$$h = \frac{\mathcal{N} \omega \lambda_{\text{air}}}{D} \text{ avec } \mathcal{N} \omega = f(\mathcal{G}_r(D)) \quad (124)$$

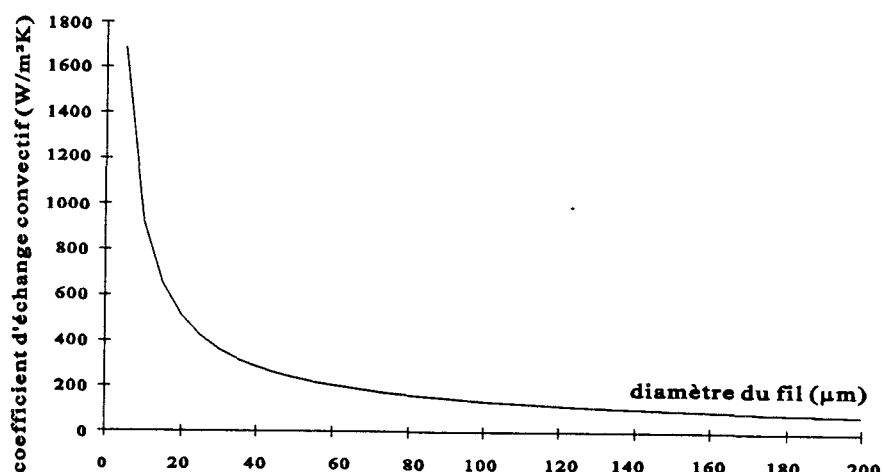


Figure 102 - Influence du diamètre du fil sur le coefficient d'échange par convection.

Dans ces conditions, la tension délivrée varie inversement avec le diamètre du fil, ce qui met en évidence l'intérêt de réaliser des fils de faibles diamètres afin d'obtenir une bonne sensibilité.

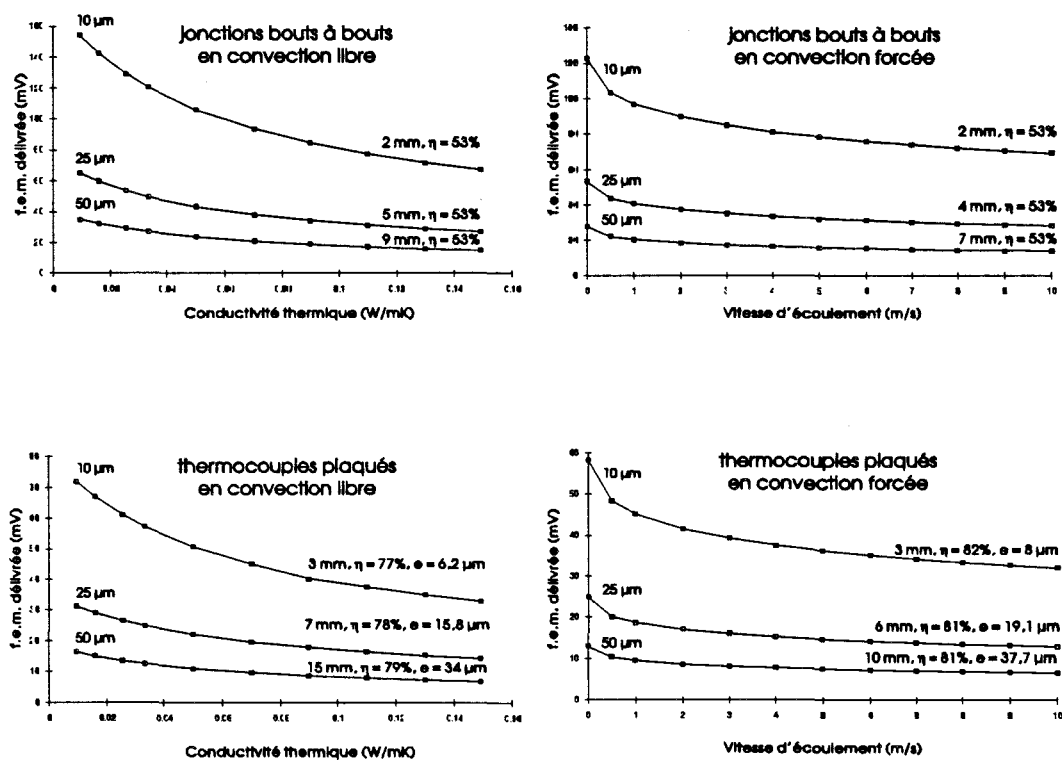


Figure 103 - Influence du diamètre du fil sur le signal délivré par un capteur fer-nickel.

Les courbes représentées figure 103, obtenues par modélisation, permettent de chiffrer les résultats précédent.

Les signaux délivrés par les capteurs, et donc leurs sensibilités pour différents diamètres (10 μm , 25 μm et 50 μm) sont sensiblement inversement proportionnels au diamètre du fil

4.1.4.3. VALIDATION DE L'APPROCHE MONODIMENSIONNELLE

L'analyse monodimensionnelle semble bien adaptée à la configuration du fil thermoélectrique, cependant, elle fait abstraction des variations de température qui ont lieu dans la section du fil.

4.1.4.3.1. TEMPERATURE SUR LA SECTION DU FIL

Ainsi, pour les modèles jonctions bout à bout et électrodes plaquées décrits précédemment, l'hypothèse d'une distribution homogène de la température sur toute la section du fil a été faite ($T_S(x)$ (température de surface du fil en x)= $T_{fil}(x)$ (température en tout point de la section à l'abscisse x)).

Une simulation en deux dimensions + axe de symétrie met en évidence le rôle joué par le coefficient d'échange

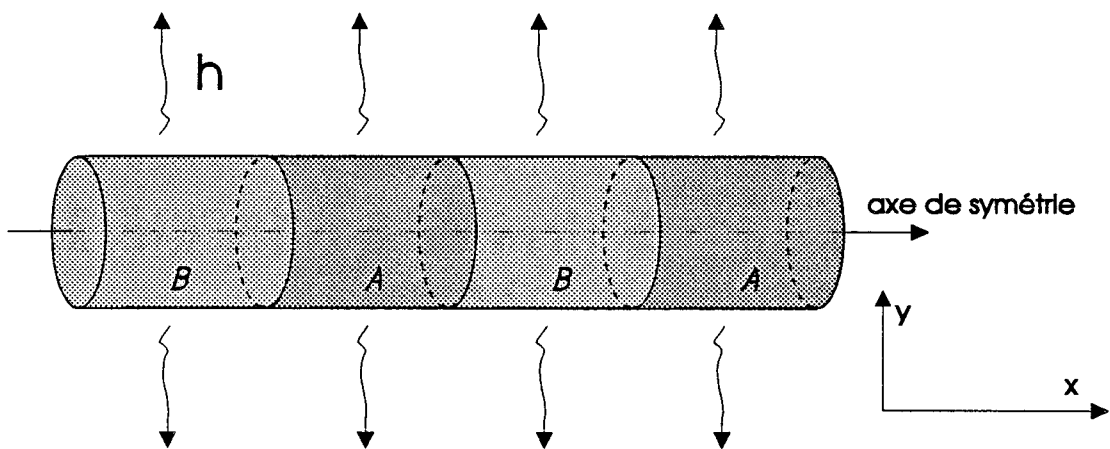


Figure 104 - Modèle 2D + axe de symétrie.

La modélisation montre que pour les diamètres faibles et les coefficients d'échanges rencontrés (de l'ordre de 400 W/K.m^2), l'effet Joule et l'effet Peltier n'engendrent pas de différence de température

significative sur la section du fil puisque l'écart de température calculé entre le centre du fil et sa surface est de l'ordre de 3%.

L'hypothèse simplificatrice $T_S(x)=T_{fil}(x)$ permettant d'obtenir l'équation différentielle 59 est donc justifiée.

4.1.4.3.2. DERIVATION DU COURANT

Un autre phénomène, propre cette fois-ci aux électrodes plaquées, est masqué par le modèle monodimensionnel: le contraste des conductivités électriques des deux matériaux mis en jeu influence directement la longueur d'établissement du courant dans l'électrode plaquée.

Dans le cas d'un fil de constantan de $25\ \mu\text{m}$ de diamètre recouvert d'une épaisseur de $1,2\ \mu\text{m}$ d'or (configuration idéale déduite de l'analyse monodimensionnelle), on observe une longueur d'établissement de l'ordre de $20\ \mu\text{m}$ afin d'obtenir 90% du courant total dérivé. Cette distance est relativement faible du fait du grand contraste de conductivités électriques présentés par le constantan et le cuivre (figure 105).

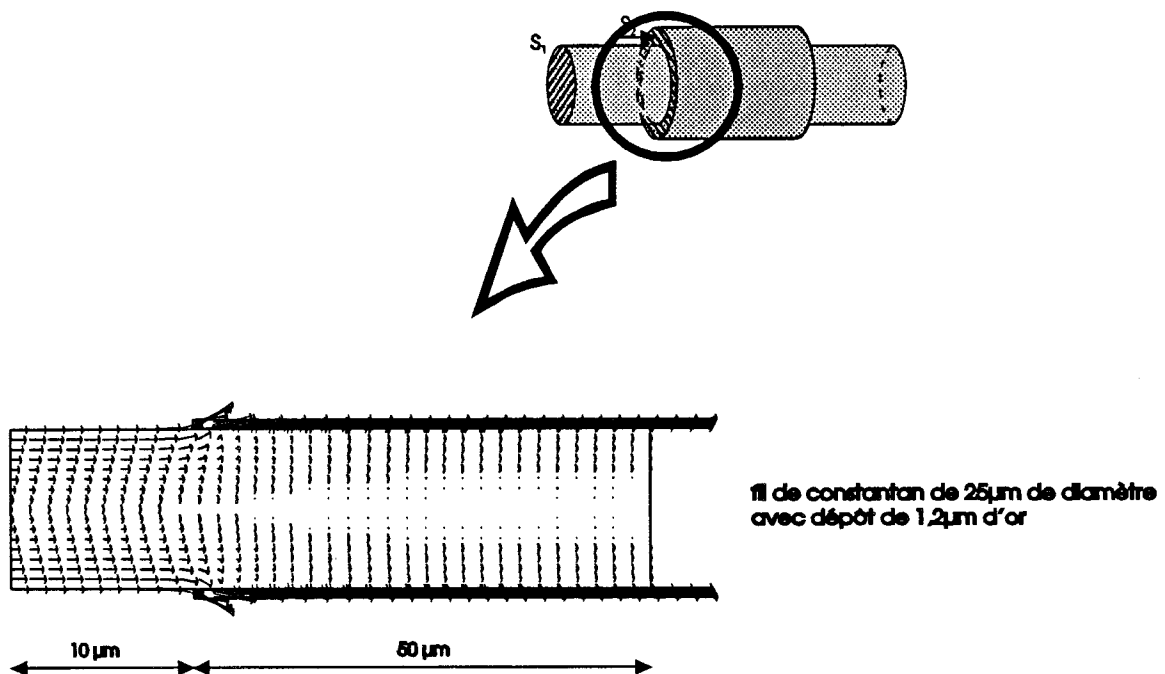


Figure 105 - Courant dérivé dans une électrode plaquée constantan-cuivre.

Dans le cas d'un fil de 25 μm de fer pur recouvert de 18 μm de nickel (proche de la configuration idéale), la longueur d'établissement est un peu plus longue (environ 40 μm), mais reste néanmoins faible du fait de la section importante du plaquage qui permet de compenser le contraste de conductivités électriques moins élevé de ce couple (figure 106).

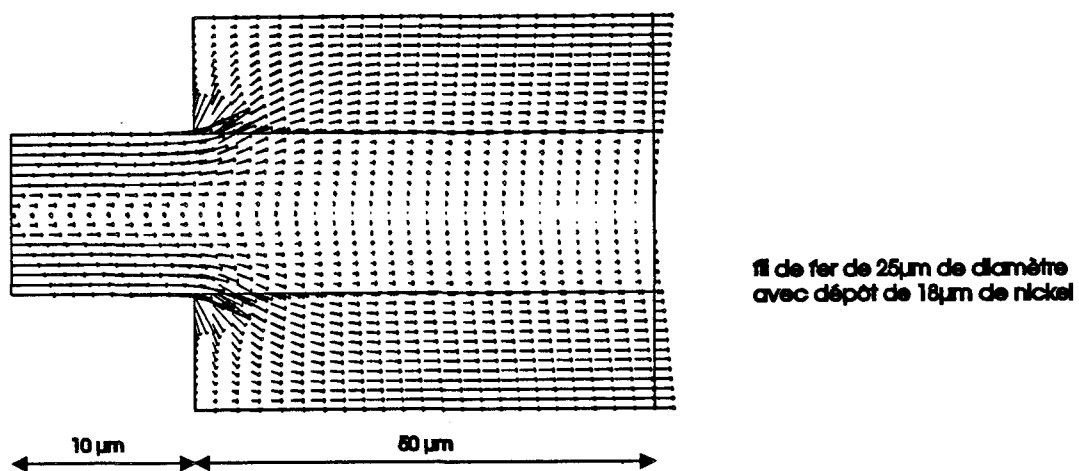


Figure 106 - Courant dérivé dans une électrode plaquée fer-nickel.

L'étude systématique des couples qui nous intéressent a permis de montrer que les différentes longueurs d'établissement restent toujours très inférieures aux longueurs idéales de cellules données par la modélisation, l'assimilation de la zone plaquée à une zone homogène de conductivités électrique et thermique équivalentes est donc bien appropriée.

4.1.5. BRUIT DU CAPTEUR

Le bruit sur le signal délivré par le système de mesure est constitué du bruit propre généré par le capteur et du bruit de l'électronique associée. Celui-ci est loin d'être négligeable puisqu'elle met en oeuvre des circuits logiques et des commutateurs H.F., mais il est difficile à évaluer théoriquement.

En considérant ce capteur comme une résistance pure, la tension de bruit délivré par celui-ci est de la forme:

$$V_{\text{bruit}} = \sqrt{4Rk_B T \Delta f} \quad (125)$$

- avec R : résistance électrique du capteur (Ω)
 k_B : (constante de Boltzmann)= $1,3 \cdot 10^{-23}$ J/K
 T : température du capteur (K)
 Δf : 1 Hz

Sur la figure 107, le rapport signal/bruit délivré par les capteurs est représenté en fonction de la longueur de la cellule et pour les configurations (η) optimales.

Pour 1m de fil thermoélectrique, les tensions de bruits sont de l'ordre de 1 nV, ce qui en pratique est très faible vis à vis du bruit généré par l'électronique associée. C'est pourquoi le rapport signal/bruit obtenu au niveau du capteur (supérieur à 120dB) ne pourra être obtenu en sortie de conditionneur.

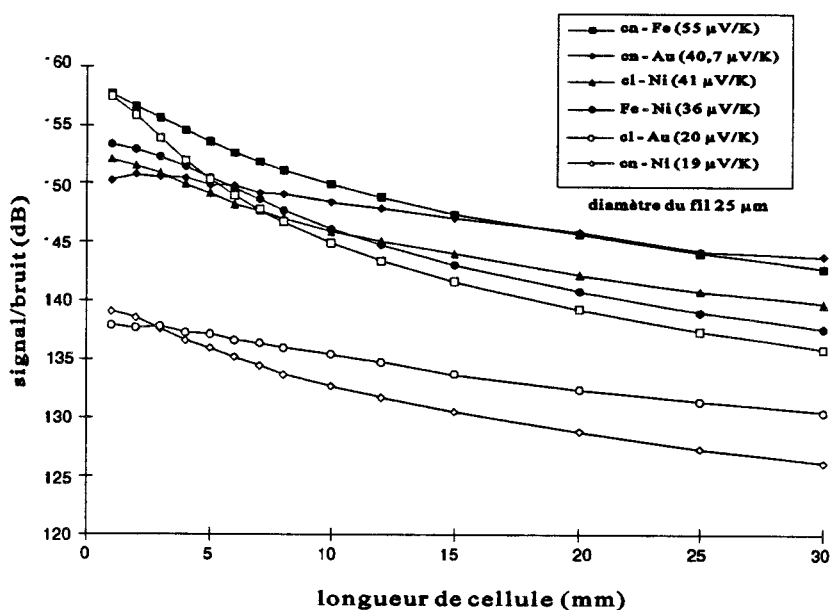


Figure 107 - Rapport Signal/Bruit pour les différents capteurs à jonctions bout à bout.

4.1.6. CONCLUSION SUR LA MODELISATION

La modélisation fait apparaître des niveaux de tension et des sensibilités bien supérieurs à ceux obtenus jusqu'ici. Ceci provient du fait que les jonctions bout à bouts n'ont pas pu être réalisées manuellement et que dans le cas des jonctions thermocouples plaquées, il est très difficile de respecter les rapports de plaquage de façon reproductible.

De plus, les résistances de contact (tant thermiques qu'électriques) ne sont pas négligeables et les épaisseurs de dépôts sont difficilement contrôlables avec précision. Les matériaux présents sous forme de solutions chimiques ou électrolytiques ne présentent pas toujours les caractéristiques électriques et thermiques nominales^[36].

La modélisation permet cependant d'espérer de bonnes sensibilités lors de la réalisation de microstructures utilisant la technologie couches minces, très adaptées pour respecter les valeurs géométriques déterminées et pour réaliser de vraies jonctions bout à bout. De plus, elle a permis de faire apparaître une singularité : pour des électrodes plaquées, lors de forts contrastes de conductivités électriques, il est possible d'obtenir des niveaux de signaux supérieurs à l'équivalent bout à bout (cas du constantan-cuivre).

Il se dégage de cette étude que le couple chromel-constantan présente une très grande sensibilité du fait de sa bonne différence de pouvoirs thermoélectriques et de sa faible conductivité thermique moyenne qui privilégie les échanges par convection. Ce couple n'est cependant pas compensable en température.

Le couple fer-nickel, malgré sa sensibilité relativement faible, présente l'intérêt d'une compensation aisément réalisable, d'une géométrie simple ($\eta \approx 0,5$) et d'un champ de température généré par effet Joule relativement homogène, ce qui introduit peu de perturbations locales sur la mesure.

4.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.2.1. MESURE REALISEES AVEC UN FIL EN FORME DE TRAME

Afin d'obtenir une mesure intégrée, le fil thermoélectrique est disposé sous forme de trame dans la conduite (figure 26).

Les capteurs (fer-nickel ou cuivre constantan) sont disposés dans une conduite de 2,2 cm de diamètre intérieur à différentes distances de la source d'air comprimé. Le débit est mesuré par un débitmètre à bille disposé en amont du tube.

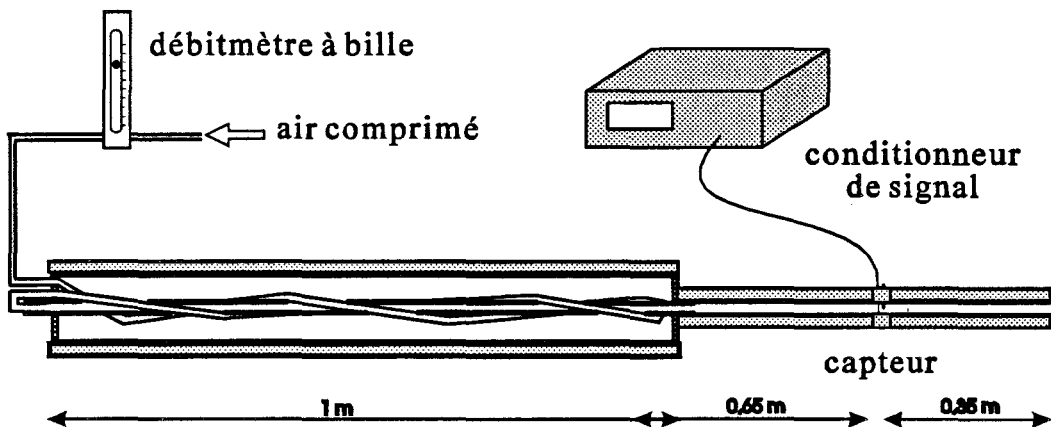


Figure 108 - Banc de mesure de la dérive en température des capteurs.

On peut associer à cette conduite le nombre de Reynolds qui caractérise l'écoulement:

$$Re = \frac{u_m \cdot D}{\nu} \quad (126)$$

- avec
- D: Diamètre intérieur du tube (m)
 - u_m : Vitesse moyenne de l'écoulement (m/s)
 - ν : viscosité cinématique de l'air (m²/s)

On considère que pour des valeurs de \mathcal{R}_e inférieures à 2500^[53] (2200^[49,54]), le régime est laminaire.

Pour le diamètre intérieur du cylindre (2,6 cm) et la vitesse maximale qu'il est possible d'atteindre grâce à la source d'air comprimé (aux alentours de 0,5 m/s), on obtient des valeurs du nombre de Reynolds inférieures à 750, l'écoulement peut donc être considéré laminaire.

Pour un fluide à la même température que la canalisation, l'écoulement est considéré comme pleinement développé à partir d'une distance L_m (appelée longueur d'établissement mécanique) pour laquelle la vitesse axiale diffère de 1% seulement de la vitesse asymptotique. Cette distance est donnée en fonction du diamètre de la canalisation^[55]:

$$L_m = 0,0065 \cdot \mathcal{R}_e \cdot D \quad (127)$$

Soit de l'ordre de 0 à 10 cm suivant la vitesse moyenne de l'écoulement.

Des mesures réalisées à différentes distances de l'entrée du tube donnent des relevés très proches les uns des autres.

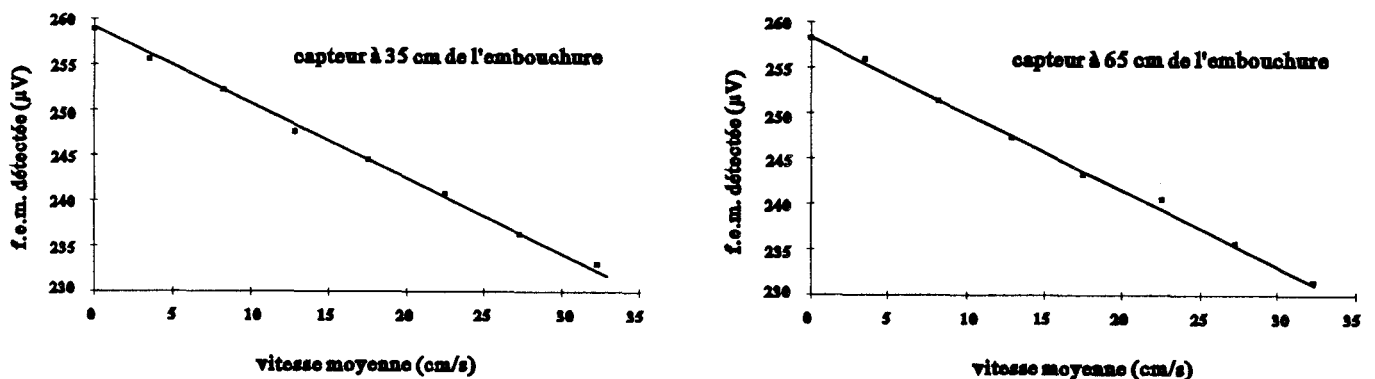


Figure 109 - Mesures réalisées avec la trame n°3 à différents endroit de la canalisation.

Un relevé effectué dans cette même canalisation à partir de deux capteurs différents (non optimisés) montre la perte de sensibilité occasionnée par l'utilisation d'un couple fer-nickel. Le capteur cuivre-constantan présente une chute de f.e.m. de $32 \mu\text{V}$ pour 45 cm/s tandis que le capteur fer-nickel présente une chute de $25 \mu\text{V}$.

Différents capteurs sont réalisés à partir d'un fil de fer pur recouvert de dépôts de nickel pour des cellules de longueurs 6 à 7 mm et un rapport de plaquage de l'ordre de 0,5.

	diamètre du fil	épaisseur du dépôt
trame 1	$25 \mu\text{m}$	$17,5 \mu\text{m}$
trame 2	$25 \mu\text{m}$	$37 \mu\text{m}$
trame 3	$25 \mu\text{m}$	$77 \mu\text{m}$
trame 4	$50 \mu\text{m}$	$61 \mu\text{m}$

Tableau 14 - Caractéristiques des différentes trames réalisées.

Ces fils décrivent trois diamètres décalés de 60° dans la conduite. Tous ces capteurs dissipent une puissance de 10 mW lors de leur utilisation.

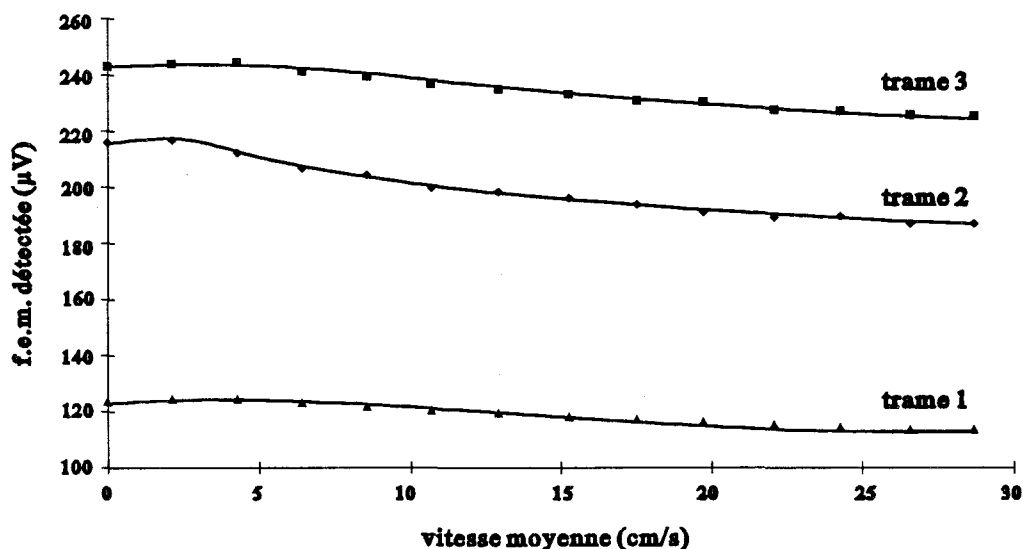


Figure 110 - Signaux délivrés par les trames 1,2 et 3 en fonction de la vitesse moyenne.

Les relevés de la figure 110 montrent des niveaux de f.e.m. croissants avec l'épaisseur du dépôt de nickel. Dans la plage de vitesse considérée (0 à 30 cm/s), ces trois capteurs offrent des performances différentes.

	variation absolue	variation relative
trame 1	9,93 μV	8 %
trame 2	29,3 μV	13,5 %
trame 3	18,4 μV	7,5 %

Tableau 15 - Variations de signal présentées par les différentes trames.

Pour une longueur de cellule donnée, il existe une épaisseur de plaquage optimale. Cette épaisseur n'est pas forcément celle donnée par la simulation du fait des caractéristiques thermiques et électriques du nickel déposé par voie électrolytique quelque peu différentes de celles de l'élément pur. De plus, il faut considérer l'existence de résistances de contact entre les deux matériaux.

Les épaisseurs de dépôt par voie électrolytique sont assez difficile à contrôler, notamment à cause de la résistance présentée par le fil de fer. Les plus fins dépôts de nickel réalisés sont de l'ordre de 15 μm , aussi semble t-il préférable d'utiliser un fil de fer plus épais de manière à se situer plus près du rapport idéal des sections

Un capteur (trame 4) est donc réalisé sur la base d'un fil de 50 μm de diamètre. Il dissipe 10 mW, ce qui correspond à un échauffement supérieur de 1 à 2°C à celui provoqué par un fil de 25 μm de diamètre.

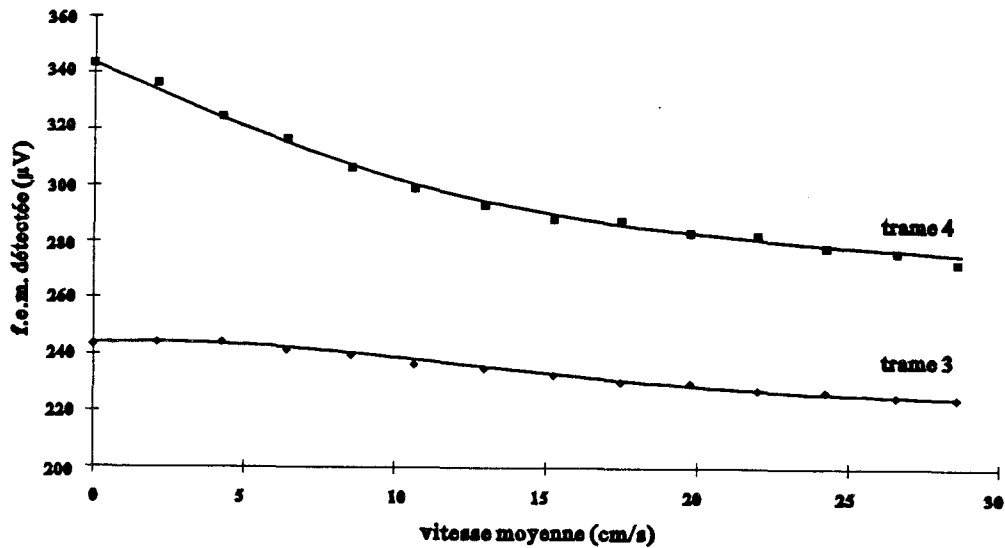


Figure 111 - Signaux délivrés par une trame de 25 µm et une trame de 50 µm de diamètre.

Le relevé (figure 111) montre une sensibilité de 71 µV (20,5%). La modélisation montre que l'utilisation d'un fil plus épais nuit à la sensibilité, cependant elle semble mieux convenir aux épaisseurs de dépôts réalisés, il devient alors plus facile d'atteindre le bon rapport des sections.

Afin de tester la tenue mécanique du fil fer-nickel pour des vitesses plus importantes, une trame (trame 5) est montée dans un manchon pour conduite PVC de diamètre intérieur 9,6 cm. Cette trame est recouverte d'un vernis métallique pour la protéger de l'oxydation (on note une faible perte de la sensibilité). Cette trame de 25 µm est constituée de 12 cellules avec un rapport de plaquage proche de 0,6.

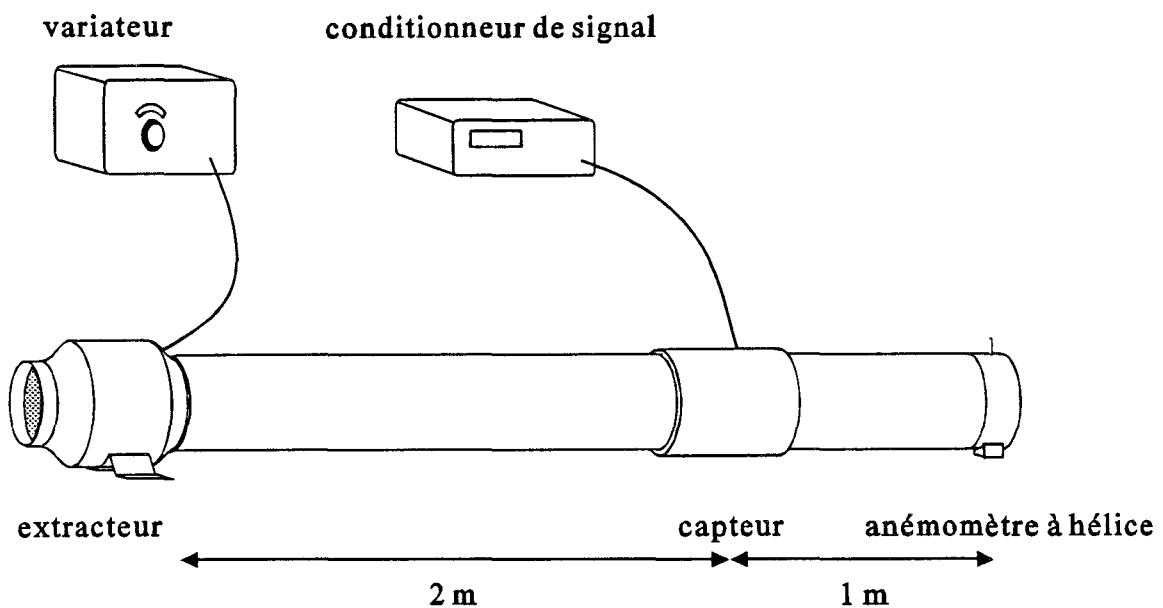


Figure 112 - Mesure de vitesse moyenne dans une canalisation de 9,6 cm de diamètre.

Le fait d'avoir placé la trame dans le manchon permet un montage et un démontage rapide, ainsi qu'un placement en différents endroits de la canalisation. Le débit est assuré par un extracteur d'air dont on commande la vitesse du moteur par l'intermédiaire d'un variateur.

La vitesse varie de 0 à quelques mètres par seconde. La mesure de la vitesse moyenne est effectuée par un anémomètre à ailettes placé en fin de canalisation.

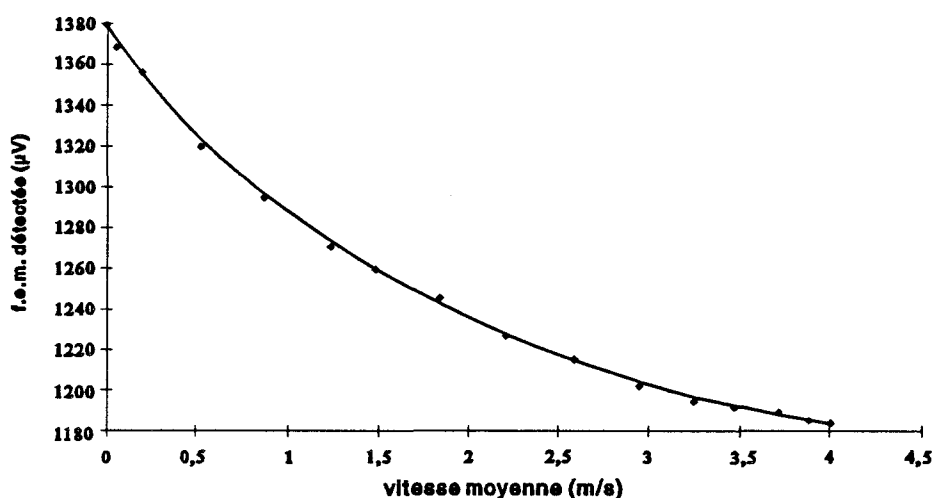


Figure 113 - Mesures réalisées avec la trame 3 à différents endroits de la canalisation.

La trame réalisée permet des mesures de vitesses qui commencent à devenir importante; de l'ordre de 4m/s[56].

Pour cette conduite, le nombre de Reynolds associé est de 20000, l'écoulement est donc turbulent, cependant, les relevés effectués à différentes distances de l'extracteur donnent des résultats semblables, ce qui montre bien l'efficacité de l'intégration réalisée par une structure en forme de trame.

4.2.2. STRUCTURE FILAIRE A COUPLAGE THERMIQUE

Les structures constituées d'un seul fil thermoélectrique présente l'avantage d'effectuer une mesure géométriquement bien définie dans l'espace, mais au prix d'un conditionneur de signal assez complexe.

En revanche, une structure à couplage thermique permet de simplifier notablement le conditionneur. C'est pourquoi un montage de deux fils thermoélectriques constantan-cuivre suspendus a été réalisé afin d'évaluer ses potentialités. Ces deux fils présentent des longueurs de cellules identiques (5 cellules de 8 mm, $\eta=0,5$). Le masquage et le cuivrage ont été réalisés après montages des deux fils de constantan de 25 μm sur le support. L'espace entre les deux fils est de l'ordre de 1 mm. Une puissance de 10 mW est dissipée par effet Joule dans le premier fil, une lecture de la f.e.m. induite est réalisée sur le second fil.

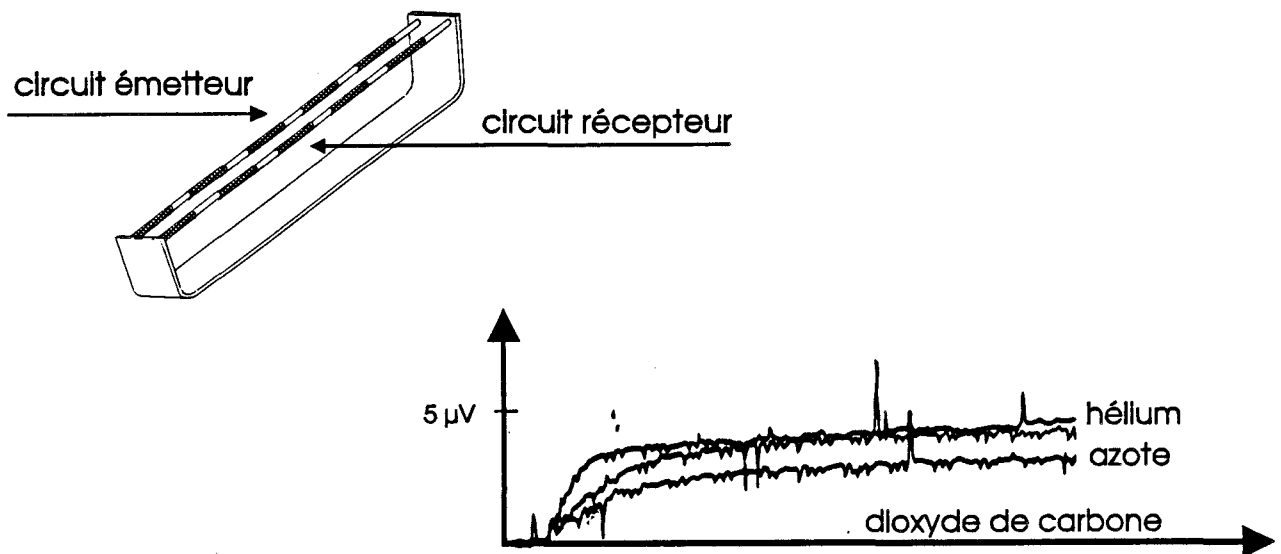


Figure 114 - Réponses à un indice de courant d'une structure à couplage thermique pour différents gaz.

Une telle structure est très sensible à la nature du fluide environnant qui réalise à lui seul le couplage thermique entre les deux pistes. Ce couplage dépend de la vitesse et de la conductivité thermique du fluide, et peut donc permettre une mesure de ces deux grandeurs.

Cependant, pour la structure expérimentale réalisée, les signaux recueillis sur la piste réceptrice sont très faibles et ne permettent pas une exploitation aisée.

Il serait nécessaire d'augmenter la longueur des fils de manière considérable, ou de réduire l'espacement entre les deux fils. Une possibilité de réduire cet espacement à quelques microns et offertes par l'utilisation des microtechnologies sous la forme de pistes thermoélectriques suspendues. Un couplage thermique par le substrat est également envisageable et fait l'objet du chapitre suivant.

4.2.3. CONCLUSION SUR LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les différents capteurs étudiés n'ont pas été optimisés du fait de la réalisation artisanale qui ne permet pas toujours d'atteindre les géométries optimales.

La disposition des fils thermoélectriques sous forme de trame montre un intérêt quant à la mesure de débit (ou de vitesse moyenne) tant en régime laminaire qu'en régime turbulent.

Les capteurs fer-nickel donnent des sensibilités moins élevées que les capteurs constantan-cuivre, cependant, les différents relevés réalisés montrent des variations de signal mesurables, qui ont été obtenues pour une puissance dissipée par effet Joule de 10 mW, ce qui correspond à une élévation en température du capteur inférieure à 2°C. La sensibilité peut donc être améliorée en imposant une différence de potentiel plus importante aux bornes du capteur, en prenant garde de ne pas engendrer un échauffement trop important et donc de fausser la mesure. Pour des vitesses importantes, l'écoulement d'air provoque un refroidissement conséquent du capteur (figure 80), il est donc possible d'augmenter encore la puissance d'alimentation dans une plage de vitesse donnée.

Chapitre 5

***Etude des capteurs à deux pistes
en influence thermique***

CHAPITRE 5

ETUDE DES CAPTEURS PLANS

Les premiers capteurs plans à effet thermoélectrique ont été conçus pour la mesure de flux thermique ou de rayonnement par exploitation de l'effet Seebeck. Depuis plusieurs années, des débitmètres ont aussi été réalisés^[28,31].

Les techniques de lithographie utilisées permettent d'obtenir des circuits thermoélectriques de plusieurs décimètres (voire plusieurs mètres) de longueur en forme de serpents. En conséquence, des niveaux de f.e.m. plus importants que ceux délivrés par les fils sont obtenus, ce qui permet dans certaines applications de compenser la perte de sensibilité due à la conduction dans le support.

La technique de gravure utilisée permet d'obtenir des largeurs de pistes de l'ordre de 80 μm , pour des épaisseur de 5 μm (soit une section comparable à celle d'un fil de 25 μm de diamètre). De plus, il devient facile d'atteindre les valeurs désirées du rapport de plaquage. Cette technique permet en outre de réaliser des pistes thermoélectriques couplées, l'espacement entre la piste émettrice et la piste réceptrice pouvant être ramené à 80 μm . L'utilisation des microtechnologies permet d'atteindre des dimensions beaucoup plus faibles et reste un domaine à développer.

5.1. CIRCUITS A COUPLAGE THERMIQUE UTILISES

5.1.1. DESCRIPTION

Les circuits à couplage thermique présentent le grand avantage de permettre une mesure continue du signal, rendant ainsi l'électronique associée extrêmement simple: la piste émettrice est alimentée en courant continu et la piste réceptrice est connectée à un étage amplificateur. Néanmoins, tout comme pour les fils, il est possible d'échantillonner la f.e.m. générée par effet Seebeck sur la piste émettrice.

Dans les résultats expérimentaux qui suivront, des relevés seront présentés pour les deux méthodes: mesure à courant nul et couplage thermique, ceci dans le but de choisir la solution la plus appropriée, qui sera essentiellement un compromis entre la sensibilité et la simplicité de mise en oeuvre.

L'étude des fils thermoélectriques met en évidence l'importance de l'optimisation des dimensions du matériau constituant la piste (section et longueur) et du plaquage (épaisseur, raison et longueur de cellule) pour chacune des paires métalliques étudiées.

Une étude comparable à celle des fils se révèle très délicate du fait du caractère tridimensionnel de ces capteurs, le couplage se faisant via le support et le milieu ambiant. Les capteurs doivent prendre en compte les variations de la nature ou de la vitesse d'écoulement du fluide environnant, le support doit posséder une conductivité thermique la plus faible possible afin de ne pas court-circuiter thermiquement le fluide. De plus, l'épaisseur du support se révèle être un paramètre très sensible dans le couplage entre les deux pistes.

Afin de caractériser les capteurs à deux pistes thermoélectriques, une série de 5 capteurs a été réalisée en prenant comme grandeurs communes les longueurs, épaisseurs et longueurs de pistes, les épaisseurs et raisons de plaquage (description tableau 16). Dans cette étude, seule les longueurs de cellules varient. La raison de plaquage a été prise de $\eta=0,5$, ceci pour des raisons pratiques de réalisation.

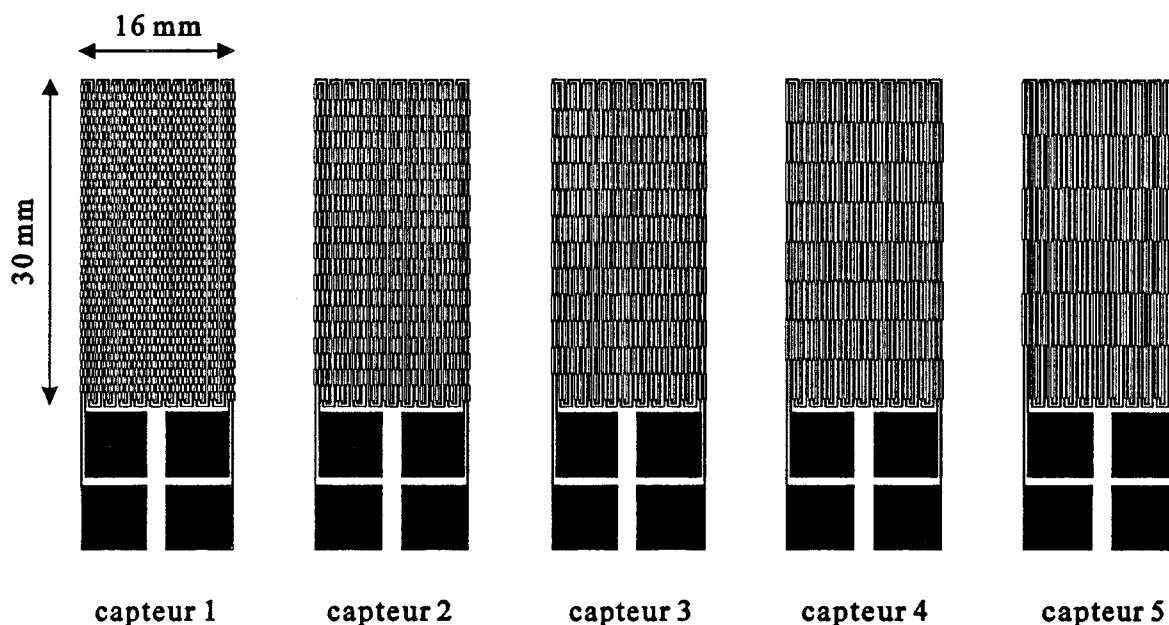


Figure 115 - Capteurs à couplage thermique réalisés

Ces capteurs sont constitués de pistes longues de 60 cm (soit 10 aller-retours de 3 cm).

La distance entre deux pistes voisines est de 200 μm , la largeur des pistes est de 200 μm . L'épaisseur de constantan est de 25 μm , l'épaisseur de cuivre est de 5 μm , celle du support (époxy) est de 80 μm . La surface active des différents circuits étant constante, l'augmentation de la longueur des cellules entraîne une diminution du nombre de jonctions thermoélectriques.

	Nombre de cellules	Longueur des cellules	Résistance de la piste émettrice	Résistance de la piste réceptrice
Capteur 1	400	1,5 mm	41,4 Ω	35,8 Ω
Capteur 2	200	3 mm	45,3 Ω	42,1 Ω
Capteur 3	120	5 mm	41,9 Ω	39,7 Ω
Capteur 4	80	8 mm	36,8 Ω	35,2 Ω
Capteur 5	60	10 mm	41,2 Ω	38,8 Ω

Tableau 16 - Caractéristiques des différents capteurs à couplage thermique.

Pour chacun de ces capteurs, on relève les niveaux de f.e.m. obtenus sur la piste réceptrice pour une tension de 1V imposée sur la piste émettrice. De plus, afin de caractériser ces capteurs, une mesure de la f.e.m. Seebeck de la piste émettrice est effectuée à courant nul, la f.e.m. de la piste réceptrice étant simplement amplifiée.

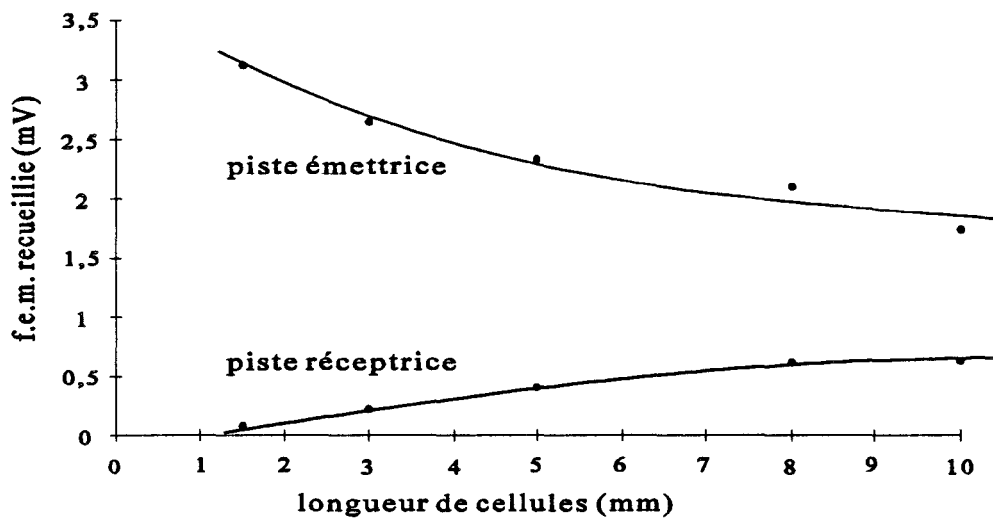


Figure 116 - Signaux délivrés par les pistes émettrices et réceptrices des différents capteurs

Le relevé effectué dans une lame d'air immobile (figure 116) fait apparaître une f.e.m. décroissante en fonction de la longueur des cellules pour la piste émettrice, alors que la piste réceptrice voit sa f.e.m. croître avec la taille des cellules. Ces capteurs ne sont pas optimisés car cette étude a pour but d'effectuer des comparaisons entre les différentes géométries et de construire quelques modèles simples.

En effet, Il est possible d'utiliser des feuilles de constantan de $3\mu\text{m}$ et d'obtenir un rapport des sections présentées par chacun des matériaux plus adapté. On notera par ailleurs que les niveaux des f.e.m. Seebeck obtenus (de l'ordre de quelques mV) sont beaucoup plus importants que pour les capteurs filaires, ce qui se justifie par la grande longueur des circuits ainsi réalisés.

5.1.2. IMPORTANCE DE LA PAROI

Compte tenu de leur structure plane et pour certaines applications, de tels capteurs nécessitent d'être appliqués sur une paroi.

Du fait de la fine épaisseur du substrat ($14\mu\text{m}$ à $80\mu\text{m}$) et de la relativement faible conductivité thermique du support ($0,14\text{ W/mK}$ pour le kapton et $0,25\text{ W/mK}$ pour l'époxy), l'apposition sur une paroi de plus grande conductivité thermique entraîne une diminution très nette de la f.e.m. de la piste émettrice et une diminution encore plus importante du couplage, ce qui nuit à la sensibilité du capteur.

Afin de mettre en évidence cette dépendance, un capteur à deux pistes de bonne sensibilité (capteur 5) est placé sur une plaque de cuivre de 3 mm d'épaisseur. Le contact thermique est assuré par une fine couche de graisse silicone. On note une baisse importante des niveaux de f.e.m. par rapport au capteur placé dans l'air.

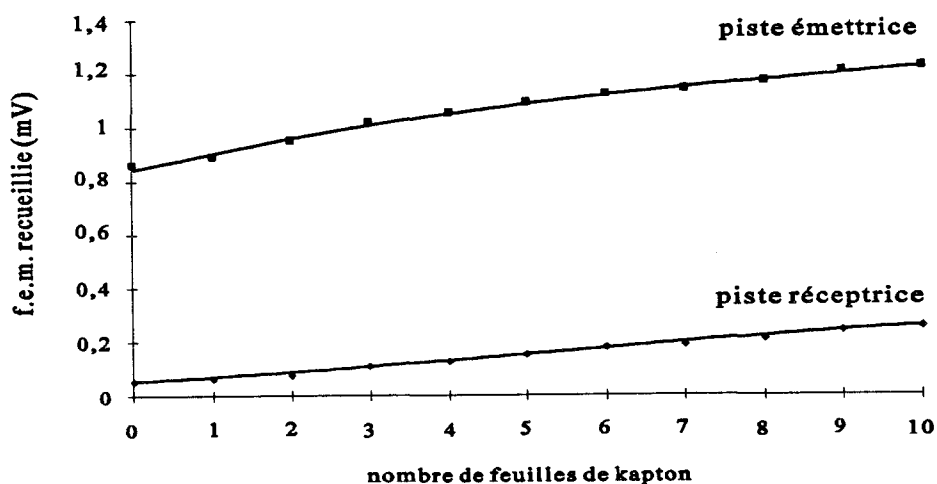


Figure 117 - Signaux délivrés par la piste émettrice et réceptrice en fonction de l'isolation réalisée

On place alors des feuilles de kapton d'épaisseur $14\mu\text{m}$ entre la plaque de cuivre et le capteur, en assurant à chaque fois un bon contact thermique. On note l'accroissement des f.e.m. avec le nombre

Le capteur est assimilé à un réseau de résistances thermiques. Si on considère les échanges dans le fluide comme étant de type conductif, il est possible d'exprimer chacune de ces résistances thermiques en fonction des paramètres géométriques et des conductivités thermiques des matériaux, du support et du fluide ambiant. Par mesure de simplicité, les deux pistes sont supposées identiques.

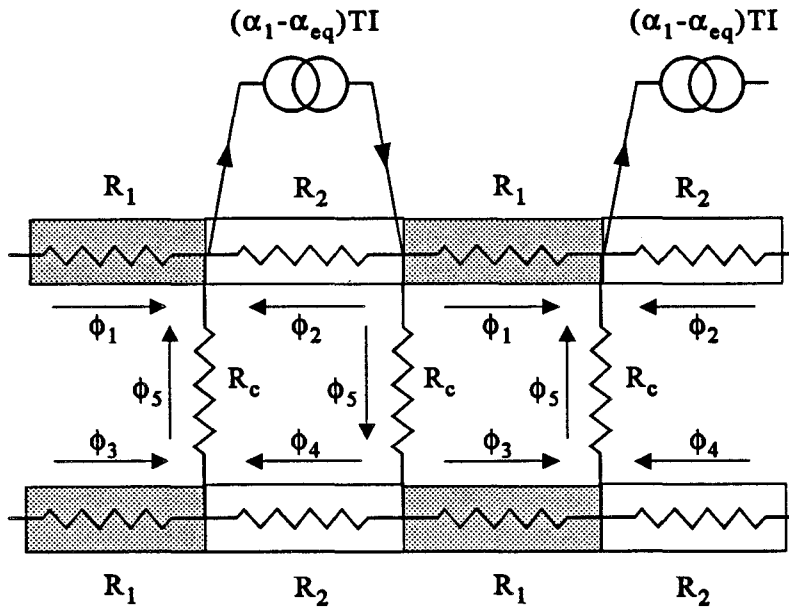


Figure 119 - Réseau de résistances équivalent au capteur à couplage thermique.

Le modèle équivalent est celui de la figure 119 défini avec les résistances et flux suivants:

R_1 : Résistance thermique vue par les deux extrémités de la région non plaquée (K/W)

R_2 : Résistance thermique vue par les deux extrémités de la région plaquée (K/W) R_{thc} :

Résistance thermique ce couplage des pistes (K/W)

ϕ_1 : Flux circulant d'une extrémité à l'autre de la région non plaquée de la piste 1 (W)

ϕ_2 : Flux circulant d'une extrémité à l'autre de la région plaquée de la piste 1 (W)

ϕ_3 : Flux circulant d'une extrémité à l'autre de la région non plaquée de la piste 2 (W)

ϕ_4 : Flux circulant d'une extrémité à l'autre de la région plaquée de la piste 2 (W)

ϕ_5 : Flux circulant d'une source de flux à la piste réceptrice (W)

En écrivant la conservation du flux en chaque noeud:

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 + \phi_5 \quad (128)$$

$$\phi_5 = \phi_3 + \phi_4 \quad (129)$$

Et les conditions de périodicité des températures dans chaque maille:

$$R_1\phi_1 = R_2\phi_2 \quad (130)$$

$$R_1\phi_3 = R_2\phi_4 \quad (131)$$

Sachant que les sources de flux Peltier s'expriment en fonction du courant par la relation :

$$\phi = (\alpha_1 - \alpha_{eq}) \cdot T \cdot I \quad (132)$$

On obtient

$$\Delta V_{\text{Seebeck P1}} = (\alpha_1 - \alpha_{eq}) \cdot \Delta T_e = (\alpha_1 - \alpha_{eq}) \cdot \frac{k}{1+k} R_{th} \cdot \phi \quad (133)$$

$$\Delta V_{\text{Seebeck P2}} = (\alpha_1 - \alpha_{eq}) \cdot \Delta T_r = (\alpha_1 - \alpha_{eq}) \cdot \frac{1}{1+k} R_{th} \cdot \phi \quad (134)$$

avec

$$k = 2R_{thc} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + 1 \quad (135)$$

$$\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{R_{th}} \quad (136)$$

où R_{th} la résistance thermique entre les sources de flux Peltier

Il est à noter que dans le cas où les deux pistes présentent des plaquages en quinconce, le rapport des f.e.m. reste le même.

Néanmoins, ce modèle est imparfait puisqu'il ne prend pas en compte le caractère 3D (notamment les déperditions de chaleur dans l'épaisseur du support et dans le fluide environnant) ni la part de flux se propageant de la source dans la direction opposée à la piste réceptrice.

Si on veut bénéficier d'un niveau maximal de f.e.m. sur la piste réceptrice, il faut diminuer la valeur du terme k . De manière générale, $k > 1$. Une façon théoriquement simple d'obtenir une f.e.m. relativement importante consiste à diminuer l'interpiste (faire tendre R_{thc} vers 0), de façon à obtenir un couplage total entre les deux pistes. Dans la pratique, ceci n'est guère possible du fait de la résolution des masques et de la gravure. Il faut donc trouver un compromis entre R_{th} et R_{thc} .

$$k = 2 \frac{R_{thc}}{R_{th}} + 1 \quad (137)$$

Si $R_{thc} \ll R_{th}$, alors $k \approx 1$ et la piste 2 suit les variations de la piste 1, principalement dues aux variations de R_{th} . Quand R_{thc} augmente pour R_{th} fixe l'influence du fluide sur R_{thc} commence à prendre de l'importance.

5.2. APPLICATION A DIFFERENTS DOMAINES DE MESURE

Afin d'évaluer les potentialités d'un tel capteur dans différents domaines de mesure nous avons réalisé quelques expériences simples permettant de mettre en évidence ses qualités.

5.2.1. APPLICATION A LA MESURE DE CONDUCTIVITE THERMIQUE

L'augmentation de la conductivité thermique du fluide implique une diminution de R_{th} , la f.e.m. échantillonnée sur la piste émettrice diminue donc en fonction de λ_{fluide} .

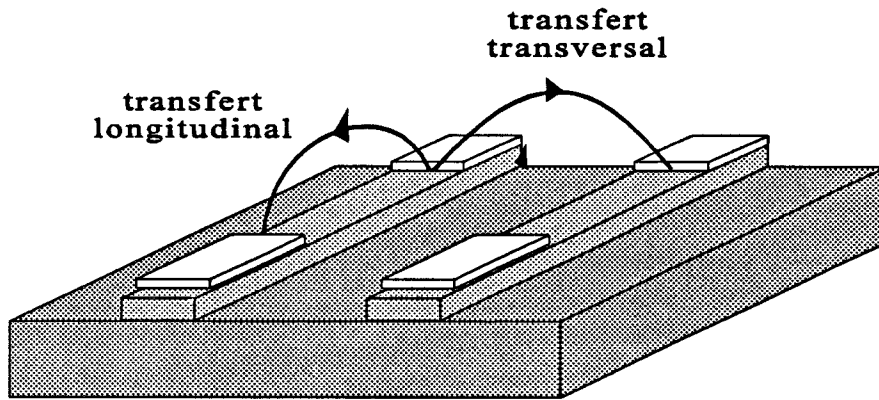


Figure 120 - Transferts de chaleur par conduction dans le fluide.

Il y a concurrence entre deux phénomènes: un phénomène longitudinal et un phénomène transversal. Quand la conductivité thermique du fluide augmente, la f.e.m. détectée sur la piste émettrice diminue tandis que la propagation du flux vers la piste réceptrice augmente.

On observe un comportement de la piste réceptrice grandement dépendant du rapport $\frac{R_{thc}}{R_{th}}$.

Afin d'obtenir une sensibilité maximale, les différents capteurs sont montés sur un cadre réalisé en époxy, de manière à obtenir une structure suspendue.

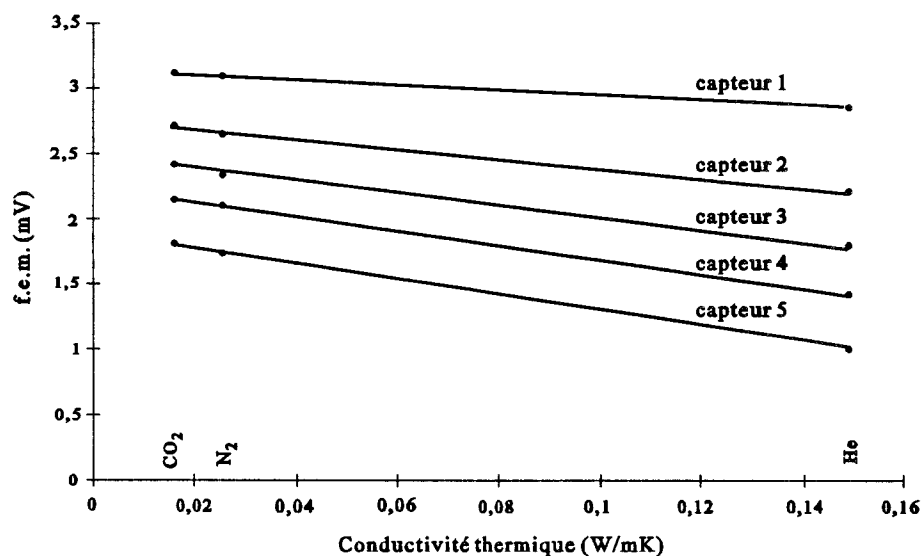


Figure 121 - F.e.m. mesurées à courant nul sur la piste émettrice.

Le relevé de la figure 121 montre les résultats obtenus pour la piste émettrice. Ce sont les capteurs qui possèdent les longueurs de cellules les plus importantes qui présentent les variations de signal les plus grandes puisqu'elles vont de $-120 \mu\text{V}$ (capteur 1) jusqu'à $-800 \mu\text{V}$ (capteur 5) pour une variation de conductivité thermique du fluide de $0,016$ à $0,149 \text{ W/mK}$.

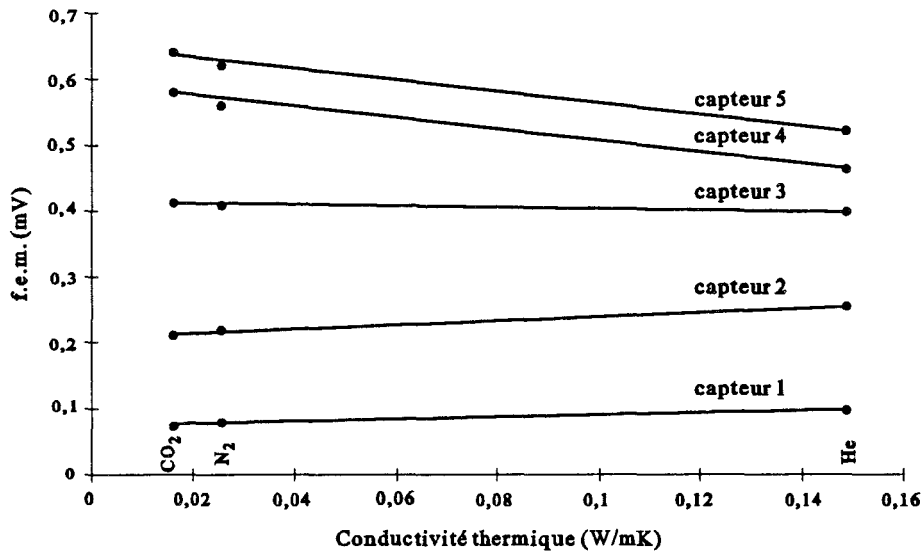


Figure 122 - F.e.m. recueillies sur la piste réceptrice.

Au niveau de la piste réceptrice, la variation de signal est comprise entre $-120 \mu\text{V}$ (capteur 5) et $+23 \mu\text{V}$ (capteur 1) en passant par des sensibilités pratiquement nulles pour la même gamme de conductivité thermique.

En effet, pour les tailles de cellules relativement importantes, on observe que la f.e.m. de la piste réceptrice est décroissante avec λ_{fluide} tout comme celle recueillie sur la piste émettrice: le transfert longitudinal est prépondérant, l'influence de λ_{fluide} se fait plus ressentir sur la résistance thermique entre les sources de flux que sur la résistance de couplage.

Pour les tailles de cellules relativement faibles, on observe que la f.e.m. recueillie sur la piste réceptrice est croissante avec λ_{fluide} au contraire de la piste émettrice. Lorsque la longueur de cellule

diminue (à interpiste constante), l'influence de λ_{fluide} sur R_{th} s'amenuise jusqu'à ce que l'influence de λ_{fluide} sur le couplage soit prépondérante.

Pour le capteur 3, les deux phénomènes précédents se compensent, il en résulte une sensibilité pratiquement nulle à la conductivité thermique des gaz.

Certaines géométries peuvent donc permettre de réaliser des couplages thermiques entre deux pistes thermoélectriques en annulant l'influence du milieu environnant sur la f.e.m. détectée, ce qui rend inutile l'utilisation d'un blindage thermique. Une application possible pour un tel capteur est la mesure de la température absolue.

5.2.2. MELANGE DE PROPORTIONS D'UN MELANGE GAZEUX

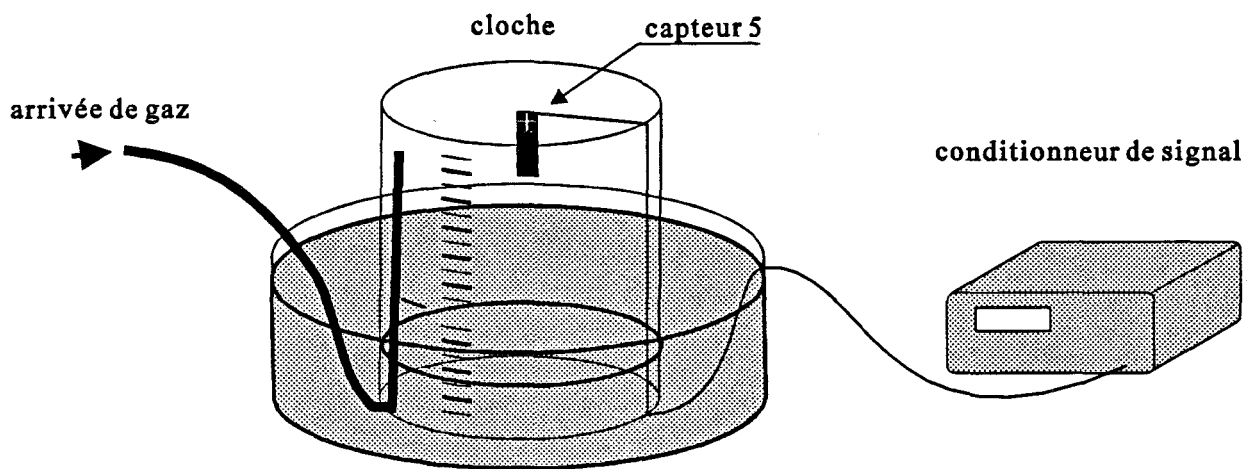


Figure 123 - Dispositif expérimental de mesure de proportions d'un mélange gazeux.

Pour cette expérience, le capteur 5, dont la piste primaire est parcouru par un courant de 25 mA, a été disposé sous une cloche remplie à 50 % de dioxyde de carbone.

De l'hélium est ensuite progressivement amené, l'augmentation du volume de gaz sous la cloche entraîne une diminution du niveau d'eau, ce qui permet de déduire le volume de gaz ajouté.

La première partie de la courbe représentée figure 124 a pu être réalisée pour une proportion d'hélium variant de 0 à 50 %. Afin de continuer la courbe jusqu'à 100 %, l'opération inverse a été menée (remplissage préalable en hélium).

Ce dispositif expérimental ne tient pas compte d'une éventuelle augmentation de la pression sous la cloche ni de l'inhomogénéité du mélange du à la différence de densité des deux gaz. Le remplissage de la cloche et les mesures sont effectuées rapidement afin d'éviter un chargement en humidité trop important du mélange gazeux et donc une modification de la conductivité thermique.

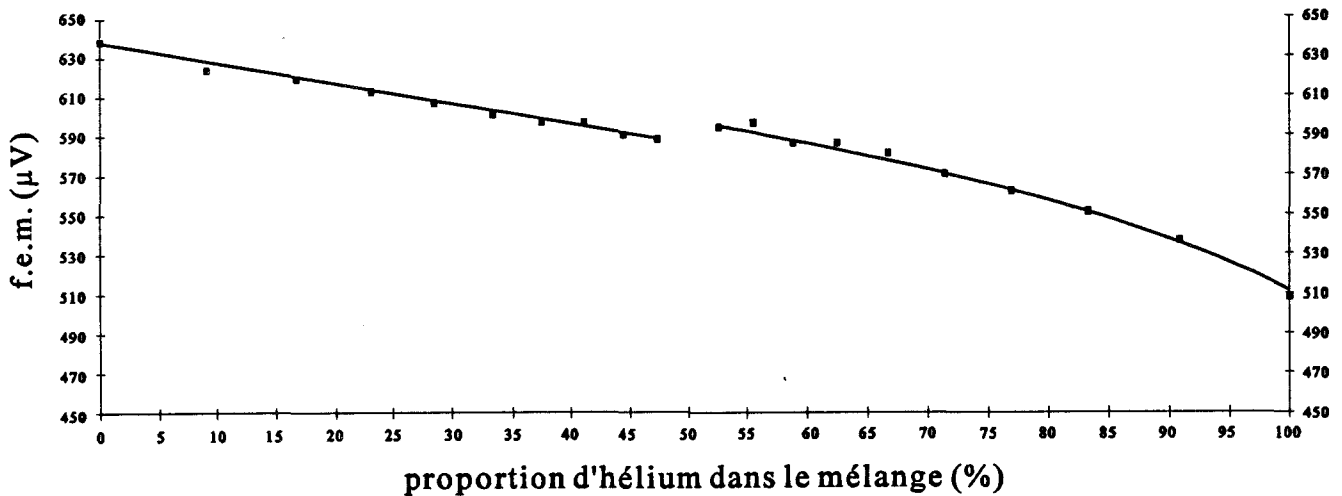


Figure 124 - Relevé expérimental de la mesure de mélanges gazeux.

La courbe obtenue (figure 124) montre bien la dépendance de la f.e.m. suivant les proportions respectives de gaz. Les deux relevés ne coïncident pas exactement au point 50 %-50 % du fait de l'erreur commise sur le volume initial: un certain volume de gaz demeurant dans les conduites d'arrivée et de purge.

Bien qu'un capteur spécifique n'est pas été réalisé, les résultats obtenus nous semblent encourageants pour la mesure de proportions de gaz à fort contraste de conductivités thermiques.

5.2.3. MESURE D'UN NIVEAU DE LIQUIDE

Le capteur 5 (le plus sensible à la conductivité thermique de la série réalisée) est recouvert d'une pellicule de résine afin d'éviter tout court-circuit électrique dans le liquide. Cette couche diminue quelque peu la sensibilité du capteur, ce qui n'est pas pénalisant vue la grande différence de conductivités thermiques entre l'air et le liquide.

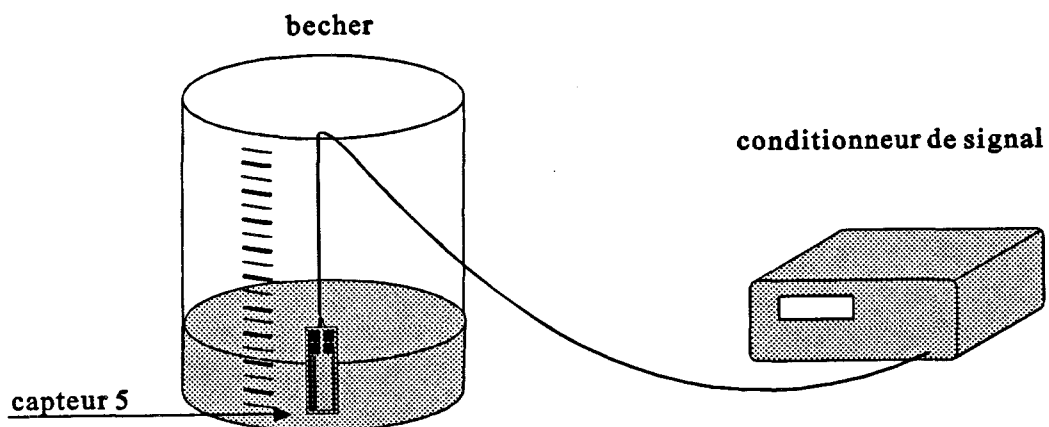


Figure 125 - Dispositif expérimental de mesure de niveaux d'eau.

Ce capteur, dont la surface active est de 3 cm de hauteur, est placé avec les pistes verticales dans un becher gradué permettant la lecture du niveau d'eau. Par mesure de simplicité, nous avons effectué des mesures avec de l'eau, mais tout autre liquide aurait pu être utilisé. Le relevé effectué fait apparaître une variation du signal délivré en fonction du niveau d'eau dont la forme est en "marches d'escalier" (figure 126)

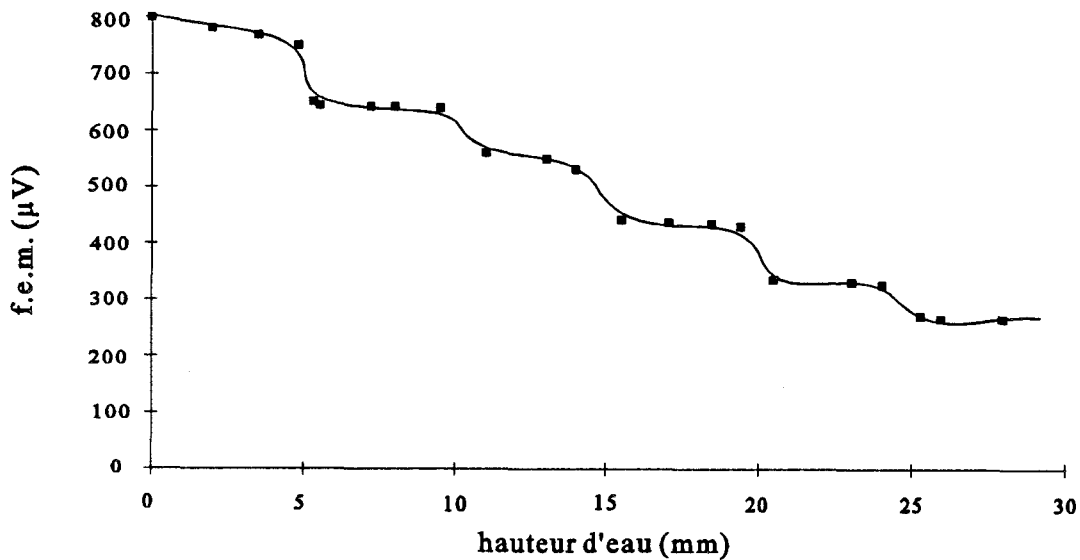


Figure 126 - Signal délivré par le capteur 5 en fonction du niveau d'eau.

En effet, au niveau des jonctions bimétalliques, la sensibilité est maximale, puis elle devient pratiquement nulle entre deux jonctions successives. Afin d'homogénéiser cette sensibilité, une solution pourrait être la réalisation de capteurs constitués de petites cellules, cependant d'après le relevé de la figure 116, ce type de capteur serait moins sensible à la variation de conductivité thermique et donc au niveau d'eau.

Pour améliorer les performances, un capteur spécifique a été réalisé: il mesure 10 cm de haut pour 1 cm de large. La largeur des pistes, ainsi que celle des interpistes, est de 200 μm (figure 127).

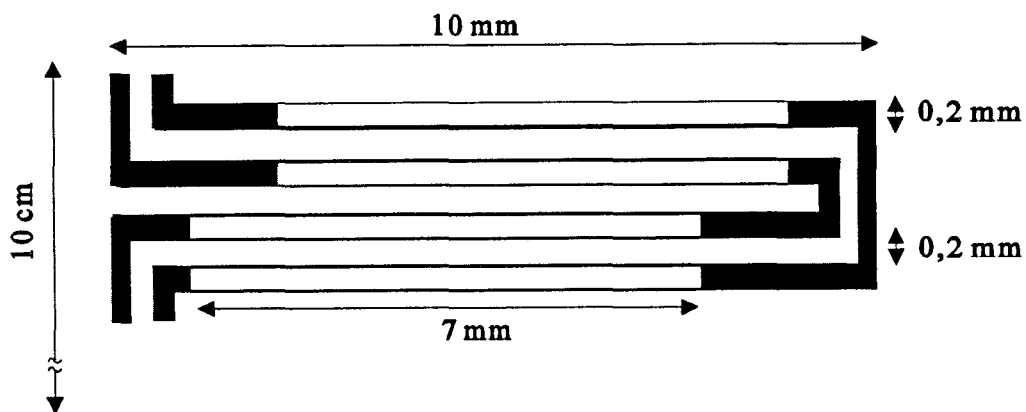


Figure 127 - Description du circuit spécifique réalisé.

Les pistes sont, cette fois-ci, disposées horizontalement afin qu'une paire de cellules (émettrice et réceptrice) soit représentative d'une variation de 0,8 mm de la hauteur d'eau. Le rapport de cuivrage est augmenté ($\eta=70\%$) de manière à augmenter encore la sensibilité.

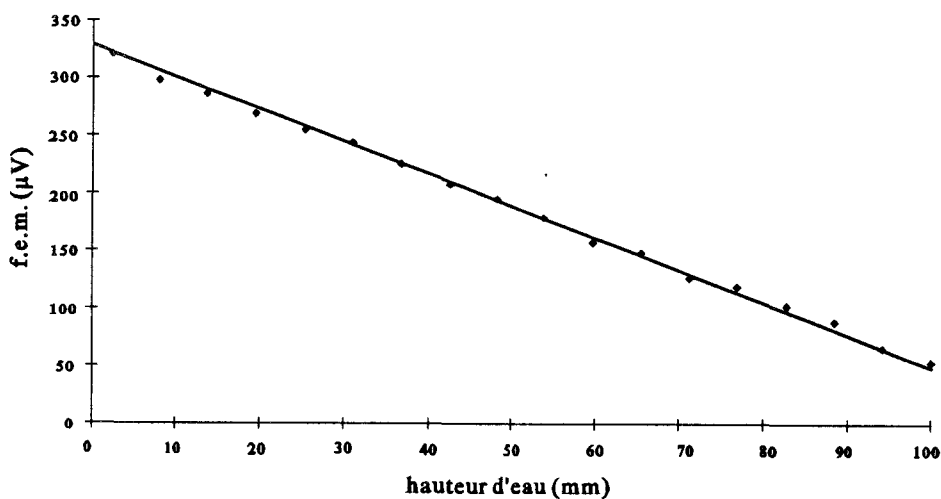


Figure 128 - Signal délivré par le capteur spécifique en fonction du niveau d'eau.

D'un point de vue macroscopique, la f.e.m. délivrée par ce capteur est linéaire en fonction de la hauteur d'eau. En pratique, l'examen détaillé de la variation de la f.e.m. fait apparaître une petite non linéarité, ce qui limite la résolution d'un tel capteur.

La sensibilité peut être accrue de manière importante en diminuant la largeur et l'épaisseur des pistes (on peut aussi augmenter la densité de cellules et la résolution).

Les applications sont nombreuses pour la mesure de liquide et de matériaux plus vérolant. Le capteur peut être appliqué sur la paroi du récipient afin de ne pas gêner le remplissage et sa constitution lui permet de résister à de fortes pressions et à des matières corrosives.

5.2.4. MESURE DE L'HUMIDITE SPECIFIQUE DE L'AIR

La mesure d'humidité faisant l'objet d'une forte demande industrielle, nous avons voulu évaluer les performances de notre capteur dans ce domaine. Une étude bibliographique dans ce domaine

nous laisse cependant peu d'espoir puisque l'influence de l'humidité de l'air sur sa conductivité thermique est extrêmement faible.

En effet, un capteur à deux pistes couplées thermiquement peut permettre de déterminer l'humidité spécifique de l'air puisque sa conductivité thermique dépend de sa teneur en eau.

Le capteur 5 est placé successivement dans 3 récipients étanches et isothermes (22°C) dans lesquels des solutions saturées assurent des taux d'humidité relative parfaitement connus.

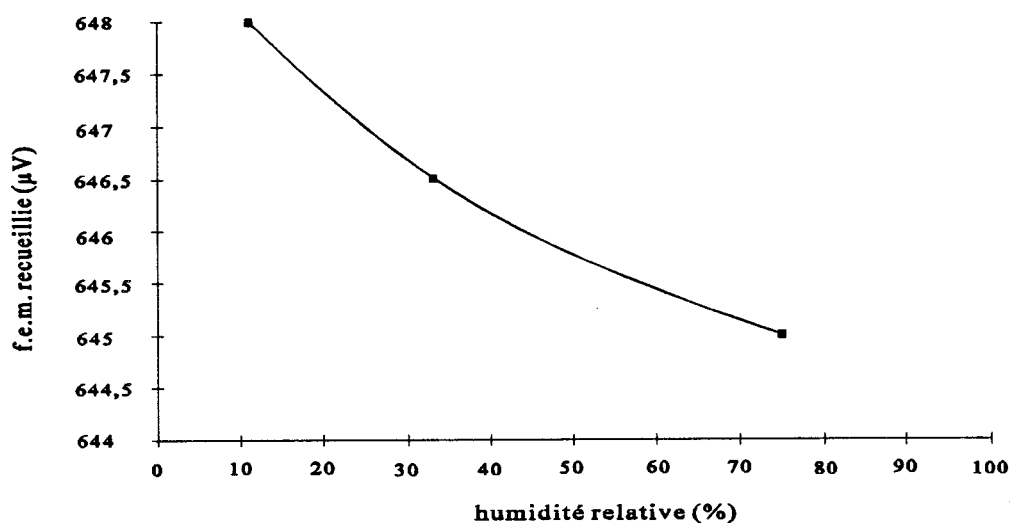


Figure 129 - Signal délivré par le capteur 5 en fonction de l'humidité relative.

Comme nous l'avions prévu, le relevé présenté figure 129 fait apparaître de très faibles variations.

Une telle mesure impose de placer le capteur à l'abri.

Les résultats de modélisation du chapitre 5.1.3. nous permettent d'imaginer une structure beaucoup plus sensible, réalisable en couches minces sur une membrane. Les pistes pourraient ainsi être beaucoup plus fines et le couplage beaucoup plus serré.

Une autre mesure possible de l'humidité spécifique de l'air consiste à déterminer la température du point de rosée du volume d'air étudié. Pour cela, il convient de baisser la température du capteur (à l'aide d'un module à effet Peltier^[58]) jusqu'à la condensation d'une fine couche d'eau sur sa

surface. La variation du couplage entre les pistes, due à la variation de la conductivité thermique de la couche de fluide est détectée.

Le capteur pilote alors un module Peltier travaillant en chauffage ou refroidissement suivant le sens du courant injecté. Celui-ci peut permettre d'entretenir la température du capteur de manière à être sensiblement la température de rosée. Cette température est mesurée à l'aide d'un thermocouple plaqué à la surface du capteur. Le taux d'humidité est alors déterminé à partir d'une abaque psychrométrique ou d'un microprocesseur.

Le capteur à deux pistes trouve ici tout son intérêt: la variation du signal entre l'absence et la présence de condensation est suffisamment importante pour être visible sur la piste réceptrice. Un test de faisabilité rapide fait apparaître une variation de signal de l'ordre de plusieurs centaines de microvolts. Ceci simplifie considérablement le conditionnement du signal; le capteur fonctionne en détection, aussi une compensation en température n'est plus nécessaire: il n'est pas possible de confondre un signal correspondant à un couplage réalisé par l'air (même très humide) à température T1 avec le signal correspondant à un couplage réalisé par une fine couche d'eau à une température proche de celle de rosée.

5.3. MESURE DE DEBITS GAZEUX

5.3.1. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les premiers circuits thermoélectriques réalisés ont montré une bonne capacité à la mesure de faibles débits^[28]. Les premiers essais de capteur à couplage thermique^[31] ont débouché sur une configuration où le capteur voyait ses pistes disposées parallèlement à l'écoulement. Cette disposition ne fait jouer aucun rôle particulier au couplage. On peut considérer, dans un premier temps, qu'un placement des pistes orthogonalement à l'écoulement peut avoir une influence sur le couplage. De plus, par analogie avec un fil qui est placé soit verticalement, soit horizontalement en convection libre, une telle disposition est susceptible d'engendrer un coefficient d'échange plus important.

Cependant, si on assimile la piste émettrice à un fil thermoélectrique, il est concevable que les échanges thermiques sont plus importants pour une disposition perpendiculaire à l'écoulement.

Le capteur le plus sensible à la conductivité thermique du milieu environnant (Capteur 5) est placé dans la conduite de 96 mm de diamètre intérieur. Pour un écoulement laminaire les variations absolues les plus nettes de la distribution de vitesse se situent au centre de la conduite, aussi le capteur est placé dans un plan horizontal au centre de la conduite à 2,80 m de l'extracteur.

Dans la gamme de vitesses utilisée (au maximum de l'ordre de 4 m/s), le nombre de Reynolds associé à cette conduite montre que le régime est turbulent (voir chapitre précédent).

Un relevé est effectué pour le capteur placé longitudinalement par rapport à l'écoulement, un autre est réalisé pour une disposition perpendiculaire.

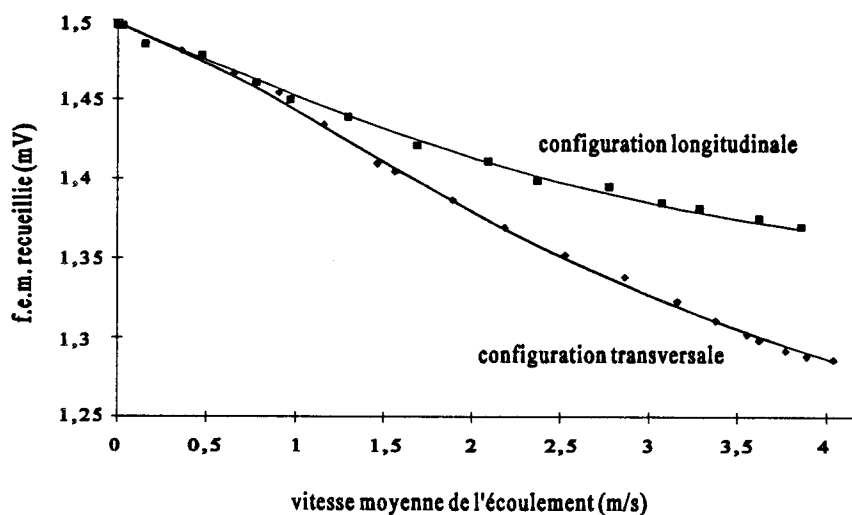


Figure 130 - Signal mesuré sur la piste émettrice en fonction de la vitesse d'écoulement.

L'évolution du signal mesuré sur la piste émettrice en fonction de la vitesse du fluide est représentée figure 130. La variation de signal est plus importante dans la configuration transversale (0,22 mV) que dans la configuration longitudinale (0,14 mV).

On observe le même phénomène sur la piste réceptrice (figure 131), puisqu'on passe d'une variation de 0,13 mV en transversal à 0,7 mV en longitudinal.

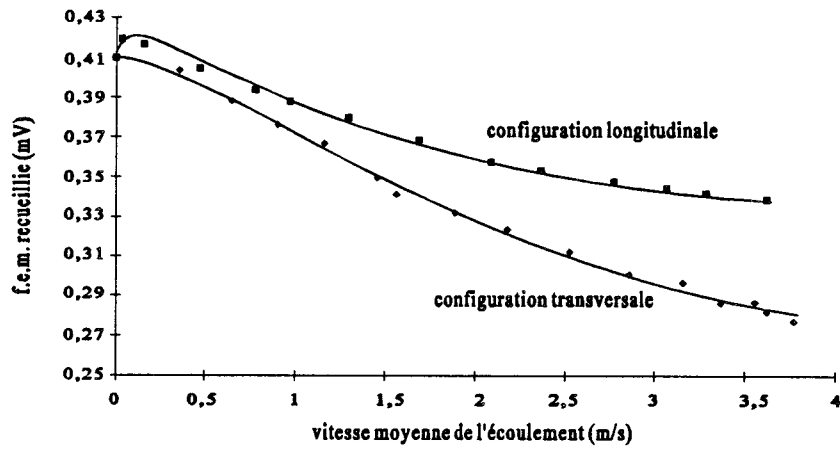


Figure 131 - Signal mesuré sur la piste réceptrice en fonction de la vitesse d'écoulement.

Toutes les mesures effectuées font ressortir que, tout comme pour les fils, la position transversale des pistes permet d'obtenir une meilleure sensibilité. En conséquence, pour la suite de ce travail, cette disposition sera adoptée.

Une mesure correcte du débit doit donc être réalisée par un capteur compris dans un plan passant pas l'axe de la conduite. La mesure intègre la vitesse sur tout un diamètre de la conduite et permet ainsi de mesurer la vitesse moyenne de l'écoulement. (Une solution simple consisterait à placer le capteur sur la paroi interne de la conduite, cependant pour un régime laminaire, les variations de vitesses sont trop faibles^[59] pour permettre une mesure correcte).

Afin d'évaluer l'influence de la géométrie, les mêmes relevés ont été effectués avec les capteurs 1 et 3.

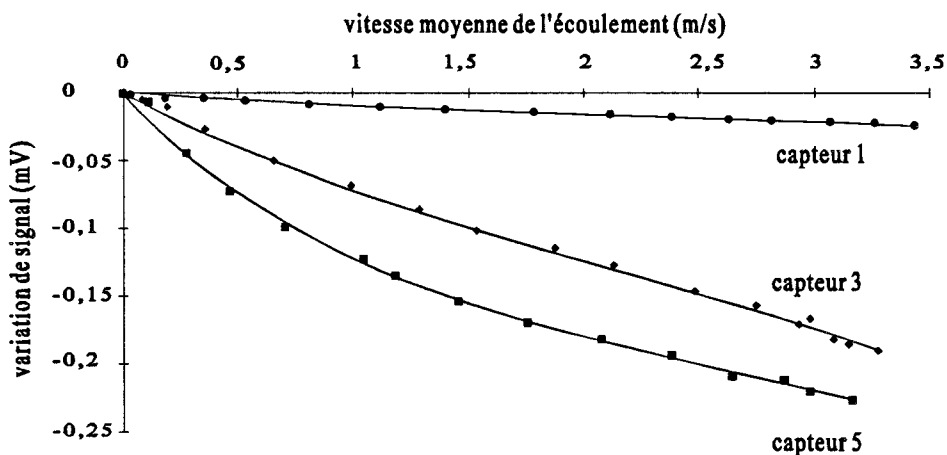


Figure 132 - Variation de signal sur la piste émettrice en fonction de la vitesse d'écoulement.

Une mesure réalisée sur la piste émettrice (figure 132) met en évidence l'importance de la taille des cellules sur la sensibilité. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus en mesure de conductivité thermique du fluide ambiant (figure 121).

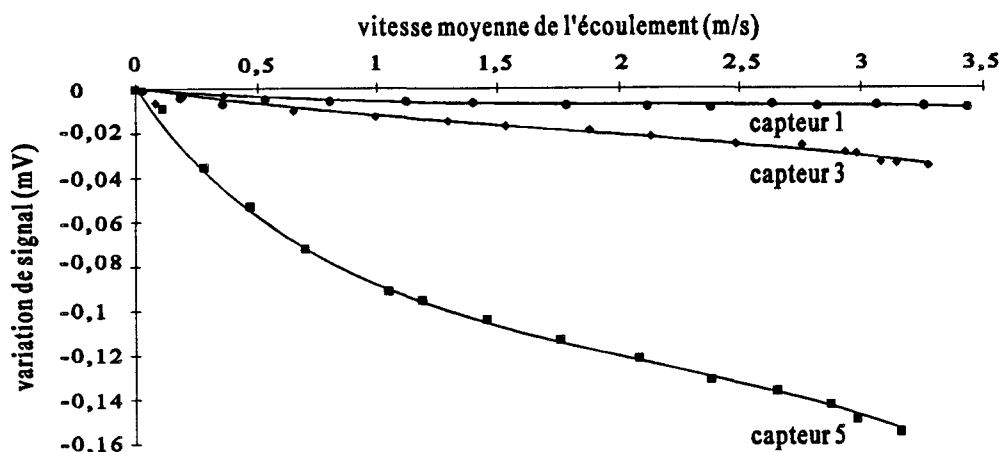


Figure 133 - Variation de signal sur la piste réceptrice en fonction de la vitesse d'écoulement.

Un deuxième relevé (figure 133) est réalisé pour les pistes réceptrices des trois capteurs précédemment étudiés et montre un intérêt encore plus accru pour le capteur n°5 relativement aux autres du point de vue de la sensibilité.

5.3.2. INTERPRETATIONS DES RESULTATS

Alors que la piste réceptrice du capteur 1 délivrait une f.e.m. qui croissait en fonction de la conductivité thermique du fluide (figure 122), nous pouvons constater qu'à présent elle décroît avec sa vitesse moyenne. A vitesse nulle, le capteur 3 fournissait une f.e.m. quasi stable suivant le fluide, or il fournit désormais une f.e.m. qui chute avec la vitesse. Ceci montre qu'une augmentation de vitesse du fluide ne produit pas forcément une variation de f.e.m. de même sens qu'une augmentation de la conductivité thermique et inversement.

Dès lors, on ne peut plus utiliser en convection forcée le modèle conductif précédemment adopté . Au contraire du fluide qui transmet une partie du flux par conduction et qui augmente sa participation si on augmente sa conductivité thermique (d'où pour certaines géométries une augmentation de la f.e.m. recueillie), l'écoulement "arrache" de l'énergie pour la dissiper dans le fluide et non plus la transmettre vers la piste réceptrice (d'où une diminution de la f.e.m. recueillie quelque soit la géométrie).

Il convient alors d'adopter un modèle 3D que l'on ne peut étudier que numériquement. On considérera le fluide environnant non plus comme un milieu conductif, mais comme un milieu dissipatif.

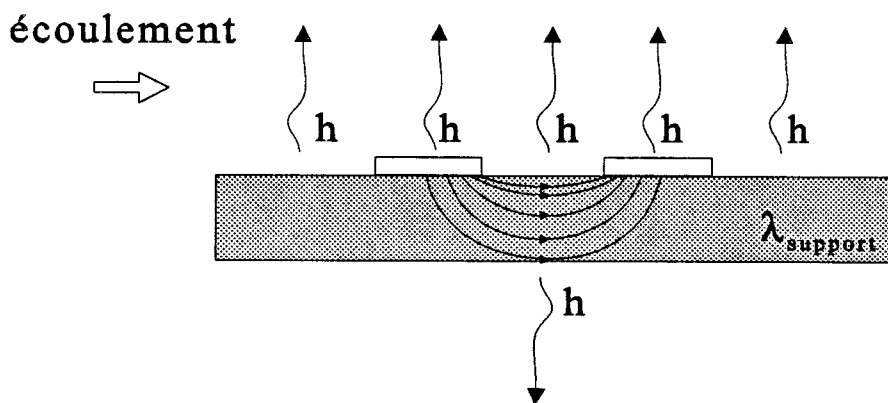


Figure 134 - Modèle 3D du capteur plan à deux pistes couplées thermiquement.

L'augmentation de vitesse d'écoulement entraîne un coefficient d'échange plus important associé au capteur et donc une f.e.m. résultante plus faible. (la proportion de flux due à la conduction gazeuse du fluide immobile est forcément dissipée par l'écoulement).

Alors que précédemment le capteur était assimilé à un fil cylindrique, dans le cas présent, compte tenu des hauteurs de pistes, le capteur peut être considéré comme une plaque horizontale. Le coefficient d'échange est alors donné par la relation :

$$h = \frac{Nu_{L_p} \cdot \lambda}{L_p} \quad (138)$$

où L_p est la longueur de la plaque (la largeur est supposée infinie).

Le nombre de Nusselt s'exprime en fonction du nombre de Reynolds par la relation:

$$\mathcal{N}_w = 0,628 \mathcal{R}_e^{\frac{1}{2}} \mathcal{P}_r^{\frac{1}{3}} \quad (139)$$

pour $\mathcal{R}_e < 3.10^5$ et $0,5 \leq \mathcal{P}_r \leq 10$

$$\text{avec } \mathcal{R}_e = \frac{uL_p}{\nu} \quad (140)$$

et u la vitesse moyenne de l'écoulement⁶.

5.3.3. VERIFICATION DES HYPOTHESES PRECEDENTES

Afin de vérifier cette hypothèse, un capteur à trois pistes thermoélectriques conçu pour délivrer une tension nulle à vitesse nulle a été réalisé. Il est constitué d'un circuit récepteur et de deux circuits émetteurs situés de part et d'autre à égales distances (figure 135)

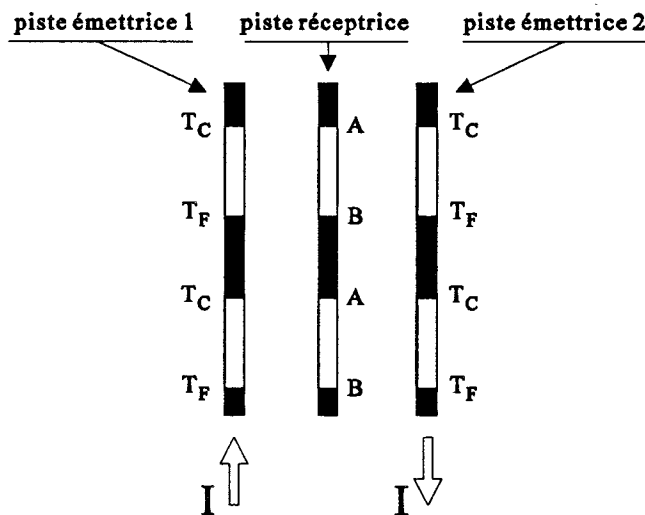


Figure 135 - Schéma de principe du capteur à 3 pistes thermoélectriques.

⁶ D'autres relations permettant le calcul du coefficient d'échange associé à une plaque, tant en configuration horizontale que verticale, sont données en annexe.

Dans ces conditions, lorsque le même courant électrique I parcourt les pistes émettrices, il produit un réseau rectangulaire de points chauds (à température T_C) et de points froids (T_F) sur toute la surface du capteur.

Les jonctions de la piste réceptrice étant situées à égales distances des points chauds et froids, les jonctions A auront pour température $T_A = \frac{T_C + T_F}{2}$ et les jonctions B; $T_B = \frac{T_F + T_C}{2}$.

Comme prévu, à vitesse nulle la f.e.m. sera nulle puisqu'il n'y a pas de différence de température entre les jonctions de la piste réceptrice.

Si on fait l'hypothèse qu'un écoulement du fluide (dans un sens ou dans l'autre mais toujours perpendiculairement aux pistes) améliore le couplage de la piste émettrice en amont vers la piste réceptrice, et défavorise le couplage de la piste en aval vers la piste émettrice, on réalise ainsi une structure différentielle qui permettrait de déterminer la vitesse moyenne vue par le capteur et son sens en fonction du signe positif ou négatif de la f.e.m. recueillie.

Afin d'additionner la f.e.m. délivrée par chaque piste du récepteur, les dépôts de cuivre le constituant sont décalés d'une demi-période sur le retour (figure 136).

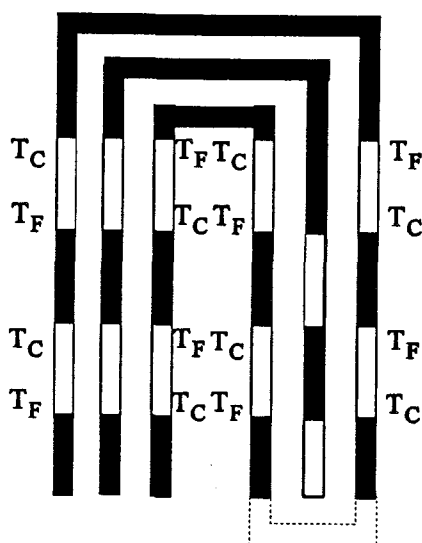


Figure 136 - Disposition des électrodes plaquées du capteur à 3 pistes thermoélectriques.

A partir de cette étude, un capteur du type n° 5 (même longueur de cellule, longueur de pistes et d'interpistes) a été réalisé. Chaque piste est constituée de 200 cellules et le capteur mesure 4,5 cm de long pour 9 cm de large, ceci afin d'assurer une bonne intégration du profil de vitesse. Ce capteur est suspendu de manière à s'affranchir de la conductivité thermique d'une paroi qui diminuerait le couplage et la sensibilité (figure 137).

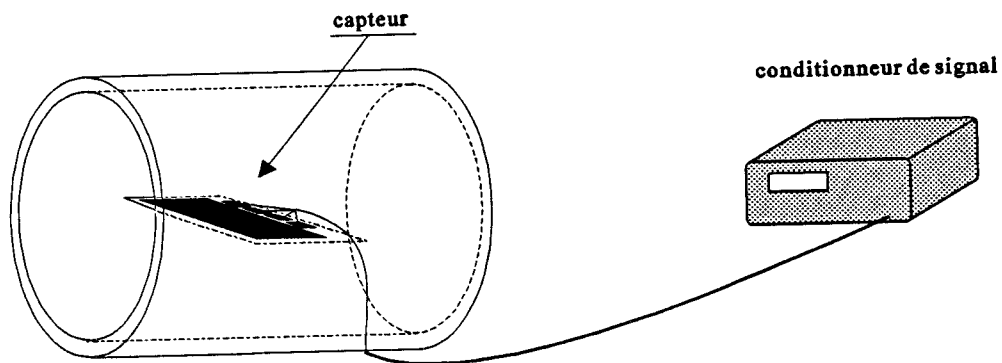


Figure 137 - Placement du capteur à 3 pistes thermoélectriques dans la conduite.

Un relevé de la f.e.m. recueillie sur la piste réceptrice en fonction du débit montre une valeur constante proche de 0, alors que la f.e.m. mesurée sur les deux pistes émettrices disposées en série varie bien en fonction du débit (figure 138). Des relevés identiques sont obtenus pour un écoulement en sens inverse.

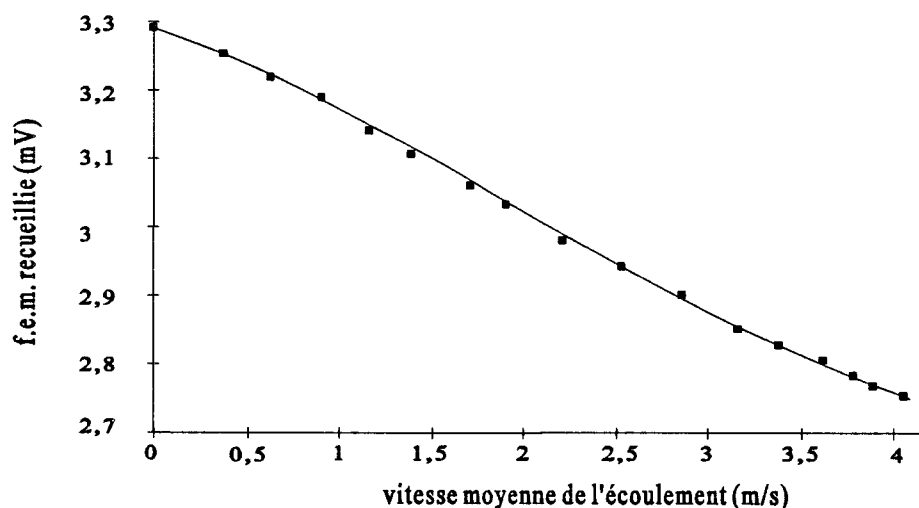


Figure 138 - Signal délivré par la piste émettrice du capteur à 3 pistes thermoélectriques.

L'analyse de ces résultats confirme bien les hypothèses que nous avons émises au chapitre 3.2. En effet, la f.e.m. Seebeck relevée au niveau des pistes émettrices présente un comportement classique qui a été étudié dans le chapitre 3.1. Celle-ci démontre bien l'existence du réseau rectangulaire de points chauds et de points froids, en revanche, nous n'avons pas relevé de variation notable de tension au niveau de la piste réceptrice.

L'interprétation physique de ce phénomène a été préalablement évoquée: un écoulement turbulent n'est pas susceptible de décaler dans une direction privilégiée un réseau serré de points chauds et de points froids.

Nous pensons que la même structure thermoélectrique réalisée en microtechnologie est disposée dans une conduite de très faible section pourrait avoir un comportement différent^[60]. En effet, si la lame d'air en mouvement a une épaisseur de l'ordre du millimètre, elle a probablement un comportement directionnel plus prononcé. Ceci reste à vérifier.

5.4. COMPORTEMENT DYNAMIQUE DES CAPTEURS

5.4.1. ETUDE DE LA REPOSE INDICIELLE

5.4.1.1. PRINCIPE DE LA MESURE

Le conditionneur de signal expérimental a été développé en vue d'effectuer aussi des mesures de temps de montée.

L'étude temporelle qui va être développée dans ce chapitre permet de mettre en évidence la dépendance de la constante de temps en fonction de la conductivité thermique du milieu ambiant.

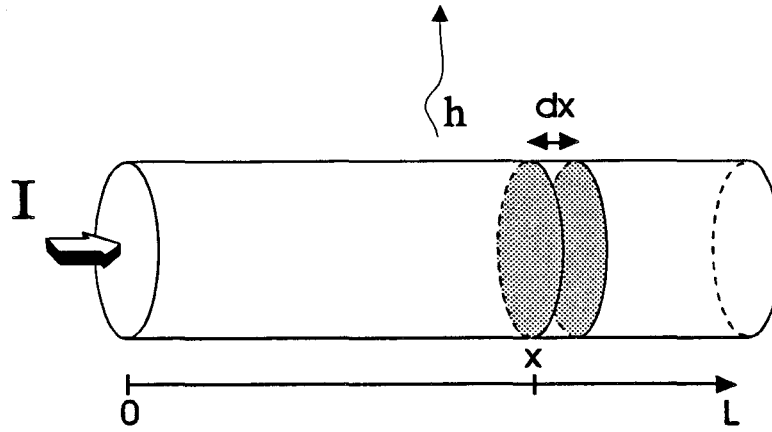


Figure 139 - Elément du fil de volume dV .

Pour cela, on assimile le fil à un cylindre de section constante S , de coefficient d'échange moyen \bar{h} (défini par la relation 114), de masse volumique ρ , de chaleur spécifique C_p et placé dans un fluide à température T_∞ qui permet des échanges conducto-convectifs. On injecte un courant dans le fil de température initiale T_∞ , qui va induire un par effet Peltier des zones chaudes et froides aux jonctions thermoélectriques. Celles-ci vont générer par effet Seebeck une f.e.m. mesurée par annulation du courant.

La réponse indicielle (indice de courant) est caractérisée par une constante de temps τ_c fonction des caractéristiques physiques et thermiques du fil et du milieu environnant[61].

On peut alors écrire l'expression de la température T_x du fil en fonction du temps pour un élément de fil de volume dV et de longueur dx :

$$\rho C_p \frac{dT_x}{dt} dV = -h(T_x - T_\infty) dS \quad (141)$$

avec $T_{\text{initiale}} = T_\infty$

Cette équation différentielle, relative à un système du premier ordre, admet comme solution:

$$T = (T_{\text{initiale}} - T_{\text{finale}}) e^{-\frac{2ht}{\rho C_p r}} + T_{\text{initiale}} \quad (142)$$

avec $r = 2 \frac{dV}{dS}$ le rayon du fil

soit

$$\frac{T - T_{\text{finale}}}{T_{\infty} - T_{\text{finale}}} = e^{-\frac{t}{\tau_c}} \quad (143)$$

On en déduit alors la constante de temps de T, et donc la constante de temps de la f.e.m.

Seebeck mesurée:

$$\tau_c = \frac{\rho C_p r}{2h} \quad \text{avec } h = f(\lambda_{\text{fluide}}) \quad (144)$$

Pour un fil de 25 μm de diamètre, le coefficient d'échange est $h = \frac{\mathcal{N}_w \cdot \lambda_{\text{fluide}}}{D}$ avec $\mathcal{N}_w = 0,4$

(convection libre).

Cette relation permet de calculer l'évolution temporelle de la température en un point x du fil thermoélectrique en introduisant les valeurs ρ et C_p de la section correspondante (constantan, cuivre...).

La relation précédente permet d'envisager une nouvelle méthode de mesure de la conductivité thermique du fluide puisque le temps de montée est inversement proportionnel à la conductivité thermique.

La figure 140 illustre la variation de la constante de temps dans le cas d'un fil de constantan et d'un fil de cuivre de 25 μm et 50 μm de diamètre.

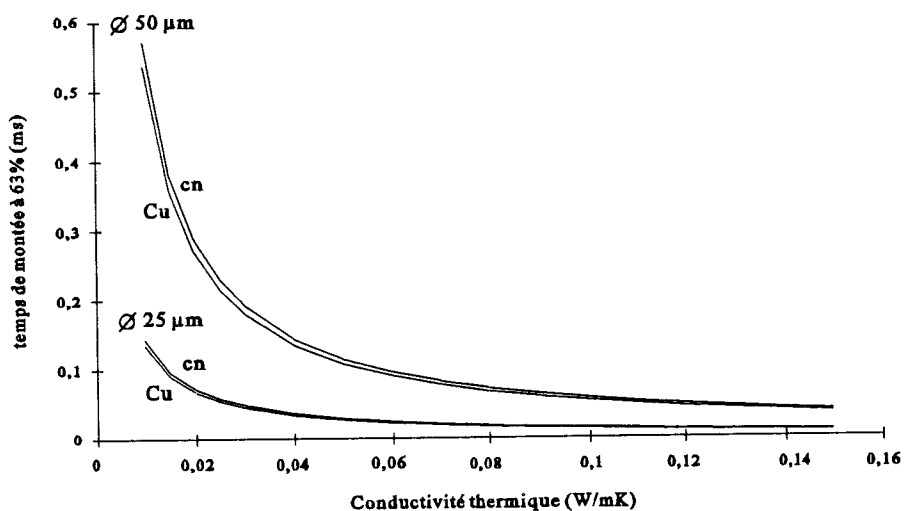


Figure 140 - Evolution du temps de montée en fonction de la conductivité thermique.

Les produits ρC_p des métaux et alliages sont relativement proches ce qui rend cette courbe exploitable quelque soit le couple choisi.

La forme hyperbolique de cette courbe implique une sensibilité qui varie avec la conductivité thermique du fluide. Pour une étendue de mesure donnée, il convient d'ajuster le diamètre du fil afin de travailler dans une zone de variation importante.

En pratique, la mesure du temps de montée est effectuée par chronométrage entre le début de l'indice de courant injecté et un taux prédéterminé (par ex 80 %) de la f.e.m. mesurée en régime établi lors du cycle précédent (Chapitre 2.2.6). Dans l'état actuel de la technologie, ce type de mesure est difficile à exploiter pour les fils. En effet, ces circuits thermoélectriques ne présentent pas des longueurs très importantes et l'estimation du temps de montée est rendue plus délicate du fait des niveaux de f.e.m. plus faibles.

Cette méthode de mesure est plus adaptée aux circuits de grande longueur comme les capteurs sur supports. De plus, la mesure de temps de montée ne peut être appliquée aux variations de l'environnement du capteur qui dans le temps se manifestent sur une durée inférieure à τ_c .

5.4.1.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR CAPTEURS PLANS

Les capteurs à couplages thermiques (deux pistes) présentent des variations de constantes de temps plus faibles que celles des fils du fait de la conduction dans le support. Néanmoins, ce sont ces capteurs qui présentent un réel intérêt pour ce type de mesure. En effet, la grande longueur des circuits thermoélectriques permet d'obtenir des niveaux de f.e.m. relativement importants et donc d'effectuer des mesures de temps de montée avec une bonne précision.

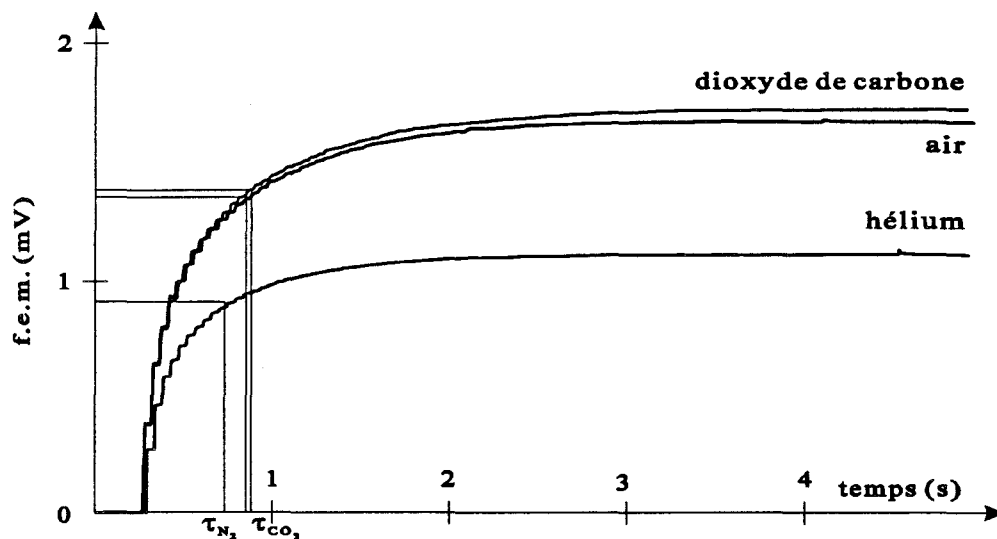


Figure 141 - Réponses indicielles de la f.e.m. délivrée pour quelques gaz.

Si on effectue une mesure du temps nécessaire au signal de sortie du conditionneur pour atteindre 80 % de la valeur du régime établi (valeur arbitraire que l'on peut régler), on remarque que ce temps est bien dépendant de la conductivité thermique du fluide ambiant par l'intermédiaire du coefficient d'échange h .

Le relevé des temps de montée à 80 % de la piste émettrice (figure 142) montre que les variations de constantes de temps en fonction de la conductivité thermique du fluide ambiant sont variables suivant les différents types de capteurs réalisés précédemment (tableau 16).

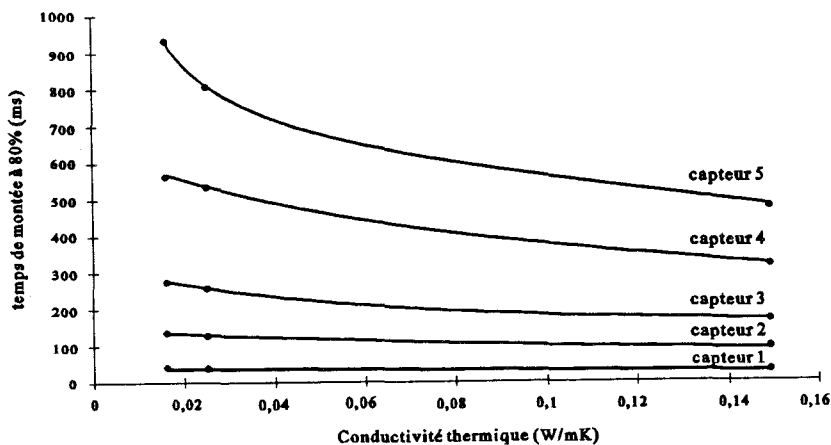


Figure 142 - Temps de montée de la f.e.m. mesurée sur la piste émettrice.

On remarquera que les variations maximales sont obtenues pour les capteurs dont les cellules sont les plus grandes. Ce phénomène est dû aux échanges de chaleur entre deux jonctions de chaque thermocouple qui sont d'autant plus intenses que la cellule est petite, ce qui tend à annuler plus rapidement la différence de température.

Pour la piste réceptrice, le relevé des temps de montée à 80 % (figure 143) donne une répartition homologue à celle de la figure 142. Les capteurs à grandes cellules sont aussi sensibles que pour la configuration précédente, mais néanmoins, la mise en oeuvre des capteurs bipistes présente l'avantage d'être beaucoup plus simple puisqu'il suffit d'alimenter la piste émettrice par des signaux carrés.

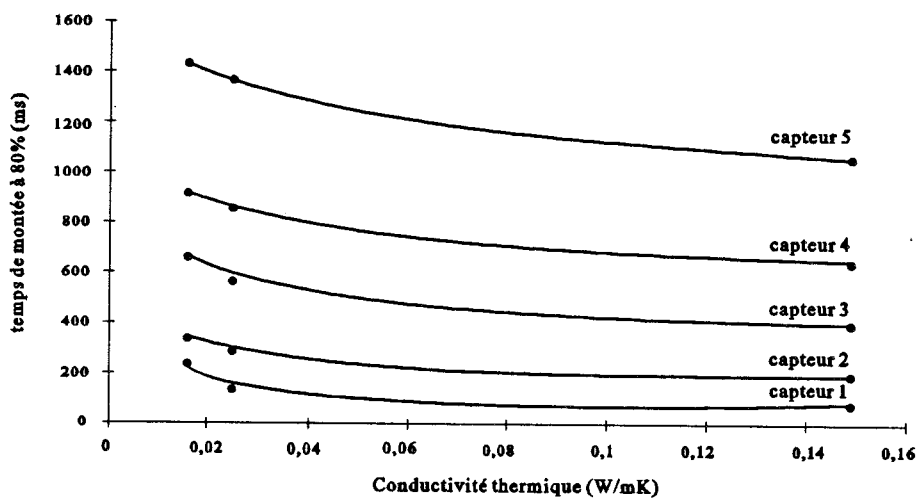


Figure 143 - Temps de montée de la f.e.m. mesurée sur la piste réceptrice.

Alors que dans le cas précédent (figure 142) les capteurs à petites cellules étaient inexploitable, ils délivrent une information significative au niveau de la piste réceptrice. La conception d'un capteur présentant une sensibilité maximale est extrêmement complexe puisqu'il faut optimiser simultanément la taille des cellules et la distance entre les pistes en fonction de l'étendue de mesure désirée.

Soulignons le cas particulier du capteur 3 dont les caractéristiques structurales permettraient d'obtenir sur la piste réceptrice une f.e.m. indépendante de la conductivité thermique du fluide environnant. Ce même capteur exploité en régime dynamique permettrait donc une simplification notable de l'électronique associée puisqu'il délivre un signal constant quelque soit la conductivité thermique du fluide. Il n'est plus alors nécessaire de connaître le régime permanent pour effectuer la mesure du temps de montée. Ces études feront l'objet d'un autre travail de recherche.

5.4.2. ETUDE EN REGIME HARMONIQUE

La mesure de la conductivité thermique par cette méthode, bien que bénéficiant de la grande précision de mesure de temps, reste assez lourde de part l'électronique à mettre en oeuvre à proximité du capteur. Une façon plus simple d'exploiter la dépendance du temps caractéristique consiste à faire osciller le signal fourni par le capteur par réaction positive entre les pistes émettrice et réceptrice. La mesure de la conductivité thermique se ramène alors à une mesure de fréquence[62]. L'utilisation d'un capteur dont les variations de f.e.m. en fonction de λ sont faibles (capteur 3) est alors préférable car la condition d'oscillation sera plus facile à stabiliser.

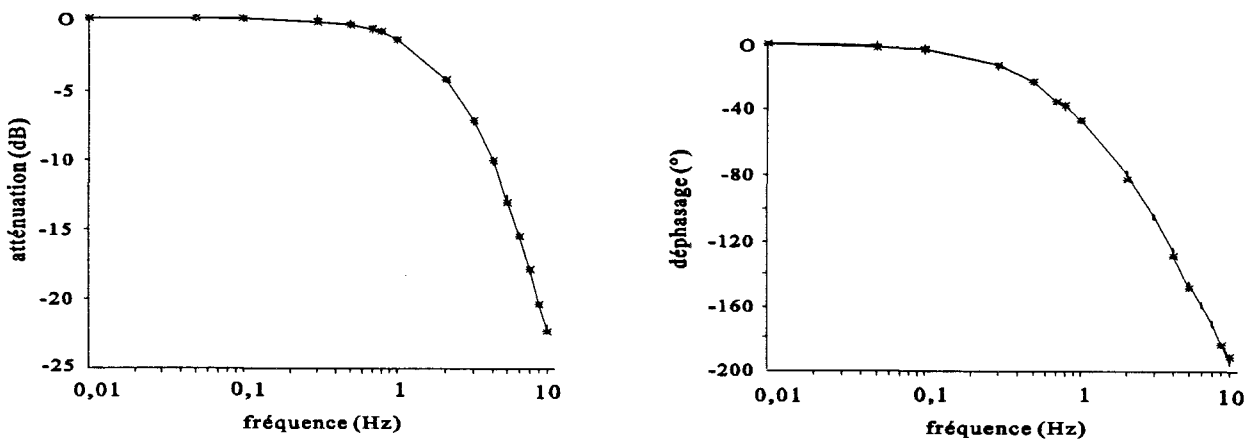


Figure 144 - Réponse en fréquence de la piste émettrice du capteur 3.

Une étude préliminaire a été réalisée sur les capteurs dont nous disposons.

Ces résultats (figure 144) confirment l'hypothèse de travail utilisée pour établir la relation 141. En effet, l'atténuation est de l'ordre de 20 dB par décade, ce qui est bien caractéristique d'un circuit proche du premier ordre.

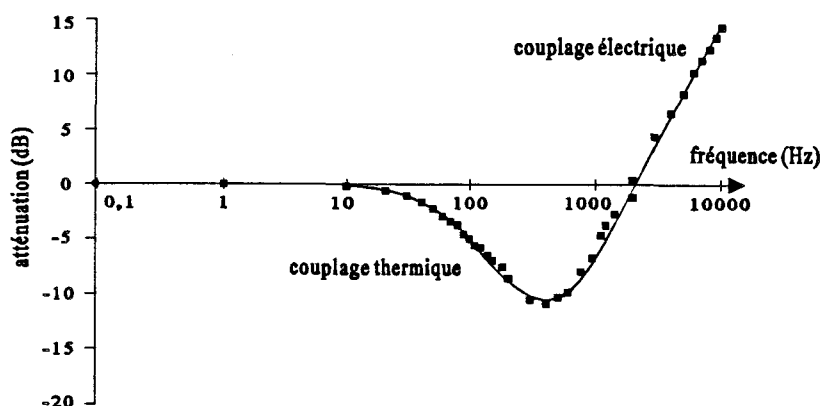


Figure 145 - Réponse en fréquence de la piste réceptrice d'un microcapteur.

La courbe de réponse d'un microcapteur (figure 145) fait apparaître une limite fréquentielle plus élevée que dans le cas précédent ($f_c=10$ Hz au lieu de 1 Hz). Néanmoins, au delà de cette fréquence de coupure "thermique" apparaît un phénomène de couplage électrique entre les deux pistes du à capacité parasite dont l'influence se fait sentir en raison de la faible valeur de l'interpiste. Le développement de capteurs de ce type nécessitera une étude électrostatique afin de minimiser ce phénomène.

5.5. CONCLUSION

Les capteurs à deux pistes couplées thermiquement peuvent avoir plusieurs applications dérivées de la mesure de conductivité thermique. L'utilisation de ce type de capteur en mesure de débits est intéressante puisqu'elle permet de simplifier notablement le conditionneur de signal qui se réduit à une simple alimentation.

La structure des capteurs utilisés peut être optimisée pour présenter des niveaux de tension maximaux et adaptée à l'application désirée. Ces capteurs reposent sur un phénomène transversal et un phénomène longitudinal. La sensibilité maximale est atteinte lorsque la piste réceptrice suit les variations de la piste émettrice, c'est à dire lorsque l'influence du couplage est négligeable, ce qui est obtenu pour de longues cellules et une faible interpiste.

La modification de la géométrie d'un capteur peut permettre de faire varier sensiblement la plage de mesure, voire d'immuniser la f.e.m. de la piste réceptrice à la conductivité thermique du fluide ambiant.

De plus, la méthode dynamique rend la mesure pratiquement indépendante de la température du capteur puisqu'elle n'utilise plus les variations d'amplitude la tension Seebeck délivrée mais leurs rapports. La mise en oscillation d'un tel capteur à l'aide d'un circuit analogique nous semble relativement aisée et permettra de réaliser une liaison électrique fiable entre les capteurs et les systèmes de mesure puisque celle-ci se résume à une mesure de fréquence.

Conclusion

CONCLUSION

L'objectif principal de ce travail était la réalisation de la compensation en température des capteurs à effets Peltier et Seebeck pour permettre le développement d'appareils de mesure précis et simples à utiliser. Cette étude nous a amené à choisir le couple thermoélectrique fer-nickel pour réaliser une compensation quasi-naturelle, ceci au détriment de la sensibilité. Néanmoins, lors de l'utilisation de ces capteurs en débitmétrie, la grande longueur des circuits permet d'obtenir des variations significatives de signal. L'étude exhaustive des différents couples thermoélectriques a aussi permis de dégager l'intérêt présenté par quelques autres couples, notamment la paire chromel-constantan, susceptible de délivrer des niveaux élevés de signaux.

Ce travail a permis de comparer les différents capteurs et de mettre en évidence leurs domaines d'application. Ainsi, du fait de l'intégration réalisée par sa structure en forme de toile, le fil thermoélectrique est bien adapté à la mesure de débit. Les capteurs plans, du fait de leur positionnement, sont plus adaptés aux applications relatives à la mesure de la conductivité thermique d'un fluide.

Lors de cette étude, la technologie de réalisation des capteurs filaires a évolué, partant d'une technique artisanale de masquage et de déposition par voies chimique ou électrolytique, et débouchant actuellement sur une technique de dépôt sous vide avec utilisation de masques mécaniques. La technologie couches minces présente l'avantage de permettre la réalisation de grandes longueurs de fils et donne la possibilité de respecter les paramètres géométriques déduits de la modélisation.

Compte tenu de l'essor pris par les microcapteurs ces dernières années^[63], nous espérons que notre travail contribuera au développement de capteurs à couplage thermique en microtechnologies. En effet, ces techniques devraient faciliter la conception de nouvelles structures, notamment des réalisations de jonctions bout à bout reproductibles et de qualité, ainsi que la mise en oeuvre de nouveaux métaux (et alliages) et matériaux semi-conducteurs.

Les avancées scientifiques et technologiques issues de ce travail sont déjà exploitées, tout d'abord dans le cadre d'une thèse de Génie Civil pour la mesure des échanges convectifs générés par un mur trombe^[64]. D'autre part, un projet d'étude conduisant à la réalisation de bouches d'aération débitmétriques réalisées avec des capteurs filaires est en phase de négociation.

L'étude expérimentale des capteurs à couplage thermique a permis de montrer l'existence d'une structure géométrique telle que la f.e.m. délivrée par la piste réceptrice est indépendante du gaz ambiant. Cette structure peut se révéler intéressante pour des applications que l'on veut peu sensibles à la convection ou pour des mesures de conductivités thermiques de type fréquentiel. Une telle méthode de mesure reste à étudier, et nécessitera probablement une modélisation 3D et temporelle des capteurs.

L'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux nous a permis de mieux comprendre les phénomènes de dérive en température et de couplage thermique, et nous laisse entrevoir la réalisation de nouveaux capteurs en vue d'applications diverses.

Afin d'augmenter la sensibilité, ces nouvelles thermopiles pourront être réalisées sur membrane ou partiellement suspendues. Dans ce domaine de la microthermique de nombreuses études restent à faire, notamment en ce qui concerne le coefficient d'échange thermique qui est un des paramètres essentiels pour la microélectronique puisqu'il conditionne le refroidissement des circuits.

Liste des figures

LISTE DE FIGURES

- Figure 1 - Effet Seebeck
- Figure 2 - Effet Peltier
- Figure 3 - Effet Thomson
- Figure 4 - Electrode plaquée
- Figure 5 - Densités de courant dans la région plaquée
- Figure 6 - Effet Seebeck dans un circuit à électrodes plaquées
- Figure 7 - Courant dérivé dans l'électrode plaquée
- Figure 8 - Différence de pouvoirs thermoélectriques
- Figure 9 - Lignes de courant pour une piste de constantan de 25 μm recouverte d'une électrode de cuivre de 4 μm
- Figure 10 - Effet Peltier Dans un circuit à électrodes plaquées
- Figure 11 - Capteur monopiste
- Figure 12 - Capteur à pistes couplées
- Figure 13 - Couplage thermique entre deux pistes
- Figure 14 - Capteur réalisé en couches minces
- Figure 15 - Capteur à effet Peltier réalisé sur un fil de constantan
- Figure 16 - Thermocouples équivalents aux thermocouples plaqués
- Figure 17 - Lignes de flux Peltier aux interfaces
- Figure 18 - Film de kapton recouvert de constantan cuivré
- Figure 19 - Gravure de pistes
- Figure 20 - Gravure des plots
- Figure 21 - Position du capteur dans la conduite
- Figure 22 - Masquage d'un fil thermoélectrique
- Figure 23 - Détermination de l'épaisseur de dépôt en fonction du temps
- Figure 24 - Estimation du diamètre par mesure interférométrique
- Figure 25 - Placement du capteur en anémométrie

- Figure 26 - Placement du fil dans une conduite
- Figure 27 - Schéma complet du conditionneur
- Figure 28 - Réponse du capteur à une annulation de courant
- Figure 29 - Courant d'alimentation du capteur
- Figure 30 - Réponse à une annulation de courant d'un circuit électrique connu
- Figure 31 - Réponse d'un circuit thermoélectrique à une annulation de courant
- Figure 32 - Echantillonnage de la f.e.m. Seebeck
- Figure 33 - Champ de température dans un fil créé par un flux parasite
- Figure 34 - Champ de température dans un fil créé par le passage d'un courant
- Figure 35 - Champ de température dans un fil créé par le passage d'un courant et soumis à une différence de température à ses extrémités.
- Figure 36 - Signal délivré par le capteur alimenté en courant alterné
- Figure 37 - Amplificateur de différence pour le capteur
- Figure 38 - Réponses de quelques résistances à une annulation de courant
- Figure 39 - Mise en forme du courant d'alimentation sinusoïdal
- Figure 40 - Réponses des deux pistes à un courant sinusoïdal
- Figure 41 - Principe de mesure du temps de montée
- Figure 42 - Réponse du capteur à un indice de courant
- Figure 43 - Réponse indicielle du capteur lors de la variation du coefficient d'échange
- Figure 44 - Banc de mesure de la dérive en température
- Figure 45 - Dérive en température d'un capteur constantan-cuivre
- Figure 46 - Dérive en température des effets Peltier et Seebeck
- Figure 47 - Pouvoirs thermoélectriques de quelques couples
- Figure 48 - Proportion de courant dérivé par une piste de 25 μm de constantan recouverte de différentes épaisseurs de cuivre
- Figure 49 - Variation de la conductivité thermique de l'air en fonction de la température
- Figure 50 - Relevé expérimental de la dérive d'un fil constantan-cuivre
- Figure 51 - Coefficient de température de l'ensemble résistance-capteur en fonction de R_s
- Figure 52 - Circuit de compensation électronique de la dérive

- Figure 53 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple constantan-cuivre
- Figure 54 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour le couple constantan-cuivre
- Figure 55 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple chromel-cuivre
- Figure 56 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour le couple chromel-cuivre
- Figure 57 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple constantan-nickel
- Figure 58 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple chromel-nickel
- Figure 59 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour le couple chromel-nickel
- Figure 60 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple constantan-fer
- Figure 61 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple chromel-fer
- Figure 62 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour un fil de cuivre avec dépôts de fer
- Figure 63 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour un fil de fer avec dépôts de cuivre
- Figure 64 - F.e.m. et dérive calculées par le logiciel pour le couple fer-nickel
- Figure 65 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour quelques fils soudés
- Figure 66 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour quelques fils fer-nickel
- Figure 67 - Relevé expérimental dans l'huile silicone pour quelques fils fer-nickel compensés naturellement
- Figure 68 - Dérive en température d'un capteur fer-nickel dans l'air
- Figure 69 - F.e.m. délivrée par le capteur en fonction de la conductivité thermique du fluide
- Figure 70 - F.e.m. délivrée par le capteur dans l'azote en fonction de la température
- Figure 71 - Signal délivré par un capteur fer-nickel compensé
- Figure 72 - Champ de température généré par le passage du courant
- Figure 73 - Température et flux dans une région homogène semi-infinie
- Figure 74 - Température et flux dans une région homogène de longueur finie
- Figure 75 - Température et flux dans un circuit bimétallique
- Figure 76 - F.e.m. générée par effet Seebeck au niveau de chaque jonction
- Figure 77 - Coefficient d'échange en convection libre suivant les différentes relations
- Figure 78 - Mesure de coefficients d'échange en convection libre
- Figure 79 - Coefficient d'échange en convection forcée suivant les différentes relations
- Figure 80 - Echauffement du fil en fonction de la vitesse d'écoulement à courant constant

- Figure 81 - Echauffement du fil en fonction du courant injecté
- Figure 82 - Structure thermocouples bout à bout
- Figure 83 - $S = \Delta V_{\text{hélium}} - \Delta V_{\text{air}}$ pour les couples étudiés
- Figure 84 - $S = \Delta V_{\text{hélium}} - \Delta V_{\text{air}}$ pour le couple chromel-constantan
- Figure 85 - Signal délivré par les différents capteurs en fonction de la conductivité thermique du fluide
- Figure 86 - $S = \Delta V_{1\text{m/s}} - \Delta V_{9\text{m/s}}$ pour les couples étudiés
- Figure 87 - $S = \Delta V_{1\text{m/s}} - \Delta V_{9\text{m/s}}$ pour le couple chromel-constantan
- Figure 88 - Signal délivré par les différents capteurs en fonction de la vitesse d'écoulement
- Figure 89 - Structure thermocouples plaqués
- Figure 90 - Pouvoirs thermoélectriques en fonction de l'épaisseur de plaquage
- Figure 91 - Résistances thermiques en fonction de l'épaisseur de plaquage
- Figure 92 - Résistances électriques en fonction de l'épaisseur de plaquage
- Figure 93 - Courant nécessaire pour obtenir $\Delta T=5^{\circ}\text{C}$ en fonction de l'épaisseur de plaquage
- Figure 94 - Niveau de signal délivré par un capteur constantan-cuivre en fonction des paramètres géométriques
- Figure 95 - $S = \Delta V_{\text{hélium}} - \Delta V_{\text{air}}$ pour les couples étudiés
- Figure 96 - Comparaison des produits $(\alpha_2 - \alpha_1)R_{\text{th}}$ et $(\alpha_2 - \alpha_1)^2 R_{\text{th}}$ pour les électrodes bout à bout et les électrodes plaquées
- Figure 97 - $S = \Delta V_{\text{hélium}} - \Delta V_{\text{air}}$ pour le couple chromel-constantan
- Figure 98 - Signal délivré par les différents capteurs en fonction de la conductivité thermique du fluide
- Figure 99 - $S = \Delta V_{1\text{m/s}} - \Delta V_{9\text{m/s}}$ pour les couples étudiés
- Figure 100 - $S = \Delta V_{1\text{m/s}} - \Delta V_{9\text{m/s}}$ pour le couple chromel-constantan
- Figure 101 - Signal délivré par les différents capteurs en fonction de la vitesse d'écoulement
- Figure 102 - Influence du diamètre du fil sur le coefficient d'échange par convection
- Figure 103 - Influence du diamètre du fil sur le signal délivré par un capteur fer-nickel
- Figure 104 - Modèle 2D+axe de symétrie
- Figure 105 - Courant dérivé dans une électrode plaquée constantan-cuivre
- Figure 106 - Courant dérivé dans une électrode plaquée fer-nickel

- Figure 107 - Rapport Signal/Bruit pour les différents capteurs à jonctions bout à bout
- Figure 108 - Banc de mesure de la dérive en température des capteurs
- Figure 109 - Mesures réalisées avec la trame 3 à différents endroits de la canalisation
- Figure 110 - Signaux délivrés par les trames 1,2 et 3 en fonction de la vitesse moyenne
- Figure 111 - Signaux délivrés par une trame de 25 μm et une trame de 50 μm de diamètre
- Figure 112 - Mesure de vitesse moyenne dans une canalisation de 9,6 cm de diamètre
- Figure 113 - Mesures réalisées avec la trame n°3 à différents endroits de la canalisation
- Figure 114 - Réponse à un indice de courant d'une structure à couplage thermique pour différents gaz
- Figure 115 - Capteurs à couplage thermique réalisés
- Figure 116 - Signaux délivrés par les pistes émettrices et réceptrices des différents capteurs
- Figure 117 - Signaux délivrés par la piste émettrice et réceptrice en fonction de l'isolation réalisée
- Figure 118 - Modèle conductif du capteur à couplage thermique
- Figure 119 - Réseau de résistances équivalent au capteur à couplage thermique
- Figure 120 - Transferts de chaleur par conduction dans le fluide
- Figure 121 - F.e.m. mesurées à courant nul sur la piste émettrice
- Figure 122 - F.e.m. recueillies sur la piste réceptrice
- Figure 123 - Dispositif expérimental de mesure de proportions d'un mélange gazeux
- Figure 124 - Relevé expérimental de la mesure de mélanges gazeux
- Figure 125 - Dispositif expérimental de mesure de niveaux d'eau
- Figure 126 - Signal délivré par le capteur 5 en fonction du niveau d'eau
- Figure 127 - Description du circuit spécifique réalisé
- Figure 128 - Signal délivré par le capteur spécifique en fonction du niveau d'eau
- Figure 129 - Signal délivré par le capteur 5 en fonction de l'humidité relative
- Figure 130 - Signal mesuré sur la piste émettrice en fonction de la vitesse d'écoulement
- Figure 131 - Signal mesuré sur la piste réceptrice en fonction de la vitesse d'écoulement
- Figure 132 - Variation de signal sur la piste émettrice en fonction de la vitesse d'écoulement
- Figure 133 - Variation de signal sur la piste réceptrice en fonction de la vitesse d'écoulement
- Figure 134 - Modèle 3D du capteur plan à deux pistes couplées thermiquement
- Figure 135 - Schéma de principe du capteur à 3 pistes thermoélectriques

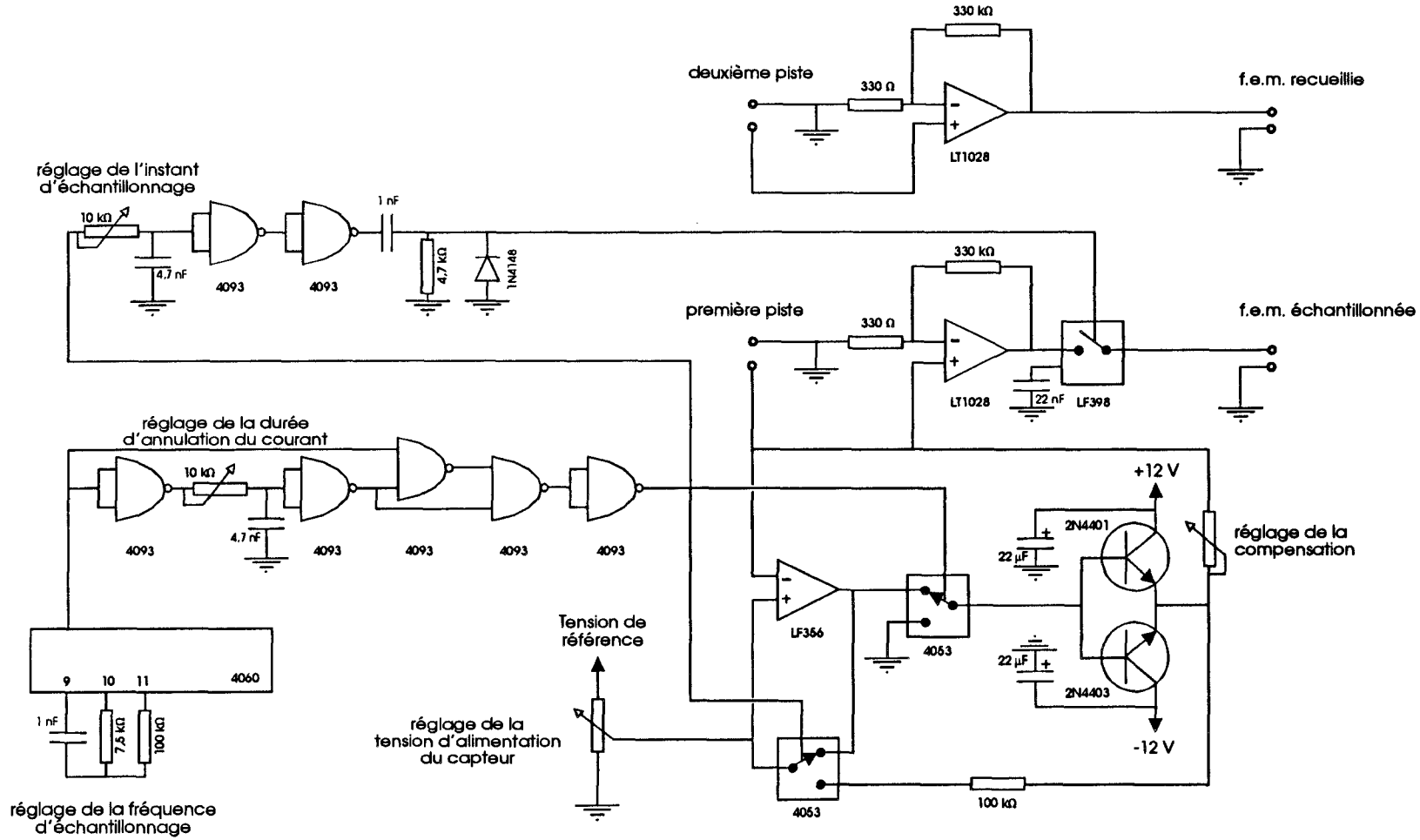
- Figure 136 - Disposition des électrodes plaquées du capteur à 3 pistes thermoélectriques
- Figure 137 - Placement du capteur à 3 pistes thermoélectriques dans la conduite
- Figure 138 - Signal délivré par la piste émettrice du capteur à 3 pistes thermoélectriques
- Figure 139 - Élément du fil de volume dV
- Figure 140 - Evolution du temps de montée en fonction de la conductivité thermique
- Figure 141 - Réponses indicielles de la f.e.m. délivrée pour quelques gaz
- Figure 142 - Temps de montée de la f.e.m. mesurée sur la piste émettrice
- Figure 143 - Temps de montée de la f.e.m. mesurée sur la piste réceptrice
- Figure 144 - Réponse en fréquence de la piste émettrice du capteur 3
- Figure 145 - Réponse en fréquence de la piste réceptrice d'un microcapteur

LISTE DE TABLES

- Tableau 1 - Pouvoirs thermoélectriques de quelques matériaux
- Tableau 2 - Conductivités thermiques de quelques supports
- Tableau 3 - Avantages et inconvénients des capteurs à effet Peltier et Seebeck
- Tableau 4 - Propriétés physiques du cuivre et de l'or
- Tableau 5 - Mesures de l'épaisseur de dépôts de nickel
- Tableau 6 - Mesures réalisées sur un capteur planaire avec un gain d'amplification de 600
- Tableau 7 - Pouvoirs thermoélectriques de quelques matériaux
- Tableau 8 - Résistivités électriques de quelques matériaux
- Tableau 9 - Conductivités thermiques de quelques matériaux
- Tableau 10 - Fils de fer-nickel réalisés
- Tableau 11 - ξ pour quelques couples
- Tableau 12 - Valeurs usuelles de coefficients d'échange
- Tableau 13 - Valeurs de coefficients d'échange mesurées avec un fil de 25 μm de diamètre
- Tableau 14 - Caractéristiques des différentes trames réalisées
- Tableau 15 - Variations de signal présentées par les différentes trames
- Tableau 16 - Caractéristiques des différents capteurs à couplage thermique

Annexes

CONDITIONNEUR DE SIGNAL



ANNEXE 2

PROPRIETES THERMIQUES DE QUELQUES GAZ

Propriétés thermiques de l'air à pression atmosphérique^[47]

T	C _p	ρ	μ	ν	λ	P _r
°C	kJ/kg.K	kg/m ³	kg/m.s	m ² /s	W/m.K	

-50	1,0064	1,5819	14,63.10 ⁻⁶	9,25.10 ⁻⁶	0,02004	0,735
-40	1,0060	1,5141	15,17.10 ⁻⁶	10,02.10 ⁻⁶	0,02086	0,731
-30	1,0058	1,4518	15,69.10 ⁻⁶	10,81.10 ⁻⁶	0,02168	0,728
-20	1,0057	1,3944	16,20.10 ⁻⁶	11,62.10 ⁻⁶	0,02249	0,724
-10	1,0056	1,3414	16,71.10 ⁻⁶	12,46.10 ⁻⁶	0,02329	0,721
0	1,0057	1,2923	17,20.10 ⁻⁶	13,31.10 ⁻⁶	0,02408	0,718
10	1,0058	1,2467	17,69.10 ⁻⁶	14,19.10 ⁻⁶	0,02487	0,716
20	1,0061	1,2042	18,17.10 ⁻⁶	15,09.10 ⁻⁶	0,02564	0,713
30	1,0064	1,1644	18,65.10 ⁻⁶	16,01.10 ⁻⁶	0,02638	0,712
40	1,0068	1,1273	19,11.10 ⁻⁶	16,96.10 ⁻⁶	0,02710	0,710
50	1,0074	1,0924	19,57.10 ⁻⁶	17,92.10 ⁻⁶	0,02781	0,709
60	1,0080	1,0596	20,03.10 ⁻⁶	18,90.10 ⁻⁶	0,02852	0,708
70	1,0087	1,0287	20,47.10 ⁻⁶	19,90.10 ⁻⁶	0,02922	0,707
80	1,0095	0,9996	20,92.10 ⁻⁶	20,92.10 ⁻⁶	0,02991	0,706
90	1,0103	0,9721	21,35.10 ⁻⁶	21,96.10 ⁻⁶	0,03059	0,705
100	1,0113	0,9460	21,78.10 ⁻⁶	23,02.10 ⁻⁶	0,03127	0,704
110	1,0123	0,9213	22,20.10 ⁻⁶	24,10.10 ⁻⁶	0,03194	0,704
120	1,0134	0,8979	22,62.10 ⁻⁶	25,19.10 ⁻⁶	0,03261	0,703
130	1,0146	0,8756	23,03.10 ⁻⁶	26,31.10 ⁻⁶	0,03328	0,702

140	1,0159	0,8544	23,44.10 ⁻⁶	27,44.10 ⁻⁶	0,03394	0,702
150	1,0172	0,8342	23,84.10 ⁻⁶	28,58.10 ⁻⁶	0,03459	0,701
160	1,0186	0,8150	24,24.10 ⁻⁶	29,75.10 ⁻⁶	0,03525	0,701
170	1,0201	0,7966	24,63.10 ⁻⁶	30,93.10 ⁻⁶	0,03589	0,700
180	1,0217	0,7790	25,03.10 ⁻⁶	32,13.10 ⁻⁶	0,03654	0,700
190	1,0233	0,7622	25,41.10 ⁻⁶	33,34.10 ⁻⁶	0,03718	0,699
200	1,0250	0,7461	25,79.10 ⁻⁶	34,57.10 ⁻⁶	0,03781	0,699
210	1,0268	0,7306	26,17.10 ⁻⁶	35,82.10 ⁻⁶	0,03845	0,699
220	1,0286	0,7158	26,54.10 ⁻⁶	37,08.10 ⁻⁶	0,03908	0,699
230	1,0305	0,7016	26,91.10 ⁻⁶	38,36.10 ⁻⁶	0,03971	0,698
240	1,0324	0,6879	27,27.10 ⁻⁶	39,65.10 ⁻⁶	0,04033	0,698
250	1,0344	0,6748	27,64.10 ⁻⁶	40,96.10 ⁻⁶	0,04095	0,698
260	1,0365	0,6621	27,99.10 ⁻⁶	42,28.10 ⁻⁶	0,04157	0,698
270	1,0386	0,6499	28,35.10 ⁻⁶	43,62.10 ⁻⁶	0,04218	0,698
280	1,0407	0,6382	28,70.10 ⁻⁶	44,97.10 ⁻⁶	0,04279	0,698
290	1,0429	0,6268	29,05.10 ⁻⁶	46,34.10 ⁻⁶	0,04340	0,698
300	1,0452	0,6159	29,39.10 ⁻⁶	47,72.10 ⁻⁶	0,04401	0,698

Propriétés thermiques du dioxyde de carbone à pression atmosphérique^[47] :

T °C	C _p kJ/kg.K	μ kg/m.s	λ W/m.K	Pr
-50	0,7813	11,34.10 ⁻⁶	0,01105	0,80
0	0,8277	13,74.10 ⁻⁶	0,01457	0,78
50	0,8730	16,05.10 ⁻⁶	0,01858	0,75
100	0,9167	18,27.10 ⁻⁶	0,02224	0,75
150	0,9581	20,40.10 ⁻⁶	0,02631	0,74
200	0,9969	22,42.10 ⁻⁶	0,03025	0,74
250	1,033	24,37.10 ⁻⁶	0,03396	0,74
300	1,062	26,24.10 ⁻⁶	0,03816	0,73

Propriétés thermiques de l'hélium à pression atmosphérique^[47] :

T °C	C _p kJ/kg.K	μ kg/m.s	λ W/m.K	Pr
-10	5,1931	13,75.10 ⁻⁶	0,1045	0,68
-50	5,1931	16,01.10 ⁻⁶	0,1235	0,67
0	5,1931	18,03.10 ⁻⁶	0,1423	0,66
50	5,1931	20,95.10 ⁻⁶	0,1602	0,68
100	5,1931	23,15.10 ⁻⁶	0,1777	0,68
150	5,1931	25,23.10 ⁻⁶	0,1948	0,67
200	5,1931	27,22.10 ⁻⁶	0,2115	0,67
300	5,1931	31,01.10 ⁻⁶	0,2433	0,66

Propriétés thermiques de l'azote pression atmosphérique^[47] :

T	C _p	μ	λ	Pr
°C	kJ/kg.K	kg/m.s	W/m.K	

-10	1,044	11,35.10 ⁻⁶	0,01589	0,745
-50	1,043	14,07.10 ⁻⁶	0,02008	0,731
0	1,041	16,58.10 ⁻⁶	0,02404	0,718
50	1,041	18,89.10 ⁻⁶	0,02759	0,713
100	1,043	21,05.10 ⁻⁶	0,03086	0,711
150	1,047	23,07.10 ⁻⁶	0,03400	0,710
200	1,053	24,97.10 ⁻⁶	0,03702	0,710
300	1,069	28,40.10 ⁻⁶	0,04271	0,711

ANNEXE 3

PROPRIETES THERMIQUES ET ELECTRIQUES DE QUELQUES METAUX ET ALLIAGES

Propriétés thermiques de quelques métaux et alliages^[47,70,71] :

Matériaux	ρ kg/m ³	C _p kJ/kg.K	λ W/m.K					
			-100 °C	0°C	20°C	100°C	200°C	300°C

aluminium	2707	0,896	215	202	204	206	215	228
argent	10524	0,2340	419	417	419	415	412	
cuivre	8954	0,3831	407	386	386	379	374	369
fer	7897	0,452	87	73	73	67	62	55
nickel	8906	0,4459	104	93	90	83	73	64
tungstène	19350	0,1344		166	163	151	142	133
zinc	7144	0,3843	114	112	112,2	109	106	100
chromel	7817	0,46		16,3	16,3	17	17	19
constantan	8922	0,410	21		22,7	22,2	26	

Conductivités électriques de quelques matériaux^[71] :

$$\rho_0(1 + K_p \cdot T) \text{ avec } T \text{ en } ^\circ\text{C}$$

Matériaux	ρ_0 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	K_p
-----------	---	-------

aluminium	2,67	0,0045
argent	1,63	0,0041
cuiivre	1,69	0,0043
fer	10,1	0,0065
nickel	6,9	0,0068
tungstène	5,4	0,0048
zinc	5,96	0,0042
chromel	70,6	0,00032
constantan	52	0,00001

ANNEXE 4

POUVOIRS THERMOELECTRIQUES DE QUELQUES METAUX ET ALLIAGES

Le métal de référence habituel est le plomb (ou parfois le platine). La force électromotrice est exprimée en microvolts et comptée positivement si le courant qui en résulte va vers le métal de référence dans la soudure froide.

Dans une gamme déterminée de température, le pouvoir thermoélectrique d'un matériau peut être assimilé à une fonction linéaire de la température: $\alpha=a+bT$ avec T en Celcius

METAUX

Aluminium (Al)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	- 0,7			[18]
	- 0,5		valeur à 0°C	[13,17]
	- 0,5	- 0,001	[0 / +200]	[19]
	- 0,472	0,003	[-200 / +100]	[10]
	- 0,45	+0,05	[-100 / +100]	[14,27]*
	0			[26]

Antimoine (Sb)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	34,7		valeur à 0°C	[13]
	35	0,14		[11]
	40			[20]
	43			[17]
	44,3		valeur à 50°C	[14]*

<u>Argent (Ag)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	2,3	0,004	[0 / +200]	[19]
	2,53			[23]*
	2,7			[17]
	2,8	0,004	[-100 / +100]	[27]*
	2,9			[20]
	3			[18,26]
	4,05	- 0,025		[14,15]*

<u>Bismuth (Bi)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	- 43,7	0,465	[-200 / +100]	[10]
	- 60			[20]
	- 68			[17]
	- 74	- 0,025	[-100 / +100]	[19,26]
	- 75	0,032		[11]
	- 75	- 0,05	[0 / +100]	[12,18]
	- 76	- 0,04	[-100 / +100]	[14]*
	- 78,25	- 0,031	[-100 / +100]	[27]*

<u>Cadmium (Cd)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	3,02	0,017	[0 / +140]	[19]
	3,25	0,029	[-100 / +100]	[27]*
	4,2		valeur à 0°C	[13]
	4,45	- 0,01	[-100 / +100]	[14]*
	4,5		[-100 / +100]	[27]*
	4,6			[17]

<u>Calcium (Ca)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	- 3,5	- 0,124	[-100 / +100]	[14]*
<u>Cérium (Ce)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	6,8		valeur à 50°C	[14]*
<u>Cobalt (Co)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	- 20,42	0,0373	[0 / +250]	[19]
	- 17,7		valeur à 0 et 50°C	[13],[14]*
<u>Cuivre (Cu)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	2	0,01	[0 / +100]	[12,18]
	2,7	0,0078		[11,18,22]
	2,76	0,012	[0 / +300]	[10]
	2,82	0,004	[-100 / +200]	[19]
	3,2			[17]
<u>Etain (Sn)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	0			[26]
	- 0,2			[17]
	- 0,15	- 0,001	[-100 / +100]	[27]*
	0,2		valeur à 0°C	[13]
	1,1	- 0,03	[-100 / +100]	[14]*

<u>Fer (Fe)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	13,7			[18]
	14			[26]
	15			[17]
	15	- 0,03	[0 / +100]	[12,18]
	15,84	- 0,014	[-100 / +100]	[19]
	16			[20]
	16,6	- 0,03	[-100 / +300]	[10,11,18]
	16,75	- 0,027	[-100 / +100]	[25,27]*
	18	- 0,056	[-100 / +100]	[14,15]*
<u>Indium (In)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	2,3		valeur à 50°C	[14]*
<u>Iridium (Ir)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	2,15	- 0,01	[-100 / +100]	[27]*
	3,4	- 0,03	[-100 / +100]	[14]*
	3			[26]
<u>Lithium (Li)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	11,25	0,051	[-100 / +100]	[27]*
	11,4		valeur à 0°C	[13]
	12,5	0,022	[-50 / +50]	[14]*
<u>Magnésium (Mg)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	- 0,2	0,004	[-100 / +100]	[27]*
	1,05	- 0,025	[-100 / +100]	[14]*
	0			[17]

Mercure (Hg)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	- 3,3		valeur à 0°C	[13]
	- 4			[26]
	- 4,15		valeur à 50°C	[14]*
	- 4,4			[17]
Molybdène (Mo)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	6		valeur à 0°C	[13]
	7,6			[17]
	9,67			[23]*
	9,9		valeur à 50°C	[14]*
Nickel (Ni)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	- 20,8			[17]
	- 19,07	- 0,015	[0 / +140]	[19]
	- 19	0,03		[11,18,22]
	- 17,7		valeur à 0°C	[13]
	- 16,35	- 0,057	[-100 / +100]	[25,27]*
	- 15,1	-0,086	[-100 / +100]	[14]*
Or (Au)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	2,78	0,003	[0 / +200]	[19]
	2,9	0,0093		[11,17]
	2,94			[23]*
	3			[26]

<u>Palladium (Pd)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	- 11,85			[23]*
	- 8,1	- 0,04	[-100 / +100]	[27]*
	- 8,9			[17]
	- 7			[26]
	- 6,85	- 0,069	[-100 / +100]	[14]*
<u>Platine (Pt)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	- 4,4			[17]
	- 4			[26]
	- 3,04	- 0,0105	[0 / +200]	[19]
	- 3	- 0,032	[-200 / +300]	[10,11]
	- 3,3			[23]*
	- 1,25	0,029	[-100 / +100]	[14]*
<u>Plomb (Pb)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	0	0		
<u>Potassium (K)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	- 13,8			[17]
	- 11,6			[13]
	- 9,2		valeur à 50°C	[14]*
<u>Rhodium (Rh)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	2,35	0,005	[-100 / +100]	[27]*
	3			[26]
	3,6	- 0,024	[-100 / +100]	[14,15]*

Rubidium (Rb)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	- 6		valeur à 50°C	[14]*

Sodium (Na)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	- 6,5			[17]
	- 4,3		valeur à 0°C	[13],[14]*

Tantale (Ta)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	0,55	- 0,037	[-100 / +100]	[14]*

Thallium (Tl)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	- 0,7	- 0,008	[-100 / +100]	[27]*
	1,2		valeur à 0°C	[14]*
	1,9		valeur à 0°C	[13]

Thorium (Th)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	- 5,9		valeur à 0°C	[14]*

Tungstène (W)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	1,6		valeur à 0°C	[13]
	3,5	0,066	[-100 / +100]	[27]*
	3,6			[17]
	4			[26]
	4,75	0,037	[-100 / +100]	[14]*
	5,59			[23]*

Zinc (Zn)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	2,6	0,012	[-100 / +100]	[27]*
	2,7	0,006	[-100 / +100]	[19]
	3,1			[17]
	3,85	- 0,017	[-100 / +100]	[14]*
	12,7	0,012	[0 / +100]	[12]
	13	0,01		[18]

ALLIAGES

Alumel (Ni95-Al2-Mn2-Si1)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	- 17,3			[17]
	- 15,9		valeur à 50°C	[14]*
	- 14,5	- 0,06	[-100 / +100]	[15]*

Antimoine-Cadmium	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
Sb65-Cd35	106			[20]
Sb75-Cd25	112			[20]

Balco (Ni71,5-Fe)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	- 36,3		[0 / +100]	[21]

Beryllium-Cuivre	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
Cu97,5-Be2,5	3,7		valeur à 50°C	[14]*

Bismuth-Antimoine	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
Bi97-Sb3	- 75			[20]
Bi90-Sb10	- 78			[20]

<u>Bismuth-Etain</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
Bi95-Sn5	30			[20]
<u>Bismuth-Tellure</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
Bi99,1-Te0,9	139			[20]
Bi99,6-Te0,4	191			[20]
<u>Cadmium-Etain</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	3			[18]
<u>Chromel (Ni90-Cr10)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	23,45	0,001	[-100 / +100]	[15]*
	24			[17]
	25,1		valeur à 50°C	[14]*
	27,3	- 0,032	[0 / +300]	[10]
	30			[20]
<u>Constantan (Cu60-Ni40)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	- 39,3			[18]
	- 38			[20,26]
	- 38	0,089	[0 / +300]	[10,11,17]
	- 34,6	- 0,0558		[18]
	- 34,05	- 0,113		[15]*
Ni44,2-Mn1,5-Fe0,5-Cu	- 40,3		[0 / +100]	[21]
<u>Evanohm</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
Cr20-Al2,8-Cu2-Si1-Mn0,9-Zi0,08-Ni		2,7		[0 /
+100]	[21]			
Cr19,9-A3-Si1,1-Mn5,1-Ni	2,9		[0 / +100]	[21]

<u>Laiton (Cu-Zn)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	6,7			[18]
Cu70-Zn30	3		valeur à 50°C	[14]*
<u>Manganin</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
Cu82-Mn15-Ni3	4,2			[18]
Cu84-Mn12-Ni4	3,1		valeur à 50°C	[14]*
	2			[26]
<u>Nickel-Chrome</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
Nichrome	18			[17]
Ni80-Cr20	8,4		valeur à 50°C	[14]*
Ni60-Fe24-Cr16	5,5		valeur à 50°C	[14]*
<u>Phosphore-Bronze</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
Cu96-Sn3,5-P0,3	2,5		valeur à 50°C	[14]*
<u>Platine Rhodié</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
Pt90-Rh10	2			[17]
Pt90-Rh10	3,98	- 0,022	[-200 / +300]	[10]
Pt90-Rh10	4,183			[18]
<u>Plomb-Etain</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	4			[18]
<u>Soudure</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
Sn50-Pb50	1,6		valeur à 50°C	[14]*

Stainless Steel (18-8)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	1,4		valeur à 50°C	[14]*

Soufre-Tellure	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
Te98,5-S1,5	575			[20]

AUTRE ELEMENT

Carbone	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	2,4		valeur à 50°C	[14]*

f.e.m. thermoélectrique de quelques métaux associés au platine (μV) [16]

Une des deux électrodes se trouve à t_1 , l'autre à t_2

$$E = aT + \frac{1}{2}bT^2 + \frac{1}{3}cT^3 \quad \mu\text{V} \text{ et } T \text{ en Celcius}$$

A	B	$t_1(^{\circ}\text{C})$	$t_2(^{\circ}\text{C})$	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	c ($\mu\text{V/K}^3$)
Ag	Pt	0	900	3,04	0,0201	
Al	Pt	0	800	-0,8	-0,0091	-0,0000067
Bi	Pt	0	268	-61,95	0,045	0,0002682
Cd	Pt	0	320	0,39	0,0038	
Cu	Pt	0	900	3,13	0,0246	
Ni	Pt	0	313	-2,89	0,0062	
Rh	Pt	0	1300	6,27	0,0161	0,0000018
Sb	Pt	0	630	46,24	0,0636	-0,0001433
W	Pt	0	1200	9,4	0,0368	
Zn	Pt	0	450	5,7	0,033	

f.e.m. thermoélectrique pour quelques métaux relativement au platine (mV) [15]

T(°C)	Cuivre	Argent	Fer	Rhodium	Chromel	Alumel	Constantan
-200	-0,19	-0,21	-3,1	-0,2	-3,36	2,39	5,35
-100	-0,37	-0,39	-1,94	0,34	-2,2	1,29	2,98
0	0	0	0	0	0	0	0
+100	0,76	0,74	1,98	0,7	2,81	-1,29	-3,51
+200	1,89	1,77	3,69	1,61	5,96	-2,17	-7,45
+600	8,34	8,41	8,02	6,77	19,62	-5,28	-25,47
+800	12,84	13,36	11,09	10,16	26,23	-7,08	-34,86
+1000	18,2		14,64	14,05	32,52	-8,79	-43,92
+1200				18,42	38,51	-10,74	

COUPLES DE REFERENCE (valeur moyenne entre 0 et 100°C) [18]

J	Fer / Constantan	52,7 $\mu\text{V/K}$
T	Cuivre / Constantan	42,8 $\mu\text{V/K}$
E	Chromel / Constantan	63,2 $\mu\text{V/K}$
K	Chromel / Platine rhodié à 6%	40,1 $\mu\text{V/K}$
B	Platine rhodié à 30% / Platine rhodié à 6%	
R	Platine rhodié à 13% / Platine	
S	Platine rhodié à 10% / Platine	6,45 $\mu\text{V/K}$
	Manganin / Constantan	38 $\mu\text{V/K}$

COUPLE REMARQUABLE [18]

Le couple Tungstène/Iridium présente une grande stabilité et une quasi linéarité entre 1000°C et 2100°C. Sa f.e.m. s'exprime par la relation:

$$E = -6,98 + 19,5 \cdot 10^{-3} \cdot T + 1,71 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \text{ mV}$$

MATERIAUX SEMI-CONDUCTEURS

Le Pouvoir thermoélectrique d'un semi-conducteur dépend fortement de la concentration des porteurs.

Il répond à la relation $Q = \pm \frac{k}{e} \left(r + \frac{\epsilon_F}{kT} \right)$ [18,24]

- avec + pour un dopage p
- pour un dopage n
- k la constante de Boltzmann
- e la charge élémentaire
- ϵ_F le niveau de Fermi (compté positivement)
- T la température
- r valeur variant de 2 à 4 selon les matériaux

Le rapport $\frac{k}{e}$ vaut environ 85 $\mu\text{V/K}$. On a donc pour les semiconducteurs usuels des pouvoirs thermoélectriques de l'ordre de 200 $\mu\text{V/K}$.

<u>Antimoine-Indium</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
InSb type n	- 350		valeur à 25°C	[15]
InSb type p	+800		valeur à -173°C	[15]
<u>Arsénure de Gallium (GaAs)</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
type n ($n \sim 2 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$)	-	195	valeur à 25°C	[15]
<u>Germanium</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	300		valeur à 0°C	[13]
	301	0,668	[-100 / +100]	[14,27]*
type n ($n \sim 2 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$)	- 800		valeur à 25°C	[15]
type p ($p \sim 2 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$)	625		valeur à 25°C	[15]
<u>Germanium-Silicium</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
Alliage des deux **	± 100			[22]
<u>Sélénium</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
	1000		valeur à 0°C	[13]
	776			[26]
dopé Ag ($n \sim 1,17 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$)	1040			[15]
dopé Bi ($n \sim 0,2 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$)	1190			[15]
dopé Cd ($n \sim 8,71 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$)	870			[15]
dopé Cu ($n \sim 0,15 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$)	1240			[15]
dopé Sb ($n \sim 1,91 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$)	1000			[15]
<u>Selenure de Plomb</u>	<u>a ($\mu\text{V/K}$)</u>	<u>b ($\mu\text{V/K}^2$)</u>	<u>Domaine</u>	<u>Sources</u>
PbSe type n	- 290		valeur à 25°C	[15]
PbSe type p	260		valeur à 25°C	[15]

Silicium	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	- 395,25	-0,499		[14,27]*
	446			[26]
Sulfate de Cadmium (CdS)	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
($n \sim 2 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$)	550			[15]
Tellure	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
	496			[26]
	400		valeur à 0°C	[13]
Cristal unique	436			[20]
Polycristal	376			[20]
Baker & Cie	119			[20]
Tellure de Bismuth	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
Bi ₂ Te ₃ type p	200 à 265		valeur à 25°C	[15]
Bi ₂ Te ₃ **	± 200			[22]
Bi ₂ Te ₃ +Bi ₂ Se ₃	190			[22]
Bi ₂ Te ₃ +Sb ₂ Te ₃	200			[22]
Tellure de Plomb	a ($\mu\text{V/K}$)	b ($\mu\text{V/K}^2$)	Domaine	Sources
PbTe type n	- 420		valeur à 25°C	[15]
PbTe type p	445		valeur à 25°C	[15]

COUPLES SEMICONDUCTEURS A FORTS POUVOIRS THERMOELECTRIQUES

CuFeS ₂ /Cu :	600 $\mu\text{V/K}$	[18]
FeS ₂ /CuFeS ₂ :	1000 $\mu\text{V/K}$	[18]
PbTe/PbSe :	500 $\mu\text{V/K}$	[18]

* : valeurs déduites de tables de f.e.m.

** : selon la composition précise et la teneur en addition de dopage, le pouvoir thermoélectrique peut être positif ou négatif

Coefficient de Thomson de quelques métaux [16]

$k(\mu V) = a + bT + cT^2$ avec T en Celcius

	a ($\mu V/K$)	b ($\mu V/K^2$)	c ($\mu V/K^3$)	Domaine
Argent	-1,17	-0,005		(-123 - +127)
Aluminium	0,27	0,0008		(+71 - +322)
Bismuth	6,76	0,028		(+25 - +32,5)
Cadium	-9	-0,0155	-0,000015	(+48 - +343)
Cuivre	-1,42	0,0074		(-60 - +127)
Fer	7,66	0,041	0,00017	(+32 - +182)
Or	-1,49	-0,0044		(-100,+103)
Platine	9,1	-0,0048	-0,0000475	(-72 - +128)
Plomb	0,61	0,0022	0,0000038	(-153 - 117)
Zinc	-3,11	-0,0024		(40 - +343)

ANNEXE 5

RELATIONS EXPERIMENTALES PERMETTANT LA DETERMINATION DU COEFFICIENT D'ECHANGE

COEFFICIENT D'ECHANGE D'UN FIL EN CONVECTION LIBRE

- W.H.Mc Adams a suggéré en 1954 une relation de la forme $\mathcal{N}_w = C\mathcal{R}_a^m$ où \mathcal{R}_a est le nombre de Rayleigh ($\mathcal{R}_a = \mathcal{P}_r \cdot \mathcal{G}_r$) et où C et m sont déduits de mesures expérimentales.

Il propose^[65] pour des cylindres tels que $30\mu\text{m} < D < 10\text{cm}$, pour un fluide tel que $0,5 < \mathcal{P}_r < 10^3$:

$$\mathcal{N}_w = 0,53\mathcal{R}_a^{\frac{1}{4}} \text{ pour } 10^4 < \mathcal{R}_a < 10^9$$

$$\mathcal{N}_w = 0,13\mathcal{R}_a^{\frac{1}{3}} \text{ pour } 10^9 < \mathcal{R}_a < 10^{12}$$

et pour des écarts de température ($T_s - T_\infty$) variant de quelques degrés à 1500°C .

- Sur le même modèle, Morgan propose^[45,66] $\mathcal{N}_w = A\mathcal{R}_a^n$ avec

A	n	\mathcal{R}_a
0,675	0,058	10^{-10} à 10^{-2}
1,020	0,148	10^{-2} à 10^2
0,850	0,188	10^2 à 10^4
0,4580	0,250	10^4 à 10^7
0,125	0,333	10^7 à 10^{12}

- Toujours sur ce modèle, Holman propose^[45] pour les cylindres horizontaux: $\mathcal{N}_w = C(\mathcal{G}_r \cdot \mathcal{P}_r)^m$ avec

C	m	$\mathcal{G}_r \cdot \mathcal{P}_r$
0,4	0	0 à 10^{-5} 10^{-5} à 10^4
0,53	1/4	10^4 à 10^9
0,13	1/3	10^9 à 10^{12}

où les nombres de Grashof et Prandtl sont pris à la température du film $T_f = \frac{T_s + T_\infty}{2}$.

- Churchill et Chu proposent en 1975 pour un cylindre horizontal la relation^[47]

$$\mathcal{N}_w = \left\{ 0,6 + 0,387 \mathcal{R}_a^{\frac{1}{6}} \left[1 + \left(\frac{0,559}{\mathcal{P}_r} \right)^{\frac{9}{16}} \right]^{\frac{8}{27}} \right\}^2 \text{ pour } 10^{-5} < \mathcal{R}_a < 10^{12}$$

Les propriétés du fluide, permettant de calculer les nombres de Prandtl et de Rayleigh étant prises à la température du film définie ci dessus. β est pris à T_f dans le cas d'un fluide liquide et à T_∞ dans le cas d'un fluide gazeux.

- Pour un cylindre horizontal, Hermann propose^[44,67]:

$$\mathcal{N}_w = 0,4(\mathcal{G}_r \cdot \mathcal{P}_r)^{\frac{1}{4}} \text{ pour } 10^4 < \mathcal{G}_r < 3 \cdot 10^8$$

- Antérieurement, C.W.Rice propose en 1925 pour des fils fins^[48]:

$$\mathcal{N}_w = \frac{2}{\ln \left(1 + \frac{2}{0,4 \mathcal{G}_r^{\frac{1}{4}}} \right)}$$

COEFFICIENT D'ECHANGE D'UN FIL EN CONVECTION FORCEE

Le domaine de la mesure de vitesses de fluide a donné lieu à de nombreuses études qui ont aboutit à diverses relations empiriques:

- La formule de King^[28,49] relie directement le coefficient d'échange à la vitesse du fluide:

$$h = a + b\sqrt{u}$$

avec a et b des constantes à déterminer expérimentalement.

Diverses relations reliant le nombre de Nusselt aux nombres de Reynolds et de Prandlt ont été proposées:

- En 1914, King propose^[45], toujours pour un cylindre chauffé uniformément placé dans un écoulement transversal:

$$\mathcal{N}_w = aRe^{0,4}$$

avec a à déterminer par l'expérience.

- Sur ce même modèle, on trouve dans la littérature^[45] une relation affinée pour un cylindre d'axe perpendiculairement à l'écoulement:

$$\mathcal{N}_w = CRe^n$$

Re	n	C	
		gaz	liquide
1 à 4	0,33	0,891	$0,989\mathcal{P}_r^{\frac{1}{3}}$
4 à 40	0,385	0,821	$0,911\mathcal{P}_r^{\frac{1}{3}}$
40 à 4000	0,466	0,615	$0,683\mathcal{P}_r^{\frac{1}{3}}$
4000 à 40000	0,618	0,174	$0,193\mathcal{P}_r^{\frac{1}{3}}$
40000 à 250000	0,805	0,00239	$0,0260\mathcal{P}_r^{\frac{1}{3}}$

relation où le nombre de Prandlt n'est pas significatif pour les gaz.

- Hilpert, Knudsen et Katz proposent^[51]:

$$\mathcal{N}_w = C \mathcal{R}_e^n \mathcal{P}_r^{\frac{1}{3}}$$

\mathcal{R}_e	C	n
0,4 à 4	0,989	0,330
4 à 40	0,911	0,385
40 à 4000	0,683	0,466
4000 à 40000	0,193	0,618
40000 à 400000	0,0266	0,805

- Holman propose^[50]:

$$\mathcal{N}_w = \left(0,35 + 0,56 \mathcal{R}_e^{0,52}\right) \mathcal{P}_r^{0,17}$$

avec une valeur minimale de $\mathcal{N}_w = 0,4$

- Fand a montré que le coefficient de transfert de chaleur dans un liquide est mieux représenté par la relation^[51]:

$$\mathcal{N}_w = \left(0,35 + 0,56 \mathcal{R}_e^{0,52}\right) \mathcal{P}_r^{0,3}$$

valide pour $10^{-1} < \mathcal{R}_e < 10^5$

- Nakai et Okazaki proposent :

$$\mathcal{N}_w = \frac{1}{0,8237 - \text{Ln}\left(\mathcal{R}_e^{\frac{1}{2}}\right)}$$

valide pour $\mathcal{R}_e < 0,2$

- On trouve aussi la relation suivante[47]:

$$\mathcal{N}_w = C \mathcal{R}_e^m \mathcal{P}_r^n \left(\frac{\mathcal{P}_{r_\infty}}{\mathcal{P}_{r_s}} \right)^{\frac{1}{4}}$$

valide pour $0,7 < \mathcal{P}_r < 500, 1 < \mathcal{R}_e < 10^6$,

$n=0,37$ pour $\mathcal{P}_r \leq 10$ et $n=0,36$ pour $\mathcal{P}_r > 10$

Les nombre de Reynolds et de Prandlt sont pris à T_f

\mathcal{P}_{r_∞} est calculé à T_∞ , \mathcal{P}_{r_s} est calculé à T_s

\mathcal{R}_e	C	m
1 à 40	0,75	0,4
40 à 1000	0,51	0,5
10^3 à $2 \cdot 10^5$	0,26	0,6
$2 \cdot 10^5$ à 10^6	0,076	0,7

- Churchill et Bernstein proposent[47]

$$\mathcal{N}_w = 0,3 + \frac{0,62 \mathcal{R}_e^{\frac{1}{2}} \mathcal{P}_r^{\frac{1}{3}}}{\left[1 + \left(\frac{0,4}{\mathcal{P}_r} \right)^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{3}{4}}} \left[1 + \left(\frac{\mathcal{R}_e}{282000} \right)^{\frac{5}{8}} \right]^{\frac{4}{5}}$$

Pour $\mathcal{R}_e \mathcal{P}_r > 0,2$

Propriétés prises à T_f

- Pour un écoulement transversal, Krasnochtchekov et Soukomek proposent[68]:

$$\mathcal{N}_w = 0,44 \mathcal{R}_e^{0,5} \text{ pour } 0 \leq \mathcal{R}_e \leq 1000$$

$$\mathcal{N}_w = 0,22 \mathcal{R}_e^{0,6} \text{ pour } 1000 \leq \mathcal{R}_e \leq 200000$$

COEFFICIENT D'ECHANGE D'UN FIL EN CONVECTION MIXTE

On appelle convection mixte un régime d'échange dans lequel les phénomènes de convection forcée coexistent avec ceux de convection libre.

Le problème devient alors plus complexe car les formules de corrélations sont fonctions des nombres de Grashof (représentatif de la convection naturelle) et de Reynolds (représentatif de la convection forcée).

$$\mathcal{N}_w = f(\mathcal{P}_r, \mathcal{R}_e, \mathcal{G}_r)$$

Pour un cylindre soumis à un écoulement laminaire transversal, Hatton et Al proposent[52], en considérant que la force de fluctuation est égale à un gain d'énergie cinétique donné par

$$\mathcal{R}_e = \sqrt{2\mathcal{G}_r}$$

Pour un écoulement vertical ascendant, le nombre de Reynolds effectif ($\mathcal{R}_{e\text{eff}}$) est déterminé par addition vectorielle de deux forces:

$$\mathcal{R}_{e\text{eff}}^2 = \mathcal{R}_e^2 \left(1 + 3,5 \frac{\mathcal{R}_a^{0,5}}{\mathcal{R}_{e\text{eff}}} + 2,85 \frac{\mathcal{R}_a}{\mathcal{R}_e^2} \right)$$

$$\mathcal{N}_w = (0,384 + 0,581 \mathcal{R}_{e\text{eff}}^{0,15}) \left(\frac{T_f}{T_\infty} \right)^{0,154}$$

- Pour les mêmes conditions, Fand et Kesmani ont proposé[69]

$$\mathcal{N}_w = (0,255 + 0,699 \mathcal{R}_e^{0,15} + 0,00188 \frac{\mathcal{G}_r^{1,5}}{\mathcal{R}_e^2}) \mathcal{P}_r^{0,29}$$

COEFFICIENT D'ECHANGE D'UNE PLAQUE
VERTICALE EN CONVECTION LIBRE

- Churchill et Chu proposent^[47] :

$$\mathcal{N}_{w_L} = 0,68 + 0,670 \mathcal{R}_{a_L}^{\frac{1}{4}} \left[1 + \left(\frac{0,492}{\mathcal{P}_r} \right)^{\frac{9}{16}} \right]^{\frac{4}{9}} \text{ pour } 0 < \mathcal{R}_{a_L} < 10^9$$

$$\mathcal{N}_{w_L} = \left[0,825 + 0,387 \mathcal{R}_{a_L}^{\frac{1}{6}} \left[1 + \left(\frac{0,492}{\mathcal{P}_r} \right)^{\frac{9}{16}} \right]^{\frac{8}{27}} \right]^2 \text{ pour } 10^9 < \mathcal{R}_{a_L}$$

valide pour $0 < \mathcal{P}_r < \infty$

Propriétés à la température du film $T_f = \frac{T_s + T_\infty}{2}$.

β à T_f pour les liquides et à T_∞ pour les gaz.

- Pour une plaque verticale isolée en régime laminaire permanent, Schmidt et Beckmann proposent

$$h_x = 0,636 \frac{\lambda}{\sqrt{v}} \left(\frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty \cdot x} \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$h_L = 0,848 \frac{\lambda}{\sqrt{v}} \left(\frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty \cdot L} \right)^{\frac{1}{4}}$$

- Pour une plaque supposée infiniment mince et de largeur infinie, Greg et Sparrow proposent pour les fluides non métalliques^[67]:

$$\mathcal{N}_{w_h} = 0,55 (\mathcal{G}_{r_h} \mathcal{P}_r)^{\frac{1}{4}}$$

COEFFICIENT D'ECHANGE D'UNE PLAQUE
HORIZONTALE EN CONVECTION LIBRE

- Analyse de Stewartson pour la plaque horizontale de longueur infinie et de largeur finie dans l'air^[67].

$$\mathcal{N}_{w_L} = 0,81(\mathcal{G}_{r_L} \mathcal{P}_r)^{\frac{1}{5}}$$

- Formules de Fischenden et Saunders

$$\mathcal{N}_{w_L} = 0,54(\mathcal{G}_{r_L} \mathcal{P}_r)^{\frac{1}{4}} \text{ pour } 10^5 < \mathcal{G}_{r_L} \mathcal{P}_r < 2.10^7$$

$$\mathcal{N}_{w_L} = 0,14(\mathcal{G}_{r_L} \mathcal{P}_r)^{\frac{1}{3}} \text{ pour } 2.10^7 < \mathcal{G}_{r_L} \mathcal{P}_r < 3.10^{10}$$

- Chapman propose pour une plaque horizontale avec^[47]:

La face chaude en haut :

$$\mathcal{N}_{w_L} = 0,54 \mathcal{R}a_L^{\frac{1}{4}} \text{ pour } 2,6.10^4 < \mathcal{R}a_L < 10^7$$

$$\mathcal{N}_{w_L} = 0,15 \mathcal{R}a_L^{\frac{1}{3}} \text{ pour } 10^7 < \mathcal{R}a_L < 3.10^{10}$$

La face chaude en bas :

$$\mathcal{N}_{w_L} = 0,27 \mathcal{R}a_L^{\frac{1}{4}} \text{ pour } 3.10^5 < \mathcal{R}a_L < 3.10^{10}$$

Propriétés à la température du film $T_f = \frac{T_s + T_\infty}{2}$.

β à T_f pour les liquides et à T_∞ pour les gaz.

**COEFFICIENT D'ECHANGE D'UNE PLAQUE
HORIZONTALE EN CONVECTION FORCEE**

(Dissipations visqueuses négligées)

ECOULEMENT LAMINAIRE

- Chapman propose^[47]:

$$\mathcal{N}u_x = 0,332 \mathcal{P}r^{\frac{1}{3}} \mathcal{R}e_x^{\frac{1}{2}}$$

$$\mathcal{N}u_L = 0,664 \mathcal{P}r^{\frac{1}{3}} \mathcal{R}e_L^{\frac{1}{2}}$$

valide pour $0,6 \leq \mathcal{P}r \leq 50$

$$\mathcal{R}e < \mathcal{R}e_{x,c} \approx 5 \cdot 10^5$$

$$\text{Propriétés à la température du film } T_f = \frac{T_s + T_\infty}{2}.$$

- Churchill and Ozoe proposent^[47]:

$$\mathcal{N}u_x = \frac{0,3387 \mathcal{R}e_x^{\frac{1}{2}} \mathcal{P}r^{\frac{1}{3}}}{\left[1 + \left(\frac{0,0468}{\mathcal{P}r} \right)^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{1}{4}}}$$

$$\mathcal{N}u_L = \frac{0,6774 \mathcal{R}e_L^{\frac{1}{2}} \mathcal{P}r^{\frac{1}{3}}}{\left[1 + \left(\frac{0,0468}{\mathcal{P}r} \right)^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{1}{4}}}$$

Pour $\mathcal{R}e \mathcal{P}r > 100$

$$\text{Propriétés à la température du film } T_f = \frac{T_s + T_\infty}{2}.$$

ÉCOULEMENT TURBULENT

- Analogie de Colburn[47]:

$$\mathcal{N}_{u_x} = 0,0296 \mathcal{R}e_x^{0,8} \mathcal{P}r_x^{\frac{1}{3}} \text{ pour } 5 \cdot 10^5 < \mathcal{R}e_x < 10^7$$

$$\mathcal{N}_{u_x} = 0,185 \mathcal{R}e_x \left(\text{Log}_{10} \mathcal{R}e_x \right)^{-2,584} \mathcal{P}r_x^{\frac{1}{3}} \text{ pour } 10^7 < \mathcal{R}e_x$$

valide pour $0,6 \leq \mathcal{P}r \leq 60$
 $\mathcal{R}e < \mathcal{R}e_{x,c} \approx 5 \cdot 10^5$

Propriétés à la température du film $T_f = \frac{T_s + T_\infty}{2}$.

ÉCOULEMENT MIXTE

- Chapman propose[47]:

$$\mathcal{N}_{u_L} = \left[0,037 \mathcal{R}e_L^{0,8} - 872 \right] \mathcal{P}r^{\frac{1}{3}} \text{ pour } 5 \cdot 10^5 < \mathcal{R}e_L < 10^7$$

$$\mathcal{N}_{u_L} = \left[0,228 \mathcal{R}e_L \left(\text{Log}_{10} \mathcal{R}e_L \right)^{-2,584} - 872 \right] \mathcal{P}r^{\frac{1}{3}} \text{ pour } 10^7 < \mathcal{R}e_L < 10^9$$

valide pour $0,6 \leq \mathcal{P}r \leq 60$
 $\mathcal{R}e_{x,c} = 5 \cdot 10^5$

Propriétés à la température du film $T_f = \frac{T_s + T_\infty}{2}$.

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE

- 1 HANNAY N.B.-" Semiconductors". Reinhold, Publishing Corp New-York, 1959.
- 2 THOMSON W.-" Account of Oresearches in thermo-electricity", Philos. Mag. [5], 8, 62, 1854.
- 3 IOFFE A.F.-" Semiconductors thermoelements and thermoelectric cooling", Infosearch, London 1957.
- 4 IOFFE A.F. et CLEAVER H.-" Physics of semi-conductors", Press Ltd, London, 1960.
- 5 THERY P. et PAUQUET J.-" Propriétés thermoélectriques des systèmes à deux couches conductrices superposées" .J. of Physics E.Sci.Instruments, vol 13, pp 323,327, 1980.
- 6 RAZLOZNIK P. et THERY P.-" Adapting available finite elements heat transfer programs to solve 3D distributed thermoelectric field problems in large plated junctions".FEMCAD 88, Paris, Pergamon Press Editor.
- 7 THERY P., DUTHOIT B. et PAUQUET J.-" Propriétés thermoélectriques des systèmes à deux couches minces superposées, application à la mesure de flux thermiques". Revue de physique appliquée, n°15, pp 741-747.
- 8 LECLERCQ D. et THERY P.-" Three dimensional thermoelectric coupling in bimetallic printed circuit. Application for designing new heat flow sensors". Workshop on heat flow measurement, Budapest, 1986.
- 9 "Chaines métalliques. Phénomènes thermoélectriques", Techniques de l'ingénieur, D 292-9.

- 10 FRÜHLING A.-" Lois générales des régimes stationnaires et quasi-stationnaires", Cours d'électricité, Tome 1, Dunod, Paris 1966.
- 11 FLEURY P. et MATHIEU J.P.-" Electrostatique, Courants Continus, Magnétisme", Eyrolles, 4ème édition, 1967.
- 12 BRUHAT G.-" Cours de physique générale, Electricité", Cinquième édition, Masson & Cie, 1947.
- 13 Encyclopédie Internationale des Sciences et Techniques, Volume 10, p466, Presses de la Cité, 1973.
- 14 KAYE G.W.C. et LABY T.H.-"Tables of Physical and Chemical Constants and some mathematical fonctions", thirteenth edition , Longmans, 1966.
- 15 ESTERMANN E.-" Methods of Experimental Physics, volume 1, Classical methods", Academic Press, New-York and London, 1959.
- 16 " International Critical Tables", vol VI, Mc Graw-Hill, New-York, 1929.
- 17 СРЕКТР et JARJOSTOV-" ФИЗИЧЕСКИИ ЗНЦИКЛОПЕДИЧЕСКИИ СЛОВАРЪ", Tome 5, МОСКВА, 1966.
- 18 Techniques de l'ingénieur, Mesures et Contrôle, Recueil R3.
- 19 JOUGUET M. -"Cours de Physique 2, Electricité", p165, Eyrolles, Paris.
- 20 SURUGUE J.-"Techniques générales du laboratoire de physique", volume 2, deuxième édition, Editions du C.N.R.S., Paris, 1962.
- 21 Hamilton Precisin Metals, Technical data sheets.

- 22 Encyclopedia universalis, tome 22, 1989.
- 23 MAYER R.A.-" Encyclopedia of Physical Science and Technology", Second edition, volume 16, Academic Press Inc, 1992.
- 24 " American Institute of Physics Handbook", Second edition, Mc Graw-Hill
- 25 CHAUDRON G.-" Monographies sur les métaux de haute pureté", tome 1, Masson et Cie, Paris, 1972.
- 26 BERGRAN et SHAEFER-" Lehrbuch der Experimental Physik. Elektrizität und Magnetismus", Band II.7. Auflage, Walter de guymer, Berlin, 1987.
- 27 SMITHELLS J.-" Metals Reference Book", Fourfh edition, Vol 3. Butterworths, London, 1967.
- 28 LECLERCQ D.-" 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 d'Etat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1991.
- 29 ASCH G.-" Les capteurs en instrumentation industrielle", Dunod, 1989.
- 30 LECLERCQ D. et THERY P.-" Utilization of the Peltier effect for measuring a fluid thermal property. Application for designing new sensors". Meas.Sci .Technol.4.,pp 158-163, 1993.
- 31 RAUCOULES F.-" Conception et réalisation d'un débitmètre massique basé sur l'effet Peltier", D.E.A., Université des Sciences et Technologies de Lille, 1993.
- 32 CAMBERLEIN L.-" Capteurs de flux radiatif à réseau planaire distribué de thermopiles en couches minces", Thèse de Doctorat de 3ème, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1997.

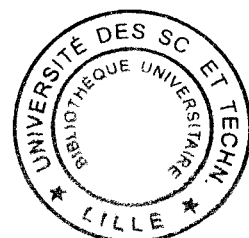
- 33 POLLIAK-DIENER et OBERMEIER-" Proceedings of the fourth International Meeting on Chemical sensors, p406, Tokyo, 1992.
- 34 RAHMOUN M.-" Conception et réalisation d'un dispositif à effet Peltier adapté à la mesure des faibles débits de liquide", Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université des Sciences et Technologies de Lille, avril 1994.
- 35 GÜTHS S.-" Anémomètre à effet Peltier et fluxmètre thermique, conception et réalisation. Application à l'étude de la convection naturelle.". Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université d'Artois, 1994.
- 36 Galvano-Organo-" Special Chimie des procédés", n°665, pp 299-305, 1996.
- 37 LACOURCELLE L.-" Revêtements métalliques par voie électrolytique", Techniques de l'ingénieur, M 1591, 1973.
- 38 DUBERNARD A.-" Mise au point d'un débitmètre à effet Peltier. Résultats expérimentaux. Approche en vue d'une étude de la convection naturelle dans une lame d'air verticale.", D.E.A., Université des Sciences et Technologies de Lille, 1995.
- 39 LASSUE S., GÜTHS S., LECLERCQ D. et DUTHOIT B.-" Contribution to the experimental study of natural convection by heat flux measurement and anemometry using thermoelectric effects".Proceedings of the third World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid and Thermodynamics. Honolulu, 1993.
- 40 LACROIX-" Couples thermoélectriques et mesure de température", Techniques de l'ingénieur, R.2590.

- 41 GAVIOT E.-" Application des méthodes de la théorie du signal à la dissociation des énergie en régime variable", Thèse de Doctorat de 3ème, Université des Sc. et Tech. de Lille Flandres Artois, 1985.
- 42 MACHUT C., GAVIOT E., GODTS P., SAKLI D. et LECLERCQ D.-" A new Peltier sensor for measuring fluids thermal conductivity", I.E.E.E. Transactions spec. issue, Instrument & Measurement Technology, Feb 1997.
- 43 BORY C.-" Echanges thermiques par convection naturelle entre l'air et les fils. Application à un régulateur de tension électrique". E. Blondel la Rougery , Publications Scientifiques et Techniques de la Direction des Industries Aéronautiques, n°189, p33, Paris, 1943.
- 44 HLADIK J.-" Métrologie des propriétés thermophysiques des matériaux", Collection Mesures Physiques, Masson, Paris, 1990.
- 45 TAINE J. et PETIT J.P.-" Transferts thermiques. Mécaniques des fluides anisothermes." . Dunod Université, Paris, 1989.
- 46 De VRIENDT A.B.-" La transmission de la chaleur", Vol.1, tome 1, p 25, edition G.Morin, Québec, 1984.
- 47 CHAPMAN A.J.-"Heat transfer", 4th Edition, Macmillan Publishing Company, New-York, 1984.
- 48 CONDON E.U. et ODISHAW H.-" Handbook of physics", 2nd edition, Mc Graw Hill, New-York, 1984.
- 49 BRUN A., MARTINOT-LAGARDE A. et MATHIEU J.-" Mécanique des fluides 2", Edition Dunod.

- 50 HOLMAN J.P.-" Principles of convection", Ed Mc Graw-Hill, pp 169-197, New-York, 1981.
- 51 HOLMAN J.P.-" Heat transfert". Fifth Edition, Mc Graw-Hill, 1981.
- 52 HATTON A.P., JAMES D.D. et SWIRE H.W.-" Combined forced and natural convection with low-speed air flow over horizontal cylinder", J; Fluid. Mech;, Vol. 42, pp 17-31, 1970.
- 53 CANDEL S.-" Mécaniques des fluides", Edition Dunod.
- 54 EYGLUNENT B.-" Thermique théorique et pratique à l'usage de l'ingénieur"
- 55 BEJAN A.-" Convection heat transfert", Ed J.Wiley & sons, p69, New-York 1984.
- 56 MACHUT C., LASSUE S., GÜTHS S., STACHOWIAK H. et LECLERC D.-" Anémomètre à effet Peltier. Application à la mesure de vitesses moyennes de flux d'air." SFT 96, 1996.
- 57 TIDANI M.-" Caractérisation du couplage thermoélectrique entre deux circuits imprimés bimétalliques. Application à la réalisation de capteurs miniaturisés", D.E.A., Université des Sciences et Technologies de Lille, juillet 1993.
- 58 MACHUT C.-" L'effet Peltier appliqué à la conception et la réalisation d'un nouveau capteur d'humidité par détection du point de rosée", D.E.A., Université des Sciences et Technologies de Lille, 1992.
- 59 PADET J.-" Fluides en écoulement, méthodes et modèles", Masson , Paris, 1991.
- 60 WATTIAU F., GAVIOT E. et THERY P.-" L'effet Peltier appliqué à la conception et la réalisation d'un nouveau capteur de débit massique.", J. Phys. III. France 3, pp 1697-1709, 1993.

- 61 THIERY L.-" Application des microcapteurs thermoélectriques en métrologie opto-thermique et en microscopie photothermique", Thèse de Doctorat de 3ème, Université de Franche Comté, 1994.
- 62 GODTS P., MACHUT C., CAMBERLEIN L. et LECLERCQ D.-" Peltier effect for measurement of fluid thermal property. Application for designing new thermal sensors", *Sensors and materials*, vol.8, n°5, pp 293-301, Myu Tokyo, 1993.
- 63 ESTEVE D., BAILLIEU F. et DELAPIERRE G.-" Integrated silicon based sensors: basic research activities in France". *Sensors and Actuators A*, vol 33, n°1, pp. 1-4, 1992.
- 64 GÜTHS S., LECLERCQ D. et GAVIOT E.-" A new sensor to measure fluids velocities: The Peltier anemometer". *Meas. Sci. Technol.*, 4 158-163, 1997.
- 65 Mc ADAMS W.H.-" Transmission de la chaleur". Deuxième édition, Dunod, Paris 1961.
- 66 PETIT J.P.-" Transfert thermique par convection. Expressions numériques du nombre de Nusselt", *Techniques de l'Ingénieur*, A1541, A1542.
- 67 GIBLIN R.-" Les lois de la convection naturelle". Collection Mémoires de Sciences Physiques, fascicule 70, Gauthier-Villars, 1971.
- 68 KRASNOCHTCHEKOV E. et SOUKOMEL A.-" Problèmes de Transfert de chaleur". Edition Mir, p121, Moscou, 1985.
- 69 FAND R.M. et KESWANI K.K.-" Combined natural and forced convection heat transfer from horizontal cylinder to water", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 16, pp 1175-1191, 1973.

- 70 ROHSENOW W.M. et HARTNETT J.P. -"Handbook of heat transfer", Mc Graw-Hill book Company, New-York, 1973.
- 71 LIDE D.R. -" Handbook of Chemistry and Physics." Chemical Rubber Publishing Company, 71st Ed, 1990.



**CONTRIBUTION TO THE STUDY OF PLATED THERMOCOUPLES.
APPLICATION FOR REALIZING SELF COMPENSATION AGAINST
TEMPERATURE FOR NEW SENSORS.**

Abstract:

This work is devoted to studying thermoelectric circuits allowing to realize measuring instruments. The sensors are constituted by a metering element shaped as a planar or a wired like thermopile. Such sensors, developed in our laboratory, are based on a constantan-copper thermoelectric couple. They show off an output voltage dependent on the surrounding fluid temperature. A study about numerous bimetallic couples allows us to realize a self compensation against temperature, owing to an apt utilization of Iron and Nickel. To value this thermoelectric couple, a specific calibrating setup and a versatile signal conditioner have been developed. Beside featuring various functions, the conditioner was instrumented to developing a new method based on response time measurements. An exhaustive study regarding numerous thermoelectric couples together with thin foil technology considerations allow us to cast a new look about the realization of microsensors and their applications.

Keywords:

Thermoelectricity, Peltier effect, Heat transfer, Sensors, Anemometer.