



**HAL**  
open science

# Développement d'une métrologie thermique des contacts glissants en freinage

Jean Thevenet

► **To cite this version:**

Jean Thevenet. Développement d'une métrologie thermique des contacts glissants en freinage. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2009. Français. NNT : 2009VALE0016 . tel-03025926

**HAL Id: tel-03025926**

**<https://uphf.hal.science/tel-03025926v1>**

Submitted on 26 Nov 2020

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° ordre 09 12

Année 2009

ED 072 – UNIV LILLE NORD DE FRANCE  
ECOLE DOCTORALE REGIONALE SCIENCES POUR L'INGENIEUR

**THESE**

présentée en vue de l'obtention du titre de

**DOCTEUR**

de l'**UNIVERSITE DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT CAMBRESIS**

Spécialité : **Mécanique et Energétique**

par

**JEAN THEVENET**

Ingénieur ENSIAME

---

**DEVELOPPEMENT D'UNE METROLOGIE THERMIQUE DES  
CONTACTS GLISSANTS EN FREINAGE**

---

Soutenue le 10 juillet 2009

devant la commission d'examen

Prof S.Matteï	Université de Bourgogne	Rapporteur
Prof N.Laraqi	Université de Paris X	Rapporteur
Prof. M.Lachi	Université de Reims	Rapporteur
Prof. B.Desmet	Université de Valenciennes	Directeur de thèse
Mcf. M.Siroux (HDR)	Université de Valenciennes	Codirecteur de thèse

# Remerciements

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Mécanique et Energétique de l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis.

Mes remerciements vont tout d'abord à Monsieur Bernard DESMET, professeur à l'ENSIAME, et Madame Monica SIROUX, maître de conférences à l'ISTV, pour avoir dirigé cette thèse et m'avoir fait confiance. Je les remercie pour leurs expériences, leurs remarques et leurs rigueurs scientifiques tout au long de ces trois années.

Je tiens également à remercier Messieurs Najib LARAQI et Mohammed LACHI, professeurs respectivement à l'Université de PARIS X NANTERRE et l'Université de REIMS, pour avoir été rapporteurs de cette thèse et m'avoir apporté leurs remarques pertinentes.

Madame Simone MATTEI, professeur à l'Université de BOURGOGNE, m'a fait l'honneur d'examiner cette thèse et de présider le jury de soutenance. Qu'elle trouve ici l'expression de ma grande reconnaissance.

Je tiens à adresser mes remerciements à Messieurs Jean-Michel DAILLET, André DUBUS, Pierre DUEZ et Marc LIPPERT pour leur aide technique et leur sens pratique qui m'ont été très profitables tout au long de ma thèse.

J'ai eu un grand plaisir à travailler au sein du LME ainsi qu'avec les équipes du LML, du LAMIH et du C3T. Je voudrais ici remercier l'ensemble des personnes que j'ai côtoyé tout au long de ma thèse.

D'un point de vue plus personnel je voudrais remercier mes parents qui m'ont soutenu pendant toutes ces longues années d'étude.

Enfin je remercie ma femme Angéline qui m'a soutenue pendant ces trois années. Merci pour sa compréhension et sa patience particulièrement dans les dernières semaines.

<b>Introduction</b>	<b>10</b>
<b>I Contexte et problématique de l'étude</b>	<b>12</b>
I.1 Contexte	12
I.2 Présentation du freinage à friction	13
<i>I.2.1 Composition d'un système de freinage</i>	13
<i>I.2.2 Types de freinage</i>	13
<i>I.2.3 Tribologie et freinage, comportement thermique au niveau du contact</i>	14
I.3 Modélisation du contact	16
<i>I.3.1 Théorie des sources de chaleur mobiles [2]</i>	16
<i>I.3.2 Modèle de la longueur équivalente de conduction</i>	17
<i>I.3.3 Phénomènes de constriction thermique (contacts imparfaits)</i>	19
<i>I.3.4 Problème inverse de conduction de la chaleur</i>	21
<i>I.3.5 Modélisation tridimensionnelle</i>	24
I.4 Conclusion	26
<b>II Etude bibliographique des techniques de mesure de la température</b>	<b>28</b>
II.1 Introduction	28
II.2 Techniques métallurgiques	28
II.3 Mesures par contact ou dans la matière	29
II.4 Mesures de température sans contact	31
<i>II.4.1 Rappels sur le rayonnement thermique</i>	32
a) Grandeurs relatives au rayonnement thermique	32
b) Le rayonnement du corps noir	33
c) Le corps réel	34
d) Caractéristiques de la surface	35

II.4.2	<i>Techniques de mesure</i>	37
II.5	Conclusion	40
<b>III</b>	<b>Réponse dynamique et résolution spatiale des capteurs de température</b>	<b>42</b>
III.1	Notion de métrologie	42
III.2	Position du problème	43
III.3	Temps de réponse des capteurs de contact	45
III.4	Temps de réponse et résolution spatiale de capteurs sans contact	57
III.4.1	<i>Introduction</i>	57
III.4.2	<i>Dispositif expérimental</i>	58
III.4.3	<i>Détermination de la résolution spatiale du pyromètre</i>	59
III.4.4	<i>Caractérisation du temps de réponse du pyromètre</i>	62
III.4.5	<i>Vérification de l'influence des paramètres du détecteur sur la mesure</i>	64
III.4.6	<i>Détermination du signal à l'entrée du pyromètre</i>	66
a)	étude du bruit	69
b)	Débruitage et reconstitution du signal $E(t)$	71
c)	Comparatif et conclusion	79
III.5	Conclusion	81
<b>IV</b>	<b>Conception et caractérisation du pyromètre bichromatique</b>	<b>83</b>
IV.1	Introduction	83
IV.2	Principe de la pyrométrie bichromatique	83
IV.3	Choix du matériel	86
IV.3.1	<i>Les fibres optiques</i>	86
IV.3.2	<i>Les détecteurs infrarouges photoélectriques</i>	87
IV.3.3	<i>Les filtres optiques</i>	89

IV.3.4 Description du pyromètre rapide à fibre optique	89
IV.4 Procédure d'étalonnage	94
IV.5 Etude du bruit des détecteurs	99
IV.6 Influence du flux réfléchi sur les mesures	99
IV.7 Influence de la largeur de filtre	101
IV.8 Analyse des incertitudes	102
IV.9 Validation expérimentale	108
IV.10 Conclusion	109
<b>V Mesure de température sur bancs d'essais</b>	<b>110</b>
V.1 Mesure sur un banc de freinage	110
V.1.1 Description du banc de freinage	110
V.1.2 Description des essais	112
V.1.3 Résultats	113
a) Freinage de maintien	113
b) Freinage de ralentissement (ou d'arrêt)	115
c) Mesures d'émissivité après les essais de freinage	117
V.2 Mesure sur un tribomètre de freinage	118
V.2.1 Description du tribomètre	118
V.2.2 Description des essais	120
V.2.3 Résultats	121
V.3 Conclusion	125
<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>126</b>
<b>References bibliographiques</b>	<b>131</b>
<b>Annexe A : Rappels sur la thermométrie optique</b>	<b>136</b>

<b>Annexe B : Identification de paramètres par minimisation</b>	<b>144</b>
<b>Annexe D : Détermination des incertitudes</b>	<b>148</b>

## Nomenclature

$a_i$	diffusivité thermique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$A_C$	aire de contact	$\text{m}^2$
$A_f$	aire de frottement (disque)	$\text{m}^2$
$A_r$	aire réelle de contact	$\text{m}^2$
$A_i^*$	aire d'échange thermique	$\text{m}^2$
$A_\lambda$	Constante d'amplification	$\text{V}.\text{W}^{-1}.\text{m}^3.\text{sr}$
$B_i$	nombre de Biot	$B_i = \frac{h_i V}{k_i S_i}$
$b_i$	effusivité thermique	$\text{J}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-1/2}$
$b$	fonction bruit d'un système	
$c_i$	capacité thermique massique	$\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$c$	vitesse de la lumière dans le vide	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
$C_1$	1 <sup>ère</sup> constante du rayonnement	$\text{W}.\text{m}^2.\text{sr}^{-1}$
$C_2$	2 <sup>ème</sup> constante du rayonnement	$\text{m}.\text{K}$
$C$	signal de sortie bruité d'un système	
$C_{freinage}$	couple de freinage	$\text{N}.\text{m}$
$d$	diamètre du spot	$\text{m}$
$D$	diamètre thermocouple	$\text{m}$
$D^*$	défectivité spectrale	$\text{cm}.\text{Hz}^{1/2}.\text{W}^{-1}$
$e$	épaisseur	$\text{m}$
$E$	signal d'entrée d'un système	
$E^*$	signal d'entrée bruité d'un système	
$E_p$	énergie d'un photon	$\text{J}$
$F_0$	nombre de Fourier	$F_0 = \frac{a_i \Delta t}{\Delta x^2}$
$F_N$	charge normale appliquée	$\text{N}$
$f$	fréquence	$\text{Hz}$
$G$	grandeur relative au rayonnement	
$G_\lambda$	grandeur monochromatique	
$h$	constante de Planck	$\text{J}.\text{s}$
$H$	fonction de transfert d'un système	

$h_i$	coefficient d'échange convectif	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$I$	niveau thermique	
$k_i$	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$K$	coefficient d'incertitude	
$K_{CR}$	coefficient d'erreur de l'hypothèse de corps gris	
$l$	longueur	m
$L$	luminance totale	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
$L_\lambda$	luminance monochromatique	$W.m^{-3}.sr^{-1}$
$L_{Ci}$	longueur équivalente de conduction	m
$M$	émittance totale	$W.m^{-2}$
$M_\lambda$	émittance monochromatique	$W.m^{-3}$
$Nu$	nombre de Nusselt	$Nu = \frac{h_i D}{k_{eau}}$
$p$	variable de Laplace	
$p_{freinage}$	pression de freinage	bar
$r$	rayon	m
$R$	rayon de contact	m
$R_i$	rayon du disque	m
$R_c$	résistance thermique de constriction	$K.W^{-1}$
$R_e$	nombre de Reynolds	$R_e = \frac{V_d D}{V_{eau}}$
$R_p$	résistance thermique dans le pion	$K.W^{-1}$
$R_D$	résistance thermique dans le disque	$K.W^{-1}$
$R_\phi$	rapport entre flux réfléchi et flux émis	
$S$	signal de sortie d'un système	
$S_i$	surface	$m^2$
$S_\lambda$	signal délivré par un détecteur	V
$t$	temps	s
$t_{Ri}$	temps de revenu de l'acier	
$T$	température	K
$T_0$	température ambiante	K
$T_g$	température garniture	K

$T_S$	température superficielle	K
$T_f$	température éclair	K
$T_{Ri}$	température de revenu de l'acier	K
$V$	volume	$m^3$
$V_d$	vitesse de descente des thermocouples	$m.s^{-1}$
$V_g$	vitesse de glissement	$m.s^{-1}$
$x$	variable de position	m
$y$	variable de position	m

## Symboles grecs :

$\alpha$	coefficient de partage de flux	
$\alpha_\lambda$	absorptivité monochromatique	
$\beta$	coefficient d'équivalence temps, température de revenu de l'acier	
$\gamma$	angle	rad
$\delta$	profondeur de pénétration	m
$\varepsilon_\lambda$	émissivité monochromatique	
$\varepsilon$	émissivité totale	
$\lambda_i$	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$\lambda$	longueur d'onde	$\mu m$
$\theta$	température adimensionnée	
$\varphi$	densité de flux	$W.m^{-2}$
$\phi$	flux	W
$\Phi$	fonction de répartition	
$\mu$	coefficient de frottement	
$\rho_i$	masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\rho_\lambda$	réflectivité monochromatique	
$\zeta$	teneur en carbone de l'acier	%
$\sigma$	constante de Stefan-Boltzman	$W.m^{-2}.K^{-4}$
$\sigma^2$	variance	
$\sigma_\lambda$	signal relatif	V
$\tau$	constante de temps	s

$\tau_\lambda$	transmittivité monochromatique	
$\nu$	viscosité cinématique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$\nu$	fréquence d'un photon	Hz
$\omega$	pulsation	$\text{rad}.\text{s}^{-1}$
$\Omega$	vitesse de rotation	$\text{tr}.\text{min}^{-1}$

## Indices et autres signes

$\lambda_1$	détecteur 1 du pyromètre bichromatique
$\lambda_2$	détecteur 2 du pyromètre bichromatique
$\lambda_1/\lambda_2$	pyromètre bichromatique
<i>bichro</i>	pyromètre bichromatique IMPAC
<i>Disque</i>	disque de frein
<i>env</i>	environnement
<i>Pyro</i>	pyromètre monochromatique IMPAC
<i>réf</i>	signal de l'ambiance
$\wedge$	grandeur hémisphérique
$\prime$	grandeur directionnel

## Introduction

Le dispositif de freinage est un élément essentiel de sécurité pour tout type de véhicule terrestre. Le système de freinage le plus simple et le plus couramment utilisé est le freinage à friction. Une pièce fixe vient s'appuyer sur une pièce mobile reliée à la roue. L'énergie cinétique du véhicule ou son énergie potentielle de situation suivant le type de freinage est ainsi transformée en énergie calorifique au niveau du contact glissant.

En fonction des conditions de freinage (freinage d'urgence, freinage de ralentissement ou de maintien), l'énergie ainsi générée, à l'origine de gradients thermiques importants et par conséquent de contraintes mécaniques, va entraîner des déformations, des fissurations et autres dégradations au niveau des différents éléments du dispositif de freinage. L'ensemble de ces phénomènes va également avoir pour conséquence une réduction notable des capacités du dispositif.

De nombreux modèles ont été développés afin de prévoir ces différents phénomènes. La validation de ces modèles est dépendante d'une mesure fiable de la température des différents éléments fixes ou mobiles.

L'objectif de cette thèse est de mettre en évidence les problèmes liés à la mesure de température dans un contact glissant patin-disque afin de développer une métrologie spécifique adaptée.

Le **chapitre 1** introduit le sujet et le contexte de l'étude. Le freinage à friction est présenté en détail (composition d'un système de freinage, déroulement d'un freinage, comportement thermique du couple patin/disque). Une présentation des différentes méthodes de modélisation du contact frottant est effectuée afin de montrer l'importance des mesures de températures dans cette configuration.

Le **chapitre 2** est une étude bibliographique des différentes techniques de mesure de la température utilisées pour l'étude du contact patin-disque en situation de freinage. A partir des travaux précédemment menés sur la mesure de température, on peut ainsi définir les stratégies à développer pour améliorer la qualité des observations.

Le **chapitre 3** traite de la problématique liée à la mesure des températures rapidement variables sur des surfaces mobiles. Du fait des limitations des capteurs (temps de réponse, résolution spatiale) les phénomènes mesurés sont « déformés » par rapport aux phénomènes réels. Une méthode permettant de retrouver les signaux réels à partir des signaux mesurés en utilisant la fonction de transfert du capteur est proposée dans ce chapitre.

Le **chapitre 4** concerne la conception et la mise au point d'un pyromètre rapide bichromatique à fibre optique. Les différents éléments ont été choisis selon le cahier des charges établi à partir des chapitres précédents. La mesure de température avec ce nouveau pyromètre est validée par une mesure simultanée avec un pyromètre bichromatique, commercialisé par la société IMPAC, sur une cible à température connue.

Le **chapitre 5** traite d'essais de freinage réalisés sur le banc de freinage du Centre Technologique en Transports Terrestres (Valenciennes) et sur le tribomètre de freinage du Laboratoire de Mécanique de Lille. Des mesures de température et d'émissivité ont été réalisées sur un disque de frein pour différents types de freinage permettant de mettre en évidence la variation d'émissivité au cours du temps. Les essais réalisés à Lille ont également permis de mettre en évidence un lien entre les phénomènes thermiques et les phénomènes tribologiques.

# **I Contexte et problématique de l'étude**

## **I.1 Contexte**

Depuis plus de dix ans, les laboratoires associés au sein du Pôle Frein (le Laboratoire de Mécanique de Lille LML-UMR 8107, le Laboratoire de Mécanique et Energétique de Valenciennes LME-EA 2447 et le Laboratoire d'Automatique, de Mécanique et d'Informatiques Industrielles et Humaines LAMIH-UMR 8530) ont développé de façon coordonnée et pluridisciplinaire des recherches dans le domaine du freinage à friction répondant le plus souvent à une demande industrielle ou d'exploitants de réseau. Ces actions, initiées dans le cadre du Pôle Frein et du programme CPER Sciences et Technologies pour la sécurité des Transports, trouvent actuellement leur prolongement dans le Campus International sur la Sécurité et l'Intermodalité des Transports CISIT. Les sollicitations thermiques, en particulier aux fréquences les plus élevées, doivent être analysées pour mieux comprendre le comportement tribologique et dynamique du couple de friction ainsi que le mécanisme d'endommagement de fatigue thermomécanique. Une métrologie thermique adaptée doit permettre cette analyse.

La résolution du problème global du freinage nécessite des recherches fondamentales pour :

- comprendre les phénomènes transitoires très locaux à l'interface du couple de matériaux,
- identifier les couplages entre physico-chimie, matériaux, thermique et mécanique dans le contact, c'est à dire dans un domaine de très faibles échelles d'espace et de temps.

Les phénomènes thermiques locaux, sur la surface de friction et dans son voisinage immédiat, constituent des sollicitations instationnaires dont les échelles de temps sont multiples :

- celle de la durée de la phase de freinage et du refroidissement qui lui succède,
- celle de la fréquence de passage sur le disque ou tambour qui sont à l'origine de gradients de températures élevés au contact des surfaces frottantes.

## I.2 Présentation du freinage à friction

### *I.2.1 Composition d'un système de freinage*

Un dispositif de freinage possède deux organes principaux : une partie mobile (disque de frein, roue ...) et une partie fixe (sabot, patin ...). La figure I.1 représente un exemple de système de frein utilisé dans le domaine ferroviaire.

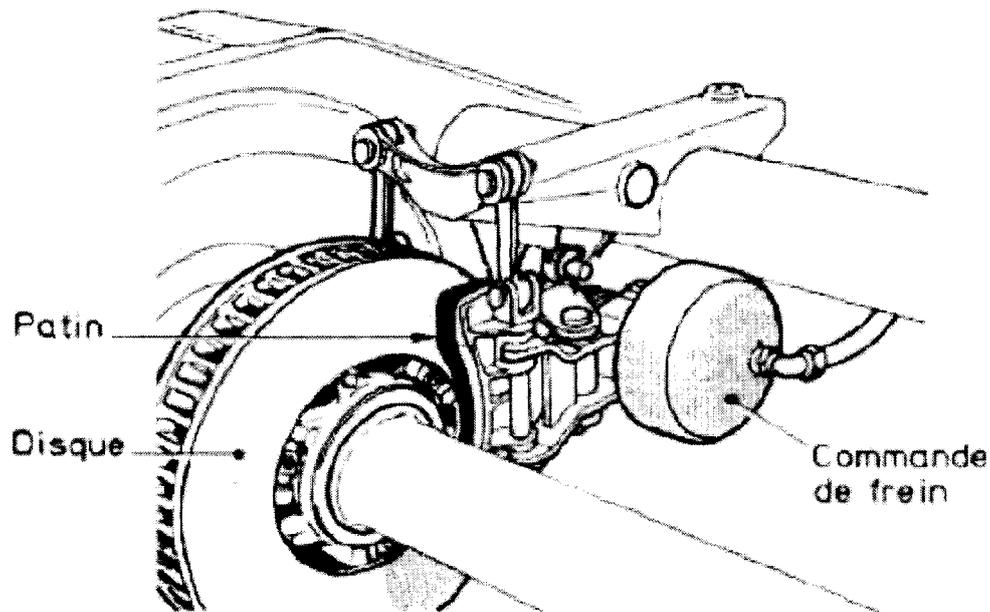


Figure I.1 : Frein à disque pour équipements ferroviaires [1]

Différents types de matériaux sont utilisés pour concevoir les systèmes de freinage à friction en fonction des conditions d'utilisation.

### *I.2.2 Types de freinage*

A l'aide de la commande de frein, les étriers plaquent la pièce fixe sur la pièce mobile. Cette action va permettre de réduire ou maintenir la vitesse du véhicule en dissipant son énergie cinétique ou son énergie potentielle de situation sous d'autres formes. En fonction des conditions d'utilisation, on peut dégager deux catégories de freinage : le freinage de maintien (on cherche à conserver une vitesse du véhicule constante, par exemple le cas d'un train dans une descente) et le freinage de décélération ou d'arrêt (on veut réduire la vitesse du véhicule ou le stopper). Lors d'un freinage d'urgence les contraintes exercées au niveau du contact sont

extrêmes : par exemple pour un TGV en condition d'urgence, le train doit passer de 300 à 0 km.h<sup>-1</sup> sur une distance de 3500m en 80 secondes, les freins doivent alors dissiper environ 300 kW, localement les disques peuvent atteindre 1100°C. Lors d'un freinage de maintien, les sollicitations sont moins importantes mais sur une durée plus longue (plusieurs dizaines de minutes), ce type de contact va entraîner d'autres phénomènes (fatigue, usure localisée...).

### 1.2.3 Tribologie et freinage, comportement thermique au niveau du contact

Le freinage à friction consiste donc à faire frotter l'un contre l'autre deux éléments afin de dissiper l'énergie mécanique du véhicule.

De manière générale, le frottement de deux matériaux peut se traduire par plusieurs modes de dissipation d'énergie. On peut en recenser six principaux [2] :

- mécanismes de déformation (plastification, fluage épidermique ...),
- mécanismes de rupture (fissurations des massifs, détachement des particules, usure ...),
- phénomènes physico-chimiques (oxydation, adhésion, diffusion, changement de phase ...),
- phénomènes acoustiques (bruits, vibrations ...),
- phénomènes lumineux (photoémissions, étincelles ...),
- chaleur.

Essentiellement, on peut estimer que la puissance mécanique transmise au contact est dissipée sous forme de chaleur au niveau de l'interface de frottement. A ce titre, un dispositif de freinage est un convertisseur d'énergie mécanique (énergie cinétique ou énergie potentielle de situation) en énergie calorifique.

La chaleur produite au niveau du contact est la conséquence du cisaillement rapide des extrémités des aspérités (jonctions) de l'aire réelle de contact [2]. Ces phénomènes sont brefs et très localisés. On parle dans ce cas de température éclair ou « *flash temperature* » en anglais [3]. La chaleur ainsi créée localement est ensuite transmise par conduction sur l'aire géométrique. On parle alors de température (moyenne) de contact.

L'augmentation de température dans le contact peut entraîner des modifications dans la structure superficielle et les propriétés des matériaux ainsi que des variations dans les caractéristiques et le comportement rhéologique des éléments interfaciaux (couches superficielles, films dynamiques). Le patin de frein (ou le sabot) et le disque (ou la roue) perdent de la matière, par frottement et usure, formant un lit de poudre et des plaques planes portantes, le tout composant un corps interstitiel appelé troisième corps [4] où se focalisent de

fortes contraintes mécaniques et les échauffements. Il participe ainsi aux chargements en contraintes et en températures sur le disque et le patin, et est par conséquent un acteur de l'endommagement du dispositif de freinage (Figure I.2). Différents phénomènes thermiques sur les disques ont été mis en évidence, notamment l'apparition de bandes chaudes et de points chauds (Figure I.3) qui localisent le contact mécanique et thermique, et dont les gradients thermiques endommagent rapidement le disque [5].

Une évaluation correcte des températures en surface du disque est donc nécessaire pour prévoir ces différents phénomènes et ainsi maintenir des conditions optimales de freinage.

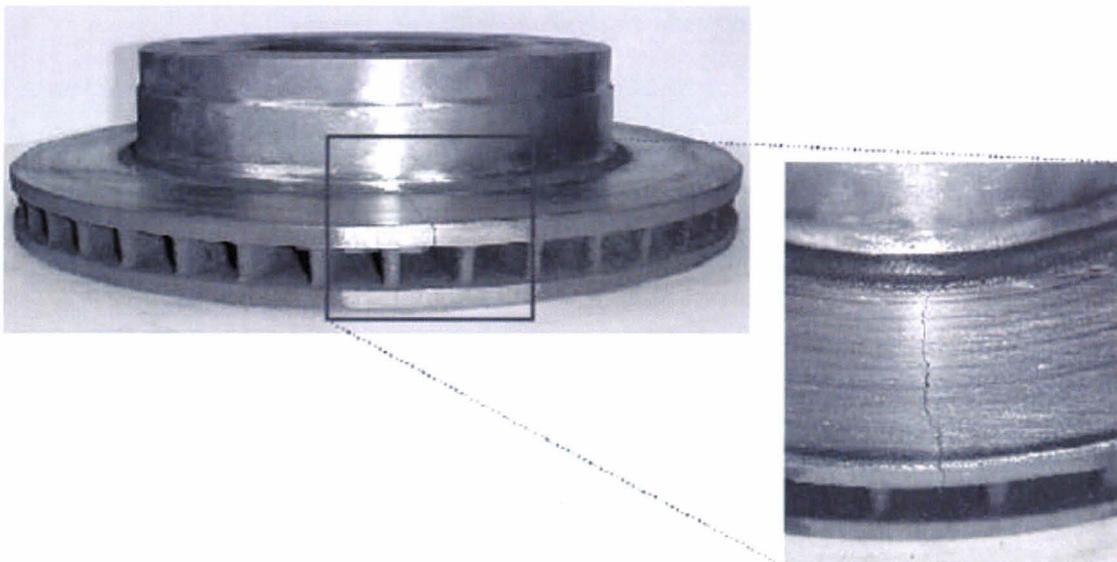
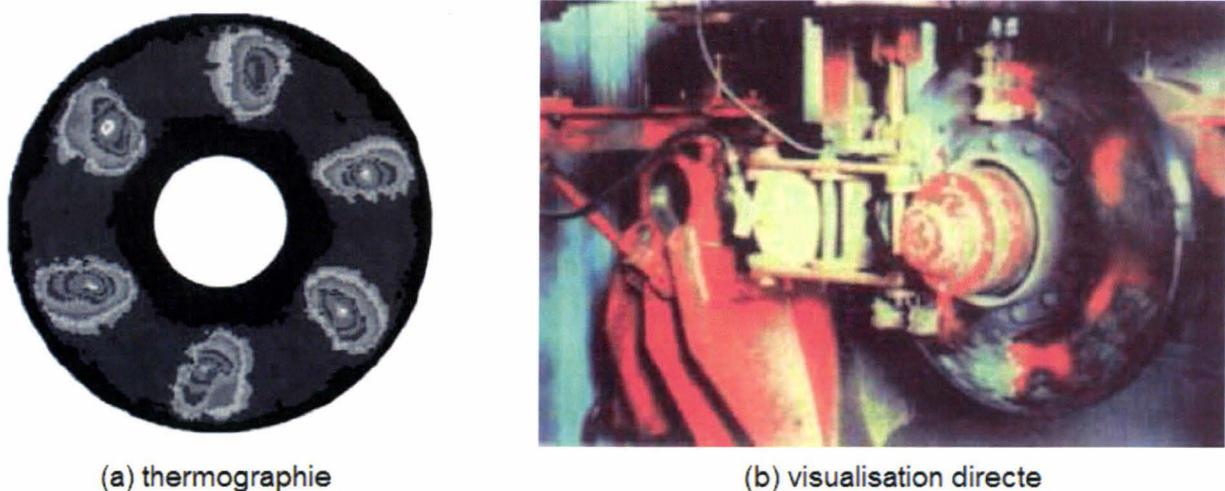


Figure I.2 : Photographie de disque automobile fissuré [6]



(a) thermographie

(b) visualisation directe

Figure I.3 : Apparition de points chauds sur un disque de frein [5, 7]

### I.3 Modélisation du contact

Plusieurs types de modèles ont été développés afin d'évaluer les phénomènes thermiques apparaissant à l'interface patin-disque. Ces modèles sont caractérisés par leur géométrie (unidimensionnelle ou multidimensionnelle), la nature du contact (parfait ou imparfait), la méthode de résolution (analytique ou numérique), la zone considérée (contact ou élément) et le régime (transitoire ou établi). Nous allons présenter ici différents modèles pouvant être appliqués à l'étude du contact.

#### *I.3.1 Théorie des sources de chaleur mobiles [2]*

Les premiers modèles développés pour l'étude des transferts thermiques d'une configuration pion-disque consistaient en une modélisation unidimensionnelle d'un contact parfait en régime permanent.

Le disque de frein et sa garniture sont assimilés à deux solides semi-infinis en contact parfait. La puissance dissipée dans le contact se partage en deux termes :

$$\phi = A_C \varphi_1 + A_f \varphi_2 \quad (\text{I.1})$$

Les densités de flux  $\phi_1$  et  $\phi_2$  entrant respectivement dans la garniture (1) sur l'aire de contact  $A_C$  et dans le disque (2) sur la surface de la piste de frottement  $A_f$  se calculent à partir des formules suivantes :

$$\varphi_1 = \alpha \frac{\phi}{A_C} \quad \text{et} \quad \varphi_2 = (1 - \alpha) \frac{\phi}{A_f} \quad (\text{I.2})$$

où  $\alpha$  est le coefficient de partage de flux.

Le coefficient de partage permet de définir comment la chaleur générée dans le contact se répartit entre les deux solides. Selon les modèles, le coefficient de partage dépend des propriétés thermiques des matériaux mais peut aussi être obtenu de manière empirique selon les conditions de fonctionnement du mécanisme. Ainsi dans le cas de deux solides semi-infinis en contact, ayant des surfaces de frottement différentes, Carslaw et Jaeger [8] ont défini le coefficient de partage en fonction des surfaces et des effusivités thermiques des solides en contact :

$$\alpha = \frac{A_C b_1}{A_C b_1 + A_f b_2} \quad (\text{I.3})$$

Les conditions aux limites en termes de flux sont telles que

$$\varphi_i(\infty, t) = 0 \quad \text{et} \quad \varphi_i(x, 0) = 0 \quad (I.4)$$

La répartition du flux de chaleur dans les 2 éléments est de la forme :

$$\varphi_i(x, t) = \varphi_i(0, t) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a_i t}}\right) \quad (I.5)$$

Les conditions aux limites de températures sont les suivantes :

$$T_i(\infty, t) = T_0 \quad \text{et} \quad T_i(x, 0) = T_0 \quad (I.6)$$

Par intégration de l'équation de Fourier et en posant  $\varphi_i(0, t) = \phi_i$ , la répartition des températures dans les deux solides est décrite par :

$$T_i(x, t) = T_0 + \frac{2\phi_i \sqrt{a_i t}}{k_i} \operatorname{ierfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a_i t}}\right) \quad (I.7)$$

La température de surface est alors :

$$T_s(0, t) = T_0 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{2\alpha\phi}{A_c b_1} \sqrt{t} \right) \quad (I.8)$$

Le modèle peut être ajusté expérimentalement en remarquant que la température de surface peut se déduire d'une température à une distance  $x$  à l'intérieur du contact (en particulier de la garniture) et à un temps  $t$  par l'expression :

$$T_s(0, t) = T_0 + \frac{T_i(x, t) - T_0}{\sqrt{\pi} \operatorname{ierfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a_i t}}\right)} \quad (I.9)$$

### 1.3.2 Modèle de la longueur équivalente de conduction

La configuration pion-disque s'adapte également à la notion de longueur équivalente de conduction définie comme la distance de conduction correspondant à un problème linéaire équivalent. Cette hypothèse permet de simplifier le problème théorique réel tridimensionnel en un problème théorique unidimensionnel tout en permettant d'introduire des éléments de l'environnement direct des échantillons. La complexité de la modélisation consiste à donner une expression théorique des longueurs équivalentes de conduction tout en décrivant l'équilibre thermique de la configuration réelle.

Considérons un contact parfait et un flux thermique uniforme en régime établi, la densité de flux dissipée par conduction s'exprime :

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = \frac{\mu F_N V}{A_C} \quad (I.10)$$

Avec

$$\varphi_1 = \frac{k_1}{L_{C1}}(T_S - T_0) \quad \text{et} \quad \varphi_2 = \frac{k_2}{L_{C2}}(T_S - T_0) \quad (I.11)$$

La température de surface s'exprime donc :

$$T_S = T_0 + \frac{\mu F_N V}{A_C} \left[ \frac{k_1}{L_{C1}} + \frac{k_2}{L_{C2}} \right]^{-1} \quad (I.12)$$

Les termes  $L_{C1}$  et  $L_{C2}$  correspondent aux longueurs équivalentes de conduction du pion (1) et du disque (2). L'expression de ces longueurs peut s'établir en utilisant une analogie électrique (Figure I.4) :

- le flux de chaleur est assimilé à un courant électrique,
- les écarts de température sont assimilés à des différences de potentiel,
- les résistances thermiques correspondent à des résistances électriques.

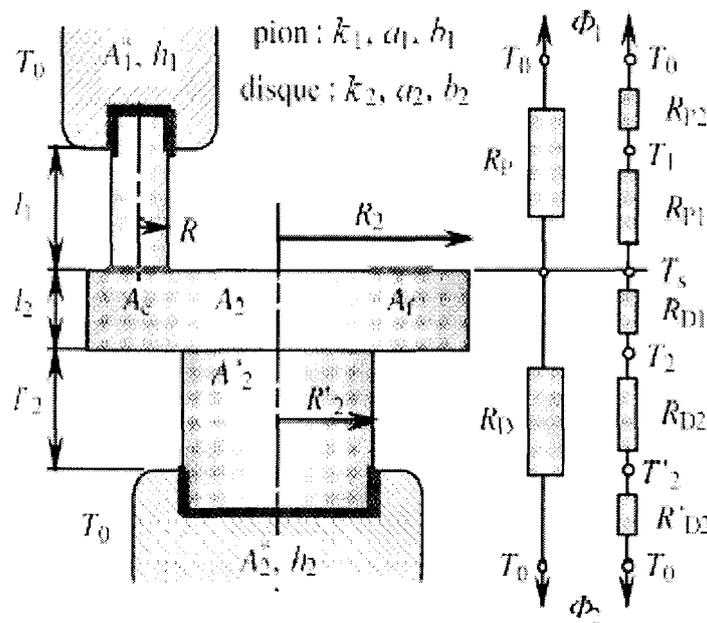


Figure I.4 : Schéma résistif permettant la modélisation d'une configuration pion-disque

Cette modélisation permet surtout de tracer des cartes de températures représentant des réseaux isothermes pour les températures de surface  $T_S$  et les températures éclair  $T_f$  en fonction des paramètres de pression et de vitesse adimensionnés pour un couple de matériaux et des conditions expérimentales données.

Plusieurs développements de cette approche ont été réalisés. Ils diffèrent sur de nombreux points de détails comme la géométrie des échantillons, les régimes de diffusion de

la chaleur ainsi que sur le rôle de la vitesse sur le coefficient de frottement et la durée de contact des aspérités [9].

### 1.3.3 Phénomènes de constriction thermique (contacts imparfaits)

Les deux premiers types de modélisation analytique du contact en situation de freinage sont basés sur l'hypothèse de contact parfait entre les deux solides. Or les surfaces en contact sont irrégulières (Figure I.5). Il se produit ainsi un phénomène de constriction des lignes de flux qui se traduit par un saut de température entre les deux solides en contact. Cette discontinuité a été traduite par un paramètre macroscopique dit résistance thermique de contact  $R_C$  incluant les résistances thermiques de constriction des deux solides et la résistance thermique du milieu interstitiel [10].

$$T_{S2} - T_{S1} = R_C \phi \quad (I.13)$$

Les températures  $T_{S1}$  et  $T_{S2}$  sont des températures extrapolées au niveau du contact, à partir des champs thermiques mesurés dans les solides.

En contact glissant, la détermination des résistances de constriction a fait l'objet de calculs théoriques spécifiques appliqués à de multiples configurations de contact.

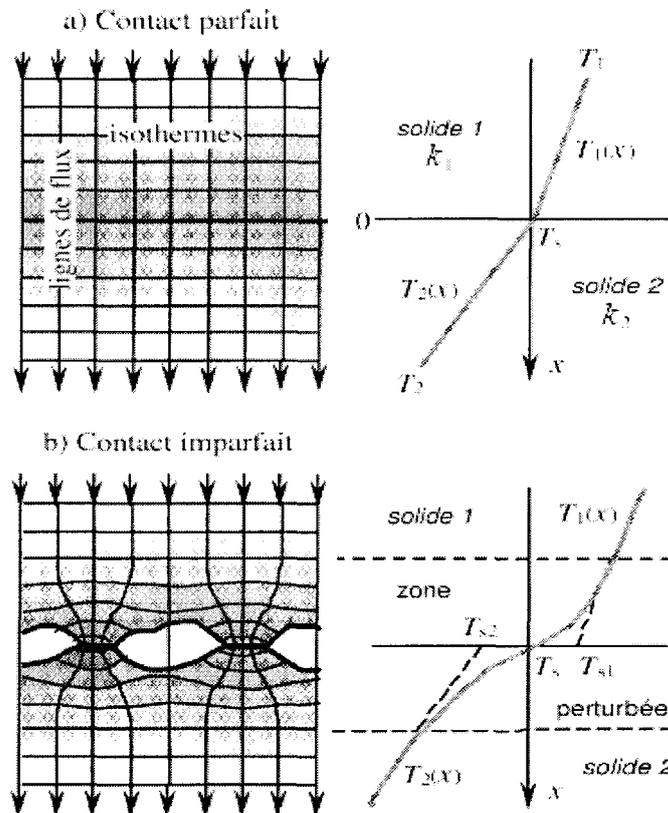


Figure I.5 : Modélisation des transferts thermiques entre deux solides en contact statique [2]

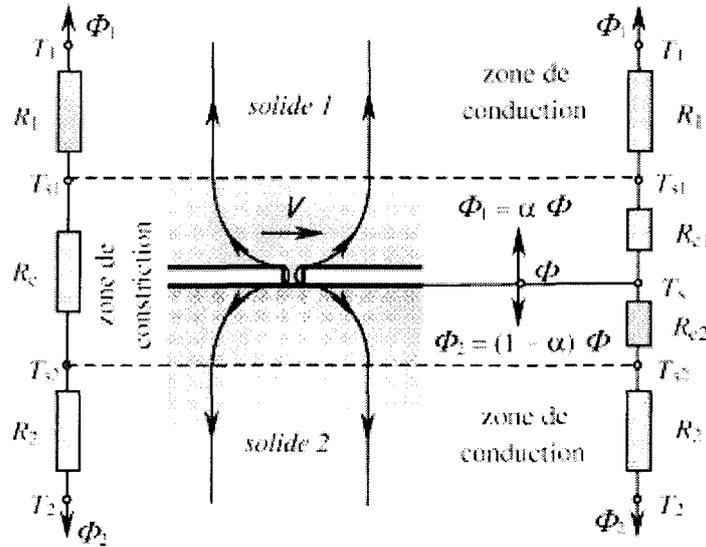


Figure I.6 : Schéma résistif d'un contact glissant imparfait [2]

Le schéma analogique permet d'écrire les relations suivantes (figure I.6) :

$$T_S - T_{S1} = R_{C1} \phi_1 \quad \text{et} \quad T_S - T_{S2} = R_{C2} \phi_2 \quad (\text{I.14})$$

Par élimination de la température à l'interface théorique de contact  $T_S$  et sachant que  $\phi = \phi_1 + \phi_2$ , on obtient les équations de couplage :

$$\phi_1 = \alpha \phi + \frac{T_{S2} - T_{S1}}{R_{Cg}} \quad (\text{I.15})$$

$$\phi_2 = (1 - \alpha) \phi + \frac{T_{S1} - T_{S2}}{R_{Cg}} \quad (\text{I.16})$$

Avec

$$\alpha = \frac{R_{C2}}{R_{Cg}} \quad \text{et} \quad R_{Cg} = R_{C1} + R_{C2} \quad (\text{I.17})$$

Les températures extrapolées  $T_{S1}$  et  $T_{S2}$  étant connues ainsi que deux températures  $T_1$  et  $T_2$  à des distances  $d_1$  et  $d_2$  de la surface de contact, on est alors capable de déterminer les deux paramètres  $R_{Cg}$  et  $\alpha$ .

Différentes modélisations d'aspérité unique ou d'aspérités multiples [11] de distribution périodique ont également été proposées : ils montrent que, quand la vitesse et la taille relative du contact augmentent, la constriction diminue et le contact réel tend vers le contact parfait.

## 1.3.4 Problème inverse de conduction de la chaleur

Les différentes méthodes présentées précédemment sont des méthodes analytiques ou analogiques basées sur une résolution du problème direct. Les méthodes inverses sont des méthodes permettant de déterminer les paramètres de contact dans des zones où la mesure est impossible par exemple dans le contact patin-disque [12]. La détermination des températures et du flux surfaciques se fait à partir d'une série de mesures expérimentales obtenues par implantations de plusieurs thermocouples à différentes distances du contact. La résolution du problème inverse se fait ensuite en utilisant une méthode numérique.

Il existe plusieurs types de méthodes inverses : méthode de retour à la surface, spécification de fonction. La méthode de retour à la surface, par exemple, consiste à effectuer une discrétisation spatiale et temporelle de l'équation de la chaleur sur  $n$  nœuds centrés sur  $(n-1)$  tranches d'épaisseur  $\Delta x$  [2].

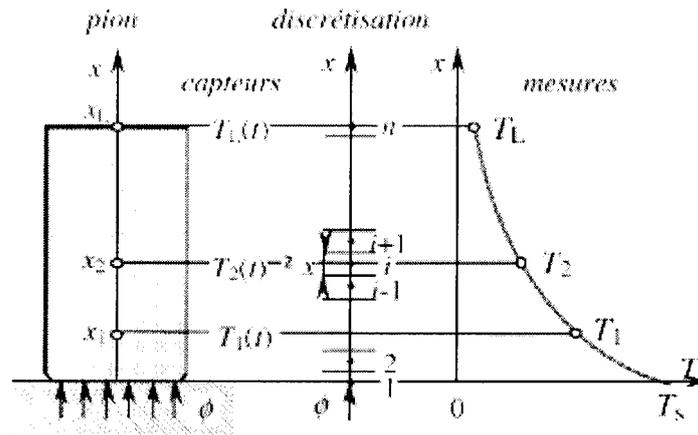


Figure I.7 : Implantation des thermocouples et discrétisation spatiale selon  $x$

$$\left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( k \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \right]_i \quad \text{avec} \quad \varphi = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{I.18})$$

On obtient un système d'équations aux différences finies centrées résultant d'une approximation linéaire de chacun des termes de l'équation de la chaleur :

$$\frac{1}{\Delta x} \left( -\varphi_{i+1/2}^n + \varphi_{i-1/2}^n \right) = \frac{\rho c}{\Delta t} (T_i^{n+1} - T_i^n) \quad (\text{I.19})$$

$$\frac{k}{\Delta x} \left( \frac{T_{i+1}^n - T_i^n}{\Delta x} - \frac{T_i^n - T_{i-1}^n}{\Delta x} \right) = \frac{\rho c}{\Delta t} (T_i^{n+1} - T_i^n) \quad (\text{I.20})$$

Les termes  $T_i^n$  correspondent à la température du nœud  $i$  au temps  $t = n \Delta t$ .

La première étape du calcul consiste à résoudre le problème direct (explicite) dans les zones comprises entre chaque point de mesure (ou d'un point de mesure et une condition limite connue). Ainsi, la température au nœud  $i$  au temps  $t + \Delta t = (n+1)\Delta t$  est établie en fonction de trois températures issues des nœuds  $i, i+1$  et  $i-1$  au temps  $t = n\Delta t$  juste antérieur :

$$T_i^{n+1} = (1 - 2F_0)T_i^n + F_0(T_{i+1}^n + T_{i-1}^n) \quad (I.21)$$

Cette équation fait apparaître le nombre de Fourier  $F_0$ , paramètre reliant l'incrément de temps  $\Delta t$  à l'incrément d'espace  $\Delta x$ , tel que :

$$F_0 = \frac{a \Delta t}{\Delta x^2} \quad (I.22)$$

La deuxième étape concerne la zone de calcul inverse. Les températures sont maintenant calculées à chaque pas d'espace pour tous les pas de temps. La température au nœud  $i-1$  et au temps  $t = kn\Delta t$  est établie en fonction de deux températures issues des nœuds  $i$  et  $i+1$  au même temps  $t$  et une température au nœud  $i-1$  au temps  $t + \Delta t = (n+1)\Delta t$  :

$$T_{i-1}^n = \left(2 - \frac{1}{F_0}\right)T_i^n - T_{i+1}^n + \frac{1}{F_0}T_i^{n+1} \quad (I.23)$$

La dernière étape est spécifique au calcul en surface ( $i-1$ ). En considérant en surface  $\varphi_{i-1/2}^n = \varphi_0$ , l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\frac{1}{\Delta x/2} \left( k \frac{T_2^n - T_1^n}{\Delta x} + \varphi_0 \right) = \rho c \left( \frac{T_1^{n+1} - T_1^n}{\Delta t} \right) \quad (I.24)$$

On peut ainsi déterminer la température superficielle connaissant la température à l'instant précédent :

$$T_1^{n+1} = 2F_0 \left( \frac{\varphi_0}{k} \Delta x + T_2^n \right) + (1 - 2F_0)T_1^n \quad (I.25)$$

Les différentes étapes du calcul sont illustrées sur la figure I.8.

De nombreuses variantes de cette méthode existent faisant intervenir des cellules de calcul de formes diverses et des étapes de calcul optimisées [13, 14].

La mise en œuvre de la méthode inverse nécessite certaines précautions, en particulier concernant la mesure de température dans les matériaux. En effet la moindre erreur de mesure est amplifiée par le calcul. De plus l'introduction des thermocouples risque de perturber les champs de température à mesurer. Enfin un solide se comporte comme un filtre passe-bas : les variations des hautes fréquences sont plus délicates à déterminer que celles des basses

fréquences. La faisabilité et la précision de l'inversion sont donc conditionnées par plusieurs critères d'application.

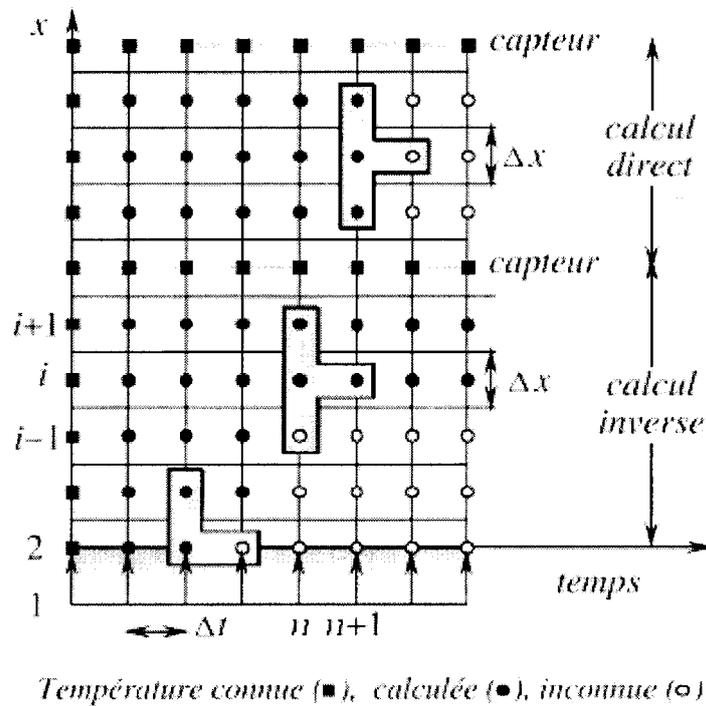


Figure I.8 : Progression des cellules de calcul dans la zone directe (cellule supérieure), dans la zone inverse (cellule centrale) et en surface (cellule inférieure) selon la direction  $x$  (axe vertical) et le temps  $t$  (axe horizontal)

Un premier critère, appelé pas de temps caractéristique  $\Delta t_c$  (nombre sans dimension), est lié au positionnement  $x_l$  du premier capteur :

$$\Delta t_c = \frac{a \Delta t}{x_l} \quad (I.26)$$

Un deuxième critère, dit de stabilité, porte directement sur le nombre de Fourier  $F_0$ . Un troisième critère est lié à la précision du positionnement  $\delta x$  des capteurs eux-mêmes par rapport à la surface d'étude. Il est recommandé que ces trois critères satisfassent les conditions suivantes :

$$\Delta t_c > 10^{-2}; \quad F_0 \leq 0,5; \quad \frac{\delta x}{x_l} < 5 \cdot 10^{-2} \quad (I.27)$$

Des traitements préalables de filtrages sont souvent utilisés pour limiter l'amplification du bruit présent dans les mesures (filtre glissant, carré ou gaussien ...)

### 1.3.5 Modélisation tridimensionnelle

Les modèles présentés précédemment permettent d'obtenir des résultats intéressants mais dans des conditions assez restrictives par rapport à la situation réelle. Une modélisation tridimensionnelle semble donc plus judicieuse. Dans sa thèse T. Bouache [15] présente ainsi une solution analytique modélisant les transferts thermiques tridimensionnels dans un disque de frein en régime périodique établi.

Bouache considère un disque plein de rayon intérieur  $a$ , de rayon extérieur  $b$  et d'épaisseur  $e_d$  (figure I.9). Ce disque est en rotation à une vitesse angulaire constante  $\omega$  et en contact avec un patin d'angle de demi-ouverture  $\theta_0$ , de rayon intérieur  $a_0$  et de rayon extérieur  $a_1$ . Le disque reçoit une densité de flux  $q_d$  dans la zone de contact, le reste du disque est refroidi par convection. La température de référence est nulle.

Dans un repère lié à la source, l'équation traduisant les transferts thermiques dans le disque s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{1}{\alpha_d} \left( \omega \frac{\partial T_d}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_d}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_d}{\partial z_d^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_d}{\partial \theta^2} \quad (I.28)$$

Certaines hypothèses doivent être faites pour simplifier la résolution analytique.

La vitesse de rotation du disque est supposée constante. La densité de flux  $q_d$  est supposée uniforme et constante. Le frottement agit d'une manière symétrique sur les faces du disque ce qui permet de supposer une condition de flux nul dans le plan médian. L'étude est ainsi réduite à une demi-épaisseur du disque. Le dernier terme de (I.28) est négligé du fait que le nombre de Peclet est grand. Les propriétés thermophysiques des matériaux sont constantes.

Compte tenu de la faible dimension de la surface latérale, on néglige les déperditions latérales.

Les différentes conditions aux limites sont les suivantes :

- Conditions aux limites axiales

$$-\lambda_d \left( \frac{\partial T_d}{\partial z_d} \right)_{z=0} = \begin{cases} q_d \text{ aire de contact} \\ -h_d \cdot T_d \text{ en dehors du contact} \end{cases} \quad (I.29)$$

- Conditions aux limites radiales

$$\left( \frac{\partial T_d}{\partial r} \right)_{r=a} = 0; \left( \frac{\partial T_d}{\partial r} \right)_{r=b} = 0 \quad (I.30)$$

- Condition de périodicité angulaire

$$(T_d)_{\theta=-\pi} = (T_d)_{\theta=\pi} \quad (I.31)$$

- Conditions suivant la profondeur (flux nul dans le plan médian)

$$\left( \frac{\partial T_d}{\partial z} \right)_{z=e} = 0 \quad (I.32)$$

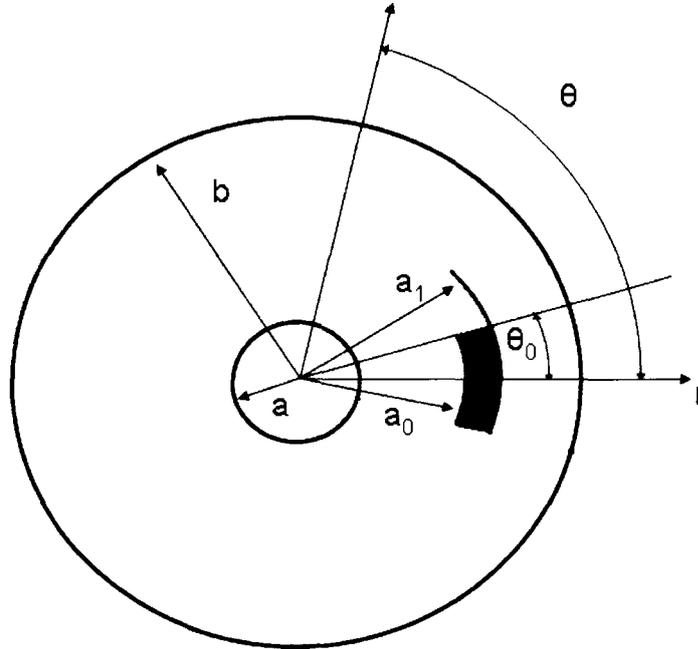


Figure I.9 : Schéma du disque de frein

En utilisant les transformées intégrales de Fourier et de Hankel suivant les différentes directions on obtient une équation simplifiée. L'équation (I.28) se met donc sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial z^2} - \left[ \beta_n^2 + \frac{im\omega}{\alpha_d} \right] \tilde{T} = 0 \quad (I.32)$$

et qui admet comme solution :

$$\tilde{T} = A \cdot \cosh(\gamma_{m,n} z) + B \sinh(\gamma_{m,n} z) \quad (I.33)$$

A partir des différentes conditions aux limites et du calcul de la double transformée du flux généré à l'interface patin-disque on obtient l'expression suivante de la température :

$$\tilde{T} = \frac{\tilde{q}_d \cosh(\gamma_{m,n}(e-z))}{\lambda_d \gamma_{m,n} \sinh(\gamma_{m,n} e) + h_d \cosh(\gamma_{m,n} e)} \quad (I.34)$$

avec 
$$\gamma_{m,n} = \sqrt{\beta_n^2 + \frac{im\omega}{\alpha_d}}$$

Le calcul des transformées inverses de Hankel et de Fourier, et le calcul de la température moyenne de surface du patin ou du disque permet d'obtenir une expression de la température en fonction de la position angulaire, radiale et de la profondeur :

$$T_d(r, \theta, z) = \frac{q_d \theta_0 (a_1^2 - a_0^2)}{\pi h_d (b^2 - a^2)} + \frac{\pi^2}{2} \sum_{\substack{n=0 \\ m \neq 0}}^{\infty} \frac{\beta_n^2 J_1^2(\beta_n a) (J_1(\beta_n b) Y_0(\beta_n r) - Y_1(\beta_n b) J_0(\beta_n r))}{J_1^2(\beta_n a) - J_1^2(\beta_n b)} \times \Re \left\{ \sum_{\substack{m=0 \\ n \neq 0}}^{\infty} \frac{\tilde{q}_d \cosh(\gamma_{m,n} (e - z)) \exp(i m \theta)}{[h_d + \lambda_d \gamma_{m,n} \tanh(\gamma_{m,n} e)] \cosh(\gamma_{m,n} e)} \right\} \quad (I.35)$$

A partir de la même modélisation, Bouache [15] présente une modélisation numérique des transferts thermiques dans un disque de frein en régime permanent. Il propose également à partir d'une méthode numérique une modélisation numérique tridimensionnelle des transferts thermiques dans un disque de frein en régime transitoire.

#### I.4 Conclusion

La modélisation des phénomènes thermiques associés au frottement peut se faire de plusieurs façons différentes selon le type de problème posé :

- par des méthodes analytiques (solutions exactes) s'appuyant sur la résolution de l'équation de la chaleur pour des géométries simples et des conditions aux limites simples
- par des méthodes analogiques (analogie électrique) utilisées dans le cas de géométries plus complexes (contacts parfaits ou non) mais toujours avec des conditions aux limites simples
- par des méthodes inverses pour des géométries et des conditions aux limites plus complexes, à partir de mesures effectuées dans les pièces,
- par des méthodes numériques.

De nombreux travaux sont encore à mener pour intégrer les effets dynamiques en frottement : détermination des surfaces réelles de contact, évolution des surfaces pendant le glissement, proportion d'énergie dissipée sous forme de chaleur par rapport aux autres modes de dissipation dans le contact, présence du troisième corps.

Comme on peut le voir, que ce soit pour la mise en œuvre des différents modèles ou pour leur amélioration, l'apport de données expérimentales provenant d'une instrumentation thermique fine est nécessaire.

## **II Etude bibliographique des techniques de mesure de la température**

### **II.1 Introduction**

La détermination expérimentale des températures est une opération délicate nécessitant une grande rigueur d'interprétation en raison des erreurs inhérentes à la mesure elle-même. Par nature, il s'agit de mesures indirectes (absence d'étalon). On ne mesure jamais une température mais une grandeur thermosensible susceptible de servir de thermomètre. Les difficultés rencontrées sont également liées au type et à la précision de la mesure, à la nature du champ thermique, à la durée de l'événement et aux interactions avec l'environnement, en plus de la notion même de température.

De nombreuses techniques permettent d'effectuer la mesure de température. Cependant les conditions d'utilisation sont assez restrictives en situation de freinage notamment concernant l'accessibilité à la surface du disque. De plus les capteurs utilisés ne doivent pas perturber l'environnement tribologique du contact. Ainsi seules trois catégories de techniques [2] sont habituellement utilisées pour effectuer la mesure de température de surface du disque :

- les techniques métallurgiques effectuées sur des coupes des matériaux après frottement
- les techniques par contact où le capteur se met en équilibre thermique avec l'élément à étudier
- les techniques sans contact exploitant le rayonnement émis par les surfaces

Ces différentes techniques ont leurs propres limitations (géométriques ou temporelles) ainsi que leurs propres domaines d'utilisation [16]. Le choix d'une technique se fait en fonction du type d'information désirée (températures du contact, points chauds, températures éclairs...), de l'accessibilité du contact, de la nature des matériaux ou encore de l'environnement de mesure (poussière, vibration...)

### **II.2 Techniques métallurgiques**

Les techniques métallurgiques ou métallographiques sont basées sur l'analyse des changements de microstructure ou de propriétés superficielles comme la dureté.

Cette technique ne peut être utilisée que pour des dispositifs en acier trempé. La distribution des températures en surface peut être reconstituée par étude des filiations de dureté pratiquées sur des coupes transversales. En effet toute élévation de température entraîne une chute de dureté par adoucissement thermique. Connaissant la courbe standard de revenu de l'acier étudié, il est alors possible de relier la dureté locale à la température de ce point au moyen d'une loi d'équivalence temps-température du type [17] :

$$T_{R1}(\beta + \log t_{R1}) = T_{R2}(\beta + \log t_{R2}) \quad (\text{II.1})$$

Ce critère d'équivalence s'appuie sur le fait qu'une même dureté peut être obtenue avec des températures et des temps différents  $(T_{R1}, t_{R1})$  et  $(T_{R2}, t_{R2})$ . Le coefficient  $\beta$  est fonction de la teneur  $\xi$  en carbone de l'acier utilisé [18] :

$$\beta = 21,3 - 5,8\xi \quad (\text{II.2})$$

Il s'agit d'une méthode très précise dont le domaine de validité est encadré d'une part par la température de revenu après trempe et d'autre part par la température d'austénisation de l'acier.

Cette technique a donné des résultats intéressants dans de nombreuses situations de frottements. Des valeurs de température de surface proches de 700°C ont été évaluées sur un pion en acier martensitique 100C6, en frottement contre une alumine à sec sous 1,8 MPa et à 1,5 m.s<sup>-1</sup>, grâce à des filiations de dureté [19]. Cette même technique a également permis de reconstituer le réseau d'isothermes dans un pion en 100C6 ayant frotté dans l'eau contre une zircone sous 1,2 MPa et à 10 m.s<sup>-1</sup> où des températures de surface de surface de l'ordre de 800°C ont pu être mis en évidence [20].

### II.3 Mesures par contact ou dans la matière

Les techniques par contact sont les plus courantes et les plus simples à mettre en œuvre. Ces techniques exploitent essentiellement des phénomènes thermoélectriques et nécessitent donc une liaison matérielle avec l'appareil de mesure, liaison souvent à l'origine d'erreurs de mesure (masse, isolation).

Les thermocouples sont constitués de deux métaux joints à leurs extrémités (soudures). Ces soudures sont soumises à deux températures différentes qui vont générer une différence dans les niveaux d'énergies des électrons à chaque soudure et de leur diffusion respective, pour créer une différence de potentiel mesurable (effet Seebeck).

Il existe différents thermocouples, suivant le type de métaux utilisés, ayant chacun une gamme de températures spécifique et une sensibilité différente.

Les températures mesurées vont de la température ambiante jusqu'à 1370°C pour les thermocouples de type K (chromel-alumel) avec des temps de réponse de l'ordre de 0,1 seconde pour un thermocouple de 1 mm de diamètre. Le temps de réponse d'un thermocouple dépend de son diamètre et du milieu dans lequel la mesure est effectuée. Ainsi un thermocouple dans l'air sera moins rapide que dans l'eau.

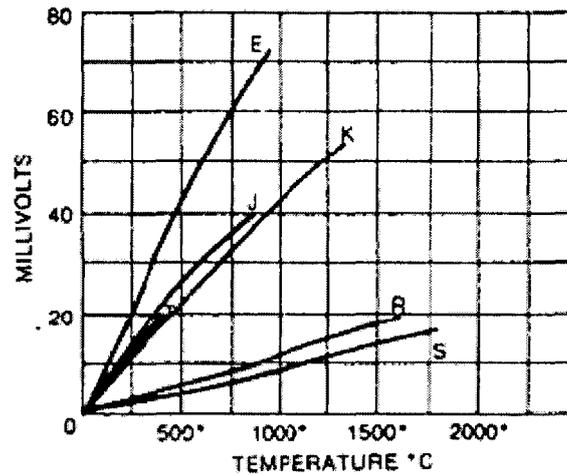


Figure II.1 : Significations des symboles

Il existe différentes méthodes pour insérer des thermocouples dans la matière. La technique la plus classique est celle du « thermocouple noyé » dans un trou borgne sous la surface de frottement. La jonction peut être collée avec un adhésif polymère ou un ciment céramique selon la température à mesurer [21]. L'adhésion des thermocouples sur son support avec de la colle (donc un polymère) pose des problèmes à hautes températures (lorsque  $T > T_g$ ) puisque le polymère se dégrade rapidement. On parle alors d'un contact imparfait. On peut obtenir un contact parfait en soudant directement les 2 fils du thermocouple sans métal d'apport directement avec le disque. Cette méthode est plus difficile à mettre en place d'un point de vue technique. Ces mesures de température permettent de suivre l'évolution de la température en fonction du temps en un point donné sous la surface de frottement. La température mesurée est la température dans la masse. Les mesures doivent être extrapolées pour obtenir la température superficielle (méthodes inverses, voir Chapitre 1). Les valeurs mesurées sont très sensibles à la taille, à l'orientation et à la distance d'implantation des thermocouples. L'effet de taille vient du fait que la température enregistrée est comprise entre deux valeurs (minimale et maximale) correspondant respectivement à la génératrice du

thermocouple la plus proche et la plus éloignée de la surface du contact. Cette erreur systématique est de l'ordre de [22]:

$$\frac{\Delta T}{T} = 2 \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} \quad (\text{II.3})$$

Cette erreur peut s'avérer extrêmement importante pour des thermocouples implantés très près de la surface de contact, zone où le gradient thermique est très élevé. Elle est même accentuée si l'orientation du thermocouple est parallèle au flux de chaleur, autrement dit perpendiculaire aux isothermes. En effet il y a alors conduction de la chaleur au sein du thermocouple. Les thermocouples implantés peuvent l'être soit dans la partie fixe ou dans la partie mobile en utilisant un collecteur tournant.

Une technique dérivée est celle du « thermocouple dynamique » (ou thermocouple intrinsèque) où la jonction faisant office de soudure chaude est formée par les éléments en contact eux-mêmes [16, 23]. Cette technique permet d'atteindre les températures superficielles et de mettre en évidence leurs variations rapides. Cependant, elle n'est applicable que pour des contacts de faible dimension, nécessite des matériaux de frottement conducteurs et un étalonnage délicat.

Sur des objets tournants, des thermocouples fixés sur frotteurs peuvent également être utilisés. Le problème devient plus compliqué puisque l'échauffement créé par le frottement vient se rajouter aux inconnues que sont le flux rayonné et convecté. Cette utilisation peut s'avérer pratique, mais uniquement comme moyen de contrôle.

Plus classiquement, ils sont utilisés, soit directement dans la matière (après perçage) ou à l'interface de deux matériaux plaqués l'un contre l'autre. Leur utilisation est un compromis entre leur domaine d'utilisation et leur taille. A priori, pour une mesure sur des disques ou des patins de frein, il faut que l'inertie du thermocouple soit la plus petite possible (donc de diamètre le plus petit), tout en respectant le domaine de température au niveau du freinage – qui diminue avec la taille du thermocouple. De plus, il est difficile d'usiner le disque pour y insérer un thermocouple de 0,3 mm de diamètre.

## II.4 Mesures de température sans contact

Une autre solution envisageable pour estimer la température de surface d'un disque de frein est l'utilisation des techniques optiques. Ces techniques sont basées sur la transcription en température du rayonnement émis par une surface dans le domaine de l'infrarouge [24].

Par la suite seront présentés des rappels concernant le rayonnement thermique, puis les différentes techniques et appareils de mesure.

#### II.4.1 Rappels sur le rayonnement thermique

Deux théories peuvent expliquer les phénomènes liés au rayonnement thermique :

- Théorie ondulatoire électromagnétique de Maxwell

Cette théorie suppose que le rayonnement est dû à la propagation d'un champ électromagnétique caractérisé par son intensité et sa longueur d'onde. C'est cette interprétation qui est utilisée pour les mesures de température dans l'infrarouge.

- Théorie corpusculaire de Planck

Cette théorie est fondée sur l'existence de particules : les photons. Un photon est caractérisé par sa fréquence  $\nu$ . Cette fréquence est reliée à la longueur d'onde  $\lambda$  par la loi suivante :

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (\text{II.4})$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière. Chaque photon transporte une quantité finie d'énergie  $E_p$ .

Cette fonction dépend de la fréquence du photon et de  $h$  la constante de Planck.

$$E_p = h\nu \quad (\text{II.5})$$

L'utilisation d'un photomultiplicateur associée à un comptage de photons permet, dans le cas d'une mesure de rayonnement à courte longueur d'onde, de visualiser cette quantité  $E_p$  pour chaque photon émis, et de quantifier ainsi l'énergie totale du rayonnement.

##### a) Grandeurs relatives au rayonnement thermique

Le rayonnement thermique a une distribution spectrale variant avec la longueur d'onde. C'est pourquoi il faut distinguer la grandeur monochromatique  $G_\lambda$  de la grandeur totale  $G$  correspondante. La grandeur  $G$  est définie sur l'ensemble du spectre de longueurs d'onde, tandis que la grandeur  $G_\lambda$  est définie sur un domaine élémentaire  $d\lambda$  centré autour d'une longueur d'onde  $\lambda$ .

Les grandeurs totales sont obtenues par :

$$G = \int_0^{\infty} G_\lambda d\lambda \quad (\text{II.6})$$

Les grandeurs monochromatiques sont obtenues par :

$$G_{\lambda} = \left( \frac{dG}{d\lambda} \right)_{\lambda} \quad (\text{II.7})$$

On définit trois grandeurs utilisées pour caractériser le rayonnement thermique :

- le flux énergétique,
- l'émittance énergétique,
- la luminance énergétique.

On appelle flux énergétique émis par une surface  $S$ , la puissance totale rayonnée par  $S$  dans l'espace qui l'entoure. Ce flux relatif à l'ensemble du spectre de longueurs d'onde est noté  $\Phi$ . Il s'exprime en Watt. On note  $d\Phi$  le flux relatif à  $dS$  pour l'ensemble des directions d'émission (en général :  $2\pi$  sr),  $d^2\Phi$  le flux relatif à  $dS$  rattaché à l'angle solide  $d\Omega$ .

L'émittance énergétique est le flux émis dans tout l'espace par unité de surface de la source. L'émittance totale  $M$  est exprimée en  $\text{W.m}^{-2}$ .

La luminance énergétique  $L$  est la grandeur directionnelle qui caractérise le flux  $d^2\Phi$ , issu d'une surface élémentaire  $dS$ , de centre  $O$ , contenu dans un angle solide élémentaire  $d\Omega$  autour d'une direction  $Ox$ , faisant un angle  $\theta$  avec la normale  $n$  à  $dS$ . On a alors :

$$L = \frac{d^2\phi}{d\Omega dS \cos\theta} \quad (\text{II.8})$$

$dS \cos\theta$  représente la surface apparente pour un observateur placé dans la direction  $x$ .

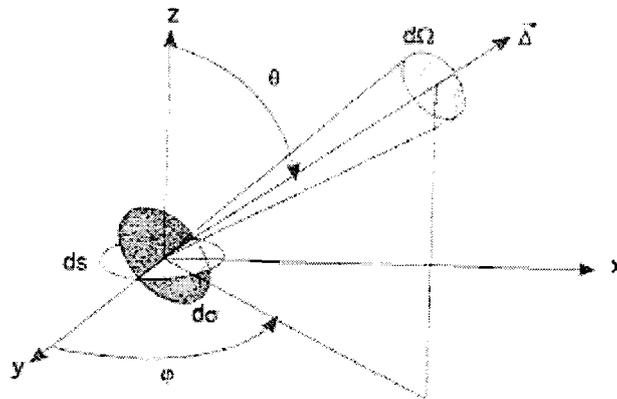


Figure II.2 : Luminance énergétique

La luminance totale s'exprime en  $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ .

#### b) Le rayonnement du corps noir

Un corps noir est défini comme un corps idéal capable d'absorber intégralement tout rayonnement l'atteignant, quelles qu'en soient l'incidence et la longueur d'onde. Si le corps

noir est, par définition, un absorbeur parfait, on montre qu'à l'équilibre thermique, la loi de conservation de l'énergie implique qu'il soit également un « radiateur parfait », émettant un flux maximal à toute température et pour tout le domaine spectral. Le rayonnement d'un tel corps est isotrope.

La luminance spectrale du corps noir ne dépend que de la longueur d'onde et de la température. La loi fondamentale utilisée en pyrométrie optique est la loi de Planck. Il s'agit de l'expression analytique de la luminance monochromatique d'un corps noir.

$$L_{\lambda}^0 = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (\text{II.8})$$

Avec  $C_1=1,19 \times 10^{-16} \text{ W.m}^2.\text{sr}^{-1}$  et  $C_2=1,438 \times 10^{-2} \text{ K.m}$

La luminance monochromatique s'exprime en  $\text{W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}$ .

En intégrant sur tout le spectre, la formule de Planck, on obtient la luminance totale directionnelle du corps noir (loi de Stefan-Boltzmann).

$$L^0 = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (\text{II.9})$$

Avec  $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$  la constante de Stefan-Boltzman.

La luminance émise par le corps noir est maximale pour une longueur d'onde  $\lambda_m$ . Cette longueur d'onde est liée à la température selon la loi de déplacement de Wien :

$$\lambda_m T = 2898 \mu\text{m.K} \quad (\text{II.10})$$

### c) Le corps réel

Le corps noir ainsi défini est un corps idéal. Les corps réels se comportent de façon très différente en matière de rayonnement. L'émission de rayonnement d'un corps réel est comparée à celle d'un corps noir dans les mêmes conditions de température. Elle est caractérisée par une grandeur physique appelée émissivité. On peut définir différents types d'émissivité, selon la composition spectrale du rayonnement (monochromatique ou totale) ou selon la répartition spatiale du rayonnement (directionnel ou hémisphérique).

Par définition on appelle émissivité monochromatique directionnelle d'un corps  $\varepsilon'_{\lambda}$ , le rapport de la luminance monochromatique émise par ce corps et de la luminance du corps noir à la même température.

$$\varepsilon'_{\lambda} = \frac{L_{\lambda}}{L_{\lambda}^0} \quad (\text{II.11})$$

Pour caractériser l'émission dans l'hémisphère qui entoure le corps considéré, on utilise l'émissivité monochromatique hémisphérique  $\widehat{\varepsilon}_\lambda$  définie par :

$$\widehat{\varepsilon}_\lambda = \frac{M_\lambda}{M_\lambda^0} \quad (\text{II.12})$$

Si l'émissivité d'un corps ne dépend pas de la direction, on parle alors d'émission diffuse ou lambertienne.

On définit pour tout le spectre de longueurs d'onde :

- l'émissivité totale directionnelle,

$$\varepsilon' = \frac{L}{L_0} = \frac{\int_0^\infty L_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty L_\lambda^0 d\lambda} \quad (\text{II.13})$$

- L'émissivité totale hémisphérique.

$$\widehat{\varepsilon} = \frac{M}{M_0} = \frac{\int_0^\infty M_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty M_\lambda^0 d\lambda} \quad (\text{II.14})$$

#### d) Caractéristiques de la surface

Si l'on considère un flux monochromatique incident  $\phi_\lambda$  sur une surface  $S$  on observe alors :

- un flux réfléchi  $\phi_{r,\lambda}$  qui est renvoyé dans le milieu d'où provient le rayonnement incident,
- un flux absorbé  $\phi_{a,\lambda}$  qui est absorbé et transformé en chaleur,
- un flux transmis  $\phi_{t,\lambda}$  qui traverse l'élément.

On définit ainsi trois facteurs monochromatiques directionnels qui mesurent l'ampleur de chaque phénomène par rapport au flux incident :

- la réflectivité  $\rho_\lambda = \frac{\phi_{r,\lambda}}{\phi_\lambda}$
- l'absorptivité  $\alpha_\lambda = \frac{\phi_{a,\lambda}}{\phi_\lambda}$

- la transmittivité  $\tau_\lambda = \frac{\phi_{t,\lambda}}{\phi_\lambda}$

D'après la conservation de l'énergie on a :

$$\rho_\lambda + \alpha_\lambda + \tau_\lambda = 1 \quad (\text{II.15})$$

Pour les grandeurs définies ci-dessus, l'adjectif « directionnel » est relatif à la direction d'incidence. En effet, il faut préciser que la réflectivité d'une surface dépend de deux directions : la direction d'incidence  $\Delta_i$  et la direction de réflexion  $\Delta_r$ . Ainsi on peut parler de :

- réflectivité monochromatique bidirectionnelle,
- réflectivité monochromatique directionnelle hémisphérique,
- réflectivité monochromatique hémisphérique directionnelle.

La transmittivité d'une surface dépend, comme la réflectivité, des deux directions et on peut définir des transmittivités bidirectionnelles de la même façon que pour la réflectivité.

La loi de Kirchhoff relie les propriétés absorbantes et émissives monochromatiques directionnelles d'un corps isotherme en équilibre thermodynamique local. Ainsi pour la direction  $\Delta$  et la longueur d'onde  $\lambda$  données, on peut écrire :

$$\alpha'_\lambda = \varepsilon'_\lambda \quad (\text{II.16})$$

Pour un matériau opaque ( $\tau'_\lambda = 0$ ), la conservation d'énergie s'écrit :

$$\alpha'_\lambda + \rho'_\lambda = 1 \quad (\text{II.17})$$

On peut alors en déduire la relation suivante :

$$\varepsilon'_\lambda = 1 - \rho'_\lambda \quad (\text{II.18})$$

Ou encore

$$\varepsilon'_\lambda = 1 - \rho'_{\lambda,iso} \quad (\text{II.19})$$

avec  $\rho'_{\lambda,iso}$  la réflectivité monochromatique hémisphérique directionnelle correspondant à un flux incident isotrope.

Dans le cas d'un matériau opaque la loi de Kirchhoff relie l'émissivité monochromatique directionnelle hémisphérique à la réflectivité monochromatique directionnelle hémisphérique ou à la réflectivité monochromatique hémisphérique directionnelle isotrope.

### II.4.2 Techniques de mesure

La mesure de température de surface est basée sur la mesure du rayonnement thermique, on parle donc de radiométrie (voir Annexe A).

Un détecteur radiométrique délivre un signal  $S_{\lambda_i}$  proportionnel au rayonnement reçu :

$$S_{\lambda_i} = A_{\lambda_i} \int_{\Delta\lambda} U(\lambda)\varepsilon(\lambda)L(\lambda,T)d\lambda \quad (\text{II.20})$$

$A_{\lambda_i}$  est la constante d'appareillage du détecteur qui caractérise la proportionnalité entre le rayonnement et la tension délivrée par le détecteur.

$\Delta\lambda$  est la largeur de la bande spectrale du détecteur considéré.

$U(\lambda)$  représente la transmittivité de l'ensemble de la chaîne de mesure sur la gamme de longueurs d'ondes du dispositif. En fonction du type de détecteur, les courbes de transmission peuvent permettre de faire l'hypothèse d'une mesure monochromatique.

$\varepsilon(\lambda)$  est l'émissivité de la cible. En fonction de la gamme de longueur d'onde du détecteur, l'hypothèse de corps gris (invariance de l'émissivité) peut être effectuée.

$L(\lambda,T)$  est la luminance de la cible visée.

Dans de nombreuses applications, on effectue l'hypothèse de mesures monochromatiques, alors l'équation (II.20) se met sous la forme :

$$S_{\lambda_i} = A_{\lambda_i} \varepsilon_{\lambda_i} L_{\lambda_i}(T) \quad (\text{II.21})$$

On distingue deux catégories d'instruments permettant d'effectuer des mesures radiométriques de températures : les pyromètres et les caméras infrarouges.

Les pyromètres utilisent un seul détecteur. Ainsi ils permettent d'effectuer des mesures sur des pièces se déplaçant à grande vitesse ou d'observer des variations thermiques très rapides. Leur inconvénient est qu'ils ne permettent d'effectuer que des mesures ponctuelles sur un spot de mesure. Le diamètre du spot varie en fonction de la distance entre la pyromètre et la cible. L'utilisation de diagramme optique (Figure II.3) permet de déterminer la taille du spot en fonction de la distance. Certains pyromètres sont équipés d'une mise au point variable qui permet d'ajuster les caractéristiques du diagramme optique.

Les caméras infrarouges permettent d'observer une scène thermique et de déterminer ainsi une cartographie thermique de la cible. On peut distinguer deux grands types de caméras IR (infrarouge) : les caméras utilisant un seul détecteur (appelées caméras à balayage) et les caméras matricielles.

Les caméras à balayage reprennent le principe du pyromètre combiné à un dispositif optique et mécanique permettant de balayer une zone de l'espace. En fonction de l'utilisation souhaitée, la zone balayée peut être une ligne ou une surface.

Les caméras matricielles sont constituées d'une matrice de détecteurs.

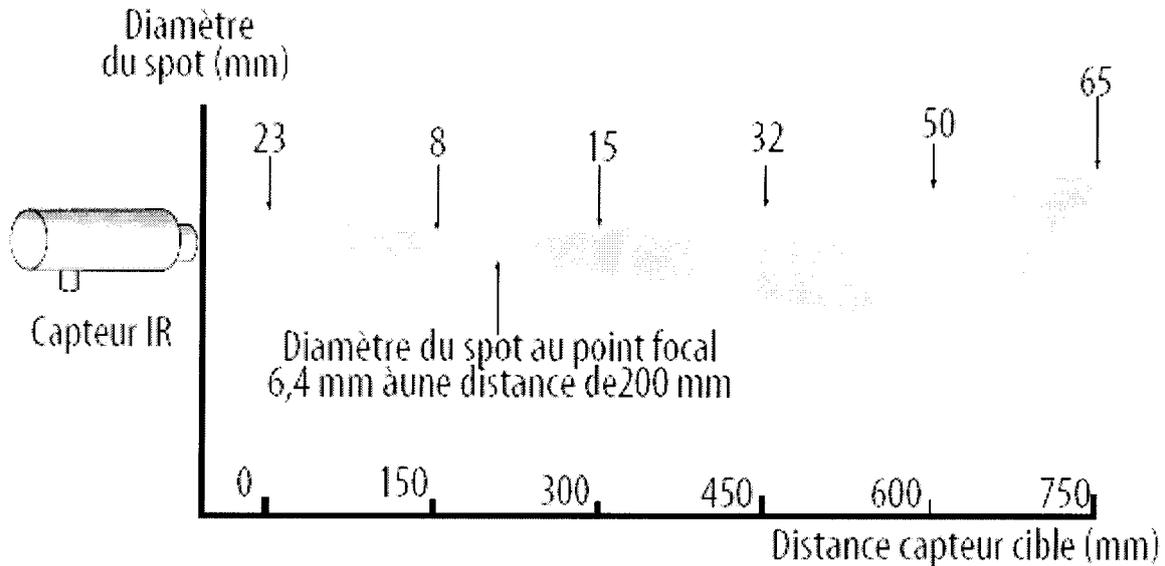


Figure II.3 : Exemple de diagramme optique

La thermographie par caméra IR s'avère être un moyen relativement simple pour effectuer des cartographies de températures sur le disque de frein, car c'est une méthode sans contact, et capable de détecter des hautes températures. Bien entendu, sur un dispositif de freinage rotatif et rapide, le temps d'intégration de la caméra doit être court. Dans une précédente étude [5], il a été possible de cartographier le disque de frein d'un TGV Thalys, à l'aide d'une caméra (CEDIP<sup>TM</sup>) en mode ligne (temps d'intégration de 12  $\mu$ s). Ce dispositif est difficilement capable de réaliser des mesures quantitatives en l'état car l'évolution de l'émissivité du disque est inconnue. Il est important de réaliser les mesures pendant un test de freinage car une analyse *a posteriori* ne rendra compte de l'émissivité thermique qu'à l'instant final, en supposant qu'il ne s'opère aucune oxydation du disque durant le transport ou le stockage du disque avant analyse.

La mesure de température sans contact, que ce soit une mesure ponctuelle (pyromètre) ou par thermographie (caméra), est dépendante de la valeur de l'émissivité [24-30]. Ce paramètre dépend d'un certain nombre de facteurs, le plus souvent variables dans le temps et interdépendants, comme la température de l'objet, son état de surface, et l'environnement extérieur [25-28]. La pyrométrie bispectrale ou multispectrale peut être une solution

envisageable pour limiter l'influence de l'émissivité sur la mesure de température : les mesures radiométriques sont faites simultanément sur deux ou plusieurs domaines spectraux, ce qui permet de déterminer simultanément l'émissivité et la température. Depuis quelques années, différents pyromètres avec ou sans fibre optique sont disponibles sur le marché, mais ils ne sont pas adaptés à l'étude du freinage, notamment concernant la gamme de température. La température minimale de mesure des pyromètres bichromatiques commercialisés est généralement de l'ordre de 300°C. Or dans le cadre de freinage basse énergie on peut être amené à observer des températures inférieures. Ainsi pour utiliser la pyrométrie bichromatique dans le cadre du freinage il est nécessaire de développer son propre instrument de mesure adapté à ses besoins. De nombreux auteurs ont développé des pyromètres bichromatiques ou multichromatiques avec ou sans fibre optique.

Komanduri et Hou ont décrit [31] différentes techniques utilisées pour effectuer des mesures de température et de chaleur pendant des processus de fabrication notamment un pyromètre bichromatique développé par Ueda et Al. [32] pour mesurer la température de pièce chauffée par un laser à CO<sub>2</sub>. Le dispositif de mesure est composé de deux détecteurs InSb équipés de 2 filtres passe-bandes respectivement entre 1 et 1,6 µm et entre 1,6 et 2,5 µm ayant un temps de réponse 1 µs. Ce pyromètre leur a permis d'effectuer des mesures de températures à partir de 475°C jusqu'à 2000°C.

Zhao et Al [33] ont également développé un pyromètre à fibre optique pour capter le rayonnement issu d'un nuage de particules de suie incandescente.

Pour effectuer des mesures de températures en fabrication Müller et Renz [34] ont développé un pyromètre bichromatique rapide ayant un temps de réponse de l'ordre de 0,7 µs. Le rayonnement infrarouge issu de la surface à mesurer est capté par une fibre optique, et ensuite divisé par un séparateur de faisceau dichroïque pour atteindre chaque détecteur InGaAs. Des filtres passe-bandes sont placés avant chaque détecteur pour permettre d'effectuer les mesures aux 2 longueurs d'ondes suivantes 1,7 µm et 2 µm. La fibre optique permet également d'obtenir des spots de dimensions très réduites, par exemple pour une distance de 1 mm, on obtient un spot de 0,65 mm. La température minimale mesurable est de l'ordre de 250°C.

Viellard et Al [35] ont développé un dispositif permettant de transmettre le flux radiatif issu d'un four recuit à deux détecteurs en utilisant un miroir et un système de dédoublement du faisceau.

D'autres auteurs ont utilisé des caméras infrarouges pour déterminer des cartographies thermiques par la méthode bichromatique ou multichromatique.

Inagaki et Ishii ont décrit [36] une technique de mesure de température quantitative. Cette technique de mesure est mise en œuvre de 2 manières différentes. Dans un premier temps 3 détecteurs radiométriques différents sont utilisés : un capteur HgCdTe ayant une bande de détection entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ , un autre capteur HgCdTe ayant une bande de détection entre 6-9  $\mu\text{m}$  et un capteur InSb ayant une bande de détection entre 2 et 5  $\mu\text{m}$ . Ces trois détecteurs visent une zone de 1,13mm $\times$ 1,32mm à une distance de 1m. Un balayage à la fois horizontal et vertical permet de balayer une zone de 10 $\times$ 10mm (207 lignes avec 255 pixels par ligne) En faisant l'hypothèse d'une émissivité constante sur toutes les longueurs d'onde, la mesure de température peut être effectuée sans connaître l'émissivité. L'autre possibilité proposée par Inagaki et Ishii est d'utiliser un seul détecteur HgCdTe ayant une bande de détection entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  et de placer entre la surface visée et le détecteur trois filtres passe-bandes. Ensuite le traitement des données s'effectue de la même manière avec un temps de réponse différent.

Dans sa thèse [37] A.C. Legrand traite de l'utilisation de 2 ou 3 caméras pour réaliser un contrôle de qualité sur des pièces à haute et basse température.

Tago et Al [38] ont utilisé une caméra CCD et plusieurs filtres optiques équipés de filtres passe-bandes plus ou moins larges pour effectuer des mesures quantitatives de température.

### II.5 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de définir un dispositif permettant de mesurer la température d'un disque de frein pendant le freinage, donc de pouvoir répondre au cahier des charges spécifique lié au freinage : taille réduite des points chauds (quelques millimètres), rapidité des phénomènes (1000 tr/min), difficulté de l'accès.

Nous avons constaté que la température de surface des disques de frein peut être obtenue par des moyens radiométriques comme la pyrométrie et la thermographie. Cependant, la mesure de la température de surface par détection du rayonnement implique la connaissance de l'émissivité. Du fait des variations de l'état de surface au cours du freinage [39-42], notre choix s'est donc porté sur une méthode multichromatique afin de limiter l'influence de l'émissivité sur la mesure de température. L'étude bibliographique montre qu'augmenter le nombre de longueurs d'onde, n'implique pas nécessairement une meilleure exactitude sur la mesure de température [26, 28, 30]. Partant de ce contexte et des problèmes

spécifiques liés à la mesure des températures de surface d'un disque de frein, notre choix va donc se porter sur une méthode bichromatique. La thermographie bispectrale comporte plusieurs inconvénients : deux constantes de chaînes différentes, difficulté d'observation de la scène thermique par les deux caméras, coût élevé. C'est pourquoi notre choix s'est porté sur un pyromètre bichromatique rapide à fibre optique, ce qui nous permettra de se placer au plus près du contact.

## **III Réponse dynamique et résolution spatiale des capteurs de température**

### III.1 Notion de métrologie

Différentes caractéristiques métrologiques permettent de justifier la qualité des mesures effectuées par un capteur. Les trois critères métrologiques de base sont la fidélité ou répétabilité, la justesse et la précision.

La répétabilité est la capacité d'un instrument à fournir, pour des conditions identiques, des résultats en accord. On parle d'un instrument stable à court terme et fidèle à long terme.

La justesse implique un étalonnage de l'instrument au moyen d'étalons justes et stables. L'erreur de justesse est l'erreur globale résultant de toutes les causes pour chacun des résultats de mesure pris isolément. C'est donc l'aptitude de l'appareil à donner des résultats qui ne sont pas entachés d'erreur. Dans le cas de mesures multiples c'est l'écart entre le résultat moyen et la valeur vraie.

On parle d'un instrument précis lorsque les résultats de mesure qu'il indique coïncident avec la valeur vraie (par définition théorique) que l'on cherche à mesurer.

Ces critères, présentés de manière symbolique sur la figure III.1, traduisent la qualité de la mesure. D'autres critères sont utilisés pour caractériser plus particulièrement les caractéristiques de l'instrument : la résolution, la sensibilité, le temps de réponse.

La résolution est l'aptitude à déceler des petites variations (cette qualité est en particulier réduite par le bruit superposé au signal). La résolution est la plus petite variation de la grandeur  $G$  à mesurer que l'appareil est capable de détecter.

La sensibilité est la capacité de fournir un fort signal de sortie pour un faible signal d'entrée, tout en maintenant la qualité de résolution. La sensibilité est un paramètre exprimant la variation du signal de sortie d'un appareil de mesure en fonction de la variation d'un signal d'entrée. Un appareil est d'autant plus sensible qu'une petite variation de la grandeur  $G$  à mesurer provoquera un changement plus grand du signal en sortie de l'appareil de mesure.

Le temps de réponse d'un détecteur est défini comme le temps nécessaire pour que le signal électrique en sortie atteigne un certain pourcentage (66% ou 90%) de la valeur finale lorsqu'il est soumis à une brusque variation.

Les capteurs radiométriques (pyromètre ou caméra infrarouge) sont également caractérisés par leur résolution spatiale. La résolution spatiale correspond à la dimension du spot de mesure du détecteur utilisé. Pour les caméras infrarouges, la résolution spatiale est liée à la résolution de l'image.

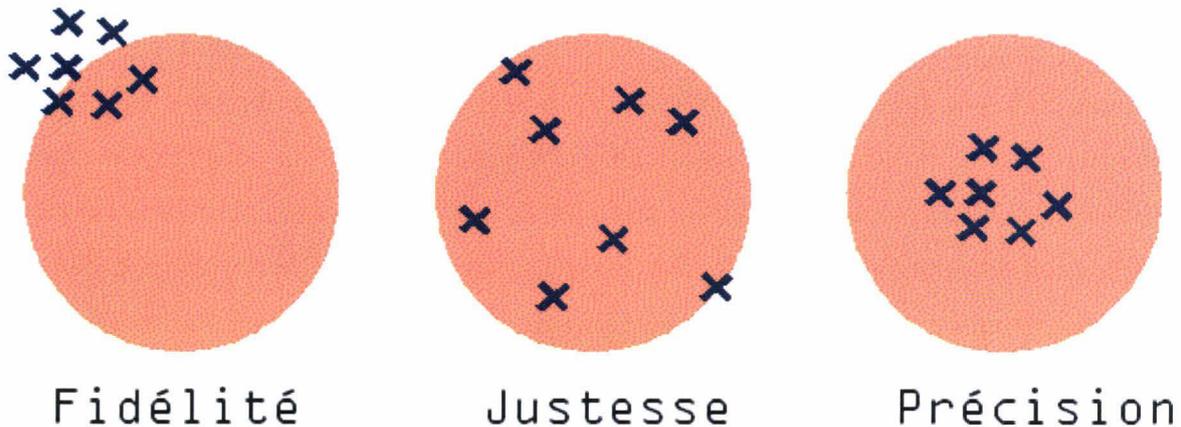


Figure III.1 : Représentation symbolique des critères métrologiques

La qualité d'une mesure nécessite sa reproductibilité c'est à dire l'accord entre les résultats des mesures d'une même grandeur dans les cas où les mesures individuelles sont effectuées au moyen de différents instruments, suivant diverses méthodes, par des opérateurs distincts en des temps et des lieux différents.

### III.2 Position du problème

La mesure de température sur un disque de frein nécessite l'utilisation de capteurs ayant une dynamique rapide [43]. D'une part, il est nécessaire d'avoir de nombreux points de mesure sur chaque tour de roue (fréquence d'acquisition) et chaque mesure doit s'effectuer sur un temps très court (temps d'intégration) afin d'avoir la meilleure résolution spatiale possible.

Pour de nombreuses applications le problème du temps de réponse est crucial pour obtenir correctement le champ de température. Ce problème est surtout notable pour les dispositifs sur lesquels il faut réaliser des mesures en mouvement rapide (balistique, détonation, machines rotatives ou linéaires, usinage ...)

Dans le cas de sondes en contact ou introduites dans la matière, leur temps de réponse est fonction de l'environnement immédiat, et donc des corps à mesurer eux-mêmes. Un thermocouple dans l'air sera moins rapide que dans l'eau. Ce temps est lié à l'inertie thermique, et diminue avec la dimension des sondes. Pour avoir des capteurs ayant un bon temps de réponse, il s'agit donc de trouver un compromis entre facilité d'utilisation et de positionnement et dimension des sondes.

Pour les capteurs hors contact du type radiométriques, les temps caractéristiques sont clairement indiqués dans les spécifications techniques. La résolution spatiale est également importante dans le cadre des capteurs radiométriques. En effet la température obtenue correspond à la température moyenne sur une zone de dimension connue. Les caractéristiques des détecteurs ou la méthode de génération de l'image entraînent des déformations des images observées, comme on peut le constater sur la figure III.2. Les deux images sont des images réalisées avec une caméra infrarouge d'un disque chauffé peint avec deux peintures d'émissivité différente. Cette différence d'émissivité se traduit sur l'image par une différence de température apparente. L'image de gauche correspond au disque à l'arrêt, on distingue très nettement le passage d'une zone à l'autre. L'image de droite correspond au même disque tournant à  $360 \text{ tr.min}^{-1}$ . On constate sur cette image qu'il est impossible de distinguer la transition entre les 2 zones. L'image est totalement déformée, ici la déformation résulte de la génération d'image par balayage. L'exploitation d'une telle image entraînerait des erreurs concernant la cartographie thermique à la surface du disque.

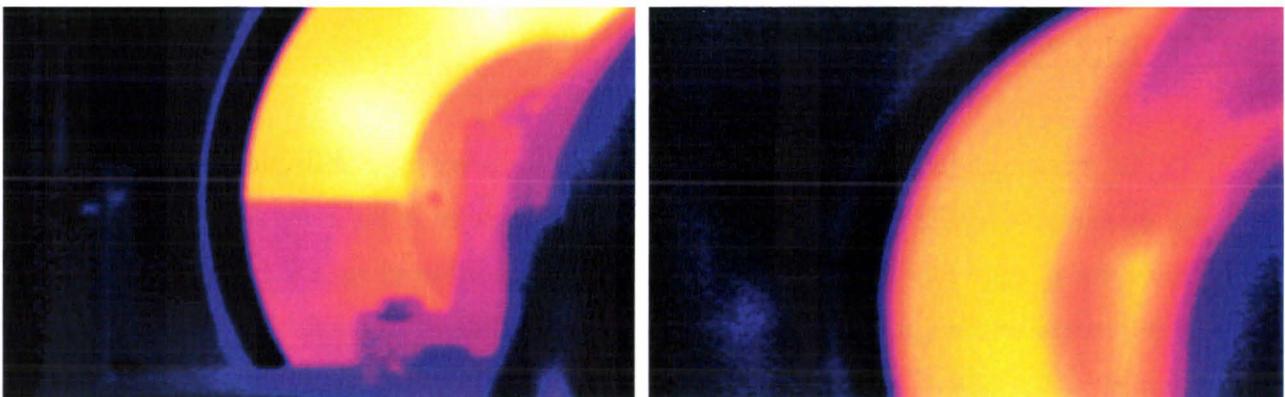


Figure III.2 : Déformation d'une image fournie par une caméra infrarouge (à gauche le disque à l'arrêt, à droite le disque en rotation)

La problématique, quel que soit le capteur, est de savoir ce que l'on peut espérer obtenir, à partir du signal de sortie donné par le capteur et la connaissance *a priori* du

comportement du capteur. Concrètement, utiliser le signal obtenu d'un capteur au-delà de sa fréquence de coupure permet-il de « remonter », après traitement, au signal d'entrée ?

### III.3 Temps de réponse des capteurs de contact

On ne va traiter que le cas des thermocouples, car c'est le seul capteur de contact utilisé pendant nos essais.

On assimile le comportement d'un thermocouple dans un fluide à celui d'une sphère de rayon  $R$  [44]. Utilisé dans un fluide, la résolution de l'équation de la chaleur pour une sphère donne un comportement du type passe-bas. En effet, à l'équilibre thermique le flux convectif (de coefficient  $h_i$ ) et le flux conductif (conductivité thermique  $k$ ) à la surface de la sphère (de volume  $V$  et de surface  $S_i$ ) sont identiques, ce qui permet d'introduire le nombre de Biot :

$$B_i = \frac{h_i V}{k S_i} \quad (\text{III.1})$$

Si  $B_i < 0,1$  (et donc que la résistance thermique de conduction de la sphère est au moins 10 fois supérieure à la résistance thermique de convection), alors la sphère pourra être considérée comme isotherme et la résolution du thermocouple s'apparente à celle d'un bloc isotherme, de capacité calorifique  $\rho_i c_i V$  régi par l'équation :

$$\rho_i c_i V \frac{dT}{dt} = h_i S_i (T - T_\infty) \quad (\text{III.2})$$

La résolution donne :

$$\frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = \exp\left(-\frac{h_i S_i}{\rho_i c_i V} t\right) \quad (\text{III.3})$$

L'expression (III.3) permet de comprendre l'évolution de type « 1<sup>er</sup> ordre » des thermocouples dans un fluide, avec une constante de temps  $\tau = \frac{\rho_i c_i V}{h_i S_i} = \frac{\rho_i c_i R}{3h_i}$ .

Dans le tableau III.1 suivant sont regroupées les caractéristiques des constituants d'un thermocouple de type K.

	Alumel	Chromel
$a_i$ (m <sup>2</sup> /s)	6,25.10 <sup>-6</sup>	4,92.10 <sup>-6</sup>
$k$ (W/m.K)	29,7	19,2
$\rho_i c_i$ (J/m <sup>3</sup> .K)	4,75.10 <sup>6</sup>	3,90.10 <sup>6</sup>

Tableau III.1 : Caractéristiques thermophysiques des constituants d'un thermocouple de type K

Des essais ont été réalisés sur les thermocouples qui doivent être insérés dans les patins afin de vérifier leur qualité et leur caractéristique selon la procédure simple de la figure III.3.

Il s'agit de thermocouples de type K de 0,5 mm de diamètre.

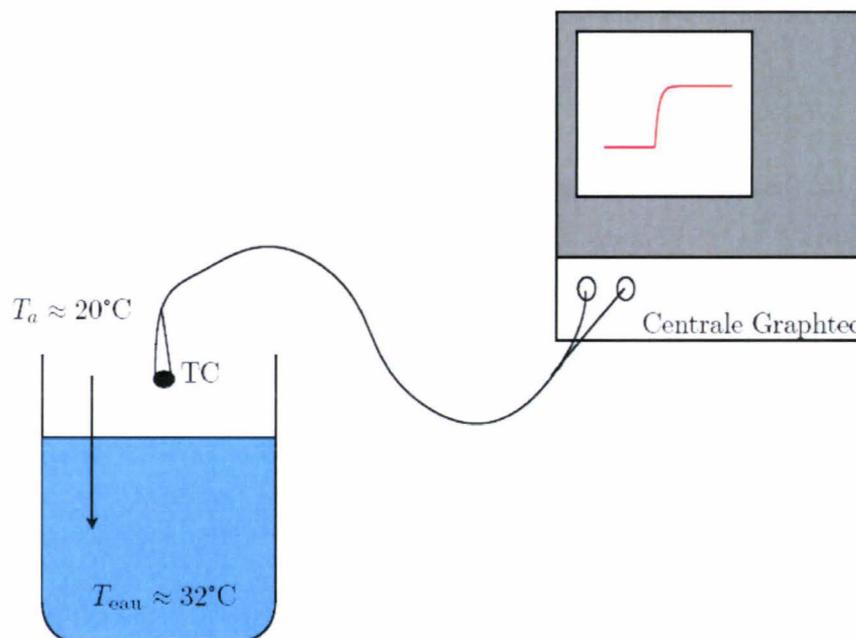


Figure III.3 : Procédure de test de temps de réponse des thermocouples

Deux conditions initiales sont possibles. Le thermocouple peut être soit sec ou mouillé. Cette différence de condition initiale entraîne une différence de plusieurs dizaines de microsecondes sur le temps de réponse du thermocouple.

De plus, la vitesse à laquelle est introduit le thermocouple dans l'eau influence de manière notable les résultats, avec des temps de montée allant de 40 ms pour une insertion rapide à 100 ms pour une insertion plus lente. Le temps de réponse alors obtenu n'est qu'un ordre de grandeur représentant l'insertion d'un thermocouple dans un fluide chaud. La

convection autour du thermocouple est forcée par le mouvement du thermocouple dans le fluide.

Le thermogramme obtenu correspond à celui d'un classique « premier ordre » (voir fig. III.2). Après l'acquisition de la réponse du thermocouple par la centrale, il est possible d'utiliser les fonctions de traitement préétablies, notamment le calcul du temps de montée, qui correspond à la durée de montée comprise entre 10% et 90% de la variation du signal. Ce temps est relié à la constante de temps par :  $t_m = 2,2 \tau$ .

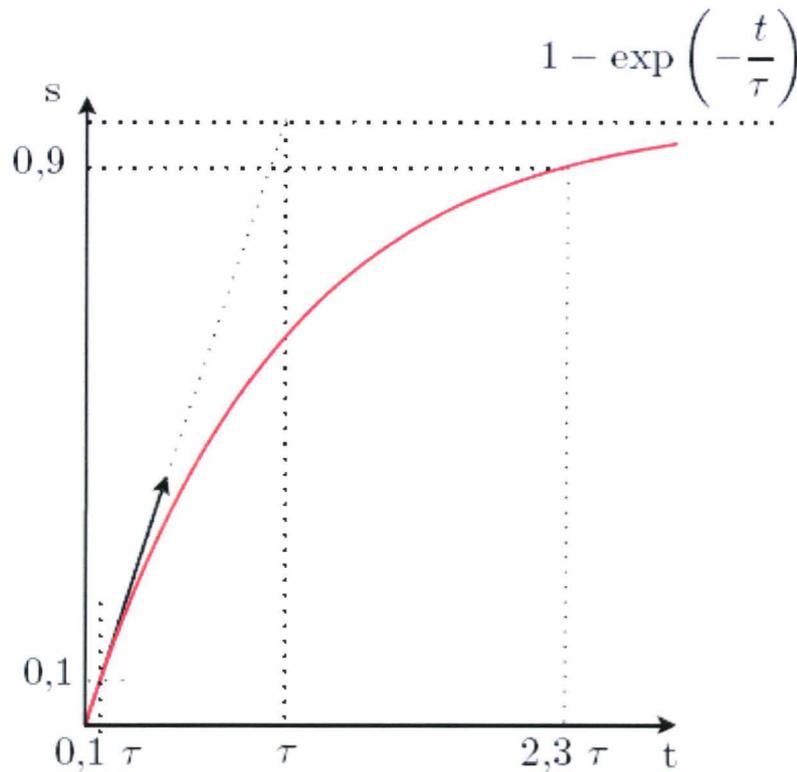


Figure III.2 : Réponse classique d'un premier ordre soumis à un échelon en entrée

Les temps de montée enregistrés présentent une certaine dispersion dépendant de la vitesse d'insertion mais nous donne un ordre de grandeur entre 40 ms et 100 ms.

La constante de temps  $\tau$  de ces thermocouples, lorsqu'ils sont plongés dans l'eau est compris entre 18,2 et 45,5 ms.

Afin d'évaluer la pertinence des estimations de temps de réponse réalisées, nous avons vérifié les ordres de grandeurs du coefficient d'échange autour du thermocouple. Dans un premier temps, nous avons fait l'hypothèse que le thermocouple était constitué de parts égales d'alumel et de chromel, lui conférant une capacité thermique  $\rho_i c_i = 4,32 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$ .

Le coefficient d'échange autour d'un thermocouple de 0,5mm de diamètre obtenu expérimentalement est alors compris entre  $[17500 \dots 39500] \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ .

Afin de confirmer cet ordre de grandeur, nous nous sommes appuyé sur des corrélations de convection forcée autour de sphère [45] liant le nombre de Nusselt  $Nu = \frac{h_i D}{k_{eau}}$  au nombre

de Reynolds  $R_e = \frac{V_d D}{\nu_{eau}}$  :

$$Nu = 0,37 R_e^{0,6}, \text{ pour } 17 < R_e < 7.10^4 \quad (\text{III.4})$$

Nous évaluons la vitesse de descente du thermocouple à 1m/s ce qui donne avec  $\nu = 0,8.10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$  à 30°C,  $R_e = 622$ , avec  $k_{eau} = 0,62 \text{ W/m.K}$  à 30°C  $Nu = 17,55$  et finalement  $h_i = 21800 \text{ W/m}^2.\text{K}$ . L'ordre de grandeur correspond avec celui identifié expérimentalement. En se basant sur la vitesse et la constante de temps précédemment donnés, le diamètre des thermocouples est :

$$D = \left( \frac{2,22 V_d^{0,6} k_{eau} \tau}{\rho_i c_i \nu_{eau}^{0,6}} \right)^{1,4} \quad (\text{III.5})$$

compris entre 0,54 et 1,03 mm, ce qui correspond à l'observation.

Lorsqu'un thermocouple est utilisé dans un bloc de matière (bulk), il en va autrement. Les équations à résoudre pour connaître leur loi d'évolution dans ce cas sont les équations de la chaleur (en faisant apparaître le nombre de Fourier  $F_0$ ), pour les deux matériaux, une condition de continuité de flux à la frontière de la surface du thermocouple et une condition initiale représentant un saut de température à l'interface ( $T_0$  dans le thermocouple et  $T_1$  autour). La résolution numérique de ce problème permet de remonter à une bonne approximation de l'évolution de la température du thermocouple :

$$\frac{T - T_{bulk}}{T_0 - T_1} = \exp \left[ -B \times \left( \frac{a_{bulk} t}{R^2} \right)^n \right] \quad (\text{III.6})$$

où  $B$  et  $n$  sont des coefficients qui approchent le modèle au plus près des simulations et dépendent du rapport des nombres de Fourier des deux matériaux, donc du rapport de leurs diffusivités (voir tableau III.2).

	<i>Cas cylindrique</i>		<i>Cas sphérique</i>	
$\frac{a_i}{a_{bulk}}$	<i>B</i>	<i>n</i>	<i>B</i>	<i>n</i>
1	1,582	0,56	2,799	0,61
10	1,724	0,45	3,193	0,52
100	1,821	0,45	3,209	0,5
300	1,830	0,45	3,229	0,5
1000	1,833	0,45	3,236	0,5

Tableau III.2 : Coefficients B et n approchant au mieux le modèle aux simulations numériques pour un thermocouple plongé dans la matière [45]

L'expression de la constante de temps est de la forme :

$$\tau = \frac{R^2}{B^{1/n} a_i} \quad (\text{III.7})$$

On peut ainsi remonter à l'expression de la température qui sera proportionnelle à  $\exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^n\right]$ .

On constate donc que l'évolution de la température du thermocouple est pratiquement représentée par une loi décrivant une exponentielle de racine carrée de  $t$ , ce qui est bien différent du cas de l'évolution d'un thermocouple dans un fluide. Concrètement, la réponse du thermocouple est meilleure aux temps brefs (meilleur « temps de réaction »), mais l'équilibre avec le milieu s'effectue de manière plus lente. Il est intéressant de noter que l'évolution du temps de réponse, dans le premier cas en fonction de  $R$ , et dans le deuxième cas en  $R^2$ .

L'utilisation de thermocouples les plus fins possibles est donc nécessaire pour capter des variations de températures de surface à des fréquences élevées.

Afin de connaître un ordre de grandeur du temps de réponse du capteur que l'on va choisir, un modèle unidimensionnel sphérique de relaxation a été développé (figure III.3):

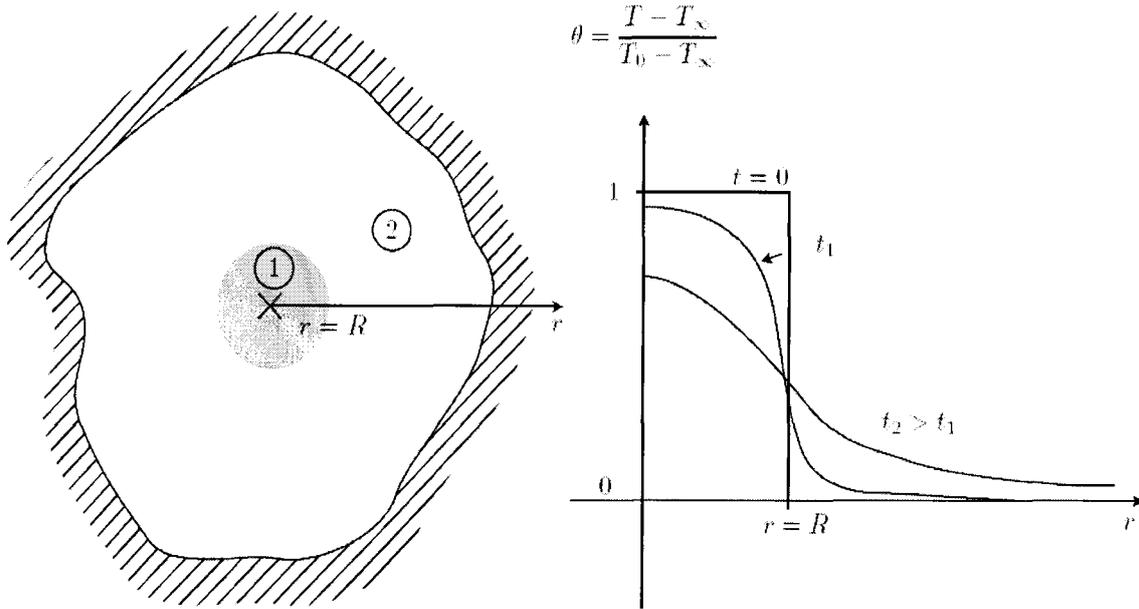


Figure III.3 : Relaxation d'une sphère dans un milieu infini

L'équation qui gère cette relaxation est la diffusion de la chaleur en coordonnées sphériques :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (rT)}{\partial r^2} = \frac{1}{a_i} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.8})$$

où  $a_i$  est la diffusivité thermique du matériaux. La condition initiale est :

$$\begin{aligned} T(r \leq R, t = 0) &= T_0 \\ T(r > R, t = 0) &= T_\infty \end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

et les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial r}(r = 0, t) &= 0 \\ -k_1 \frac{\partial T}{\partial r}(r = R, t) &= -k_2 \frac{\partial T}{\partial r}(r = R, t) \\ \lim_{r \rightarrow \infty} T(r, t) &= T_\infty \end{aligned} \quad (\text{III.10})$$

En posant  $\theta = \frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty}$  le système d'équations différentielles s'écrit sous la forme

adimensionnée, ainsi que les conditions limite et initiale.

Ainsi l'équation (III.8) devient l'équation suivante :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r\theta)}{\partial r^2} = \frac{1}{a_i} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (\text{III.11})$$

Les conditions initiales se mettent sous la forme :

$$\begin{aligned}\theta(r \leq R, t = 0) &= 1 \\ \theta(r > R, t = 0) &= 0\end{aligned}\tag{III.12}$$

Les conditions aux limites adimensionnées sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \theta}{\partial r}(r = 0, t) &= 0 \\ -k_1 \frac{\partial \theta}{\partial r}(r = R, t) &= -k_2 \frac{\partial \theta}{\partial r}(r = R, t) \\ \lim_{r \rightarrow \infty} \theta(r, t) &= 0\end{aligned}\tag{III.12}$$

Le schéma numérique est totalement implicite, donc inconditionnellement stable, et implique une multiplication matricielle à chaque pas de temps :

$$\frac{1}{r_i} \frac{r_{i+1} \theta_{i+1}^n + r_{i-1} \theta_{i-1}^n - 2r_i \theta_i^n}{\Delta R^2} = \frac{1}{a_k \Delta t} (\theta_i^n - \theta_i^{n-1})\tag{III.13}$$

pour chaque matériau k (k = 1 ou k = 2).

Les conditions aux limites se traduisent par :

$$\begin{aligned}\theta_1^n &= \theta_2^n \\ -\frac{k_1}{k_2} \theta_{i-1}^n - \theta_{i+1}^n + \left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right) \theta_i^n &= 0 \\ \theta_{i_{\max}} &= 0\end{aligned}\tag{III.14}$$

Le matériau dans lequel est placée la sphère est un composite organique possédant les caractéristiques suivantes :

Conductivité thermique	$W/mK$	1,34
Masse volumique	$kg/m^3$	$\approx 2500$
$\rho_i c_i$	$MJ/m^3 K$	1,417
Diffusivité thermique	$m^2/s$	$9,5 \cdot 10^{-6}$

Tableau III.3 : Caractéristiques thermiques du matériau à composite organique

La réponse d'une sphère en alumel, chromel et alumel/chromel (figure III.4) permet de calculer les temps de réponse d'un thermocouple pour un rayon donné :

Les temps de réponses  $t_{66\%}$  et  $t_{90\%}$  ( Tableau III.4 et Tableau III.5) correspondent au temps nécessaire pour que la température de la sphère atteigne respectivement 66% et 90% de la température de commande.

Le temps de réponse ( $t_{66\%}$ ) ne semble pourtant pas être aussi représentatif que celui d'un système du 1<sup>er</sup> ordre. On s'attendrait à avoir  $t_{90\%} = 2,8 t_{66\%}$  comme c'est le cas d'un système décrit par un 1<sup>er</sup> ordre. Ici, le rapport de ces deux temps s'approche plutôt de 3. La réponse de la sphère est plus rapide que celle d'un « 1er ordre », mais converge plus lentement vers la solution finale.

Une étude plus poussée permettrait de prendre en compte la présence d'un corps intermédiaire (colle conductrice ou polymère) permettant le contact entre le capteur et le milieu matériel.

Lorsqu'un capteur est introduit dans un solide (après perçage), il est positionné à une certaine distance des parois qui reçoivent l'information de température. La distance entre le capteur et cette paroi joue le rôle d'amortisseur d'excitations et filtre les hautes fréquences.

Diamètre (mm)	2	1	0,5	0,25
Chromel	0,307	0,0769	0,0193	0,0049
Alumel	0,326	0,0817	0,0205	0,0052
Chromel-alumel	0,315	0,0788	0,0198	0,005

Tableau III.4 : Temps de réponse (s) à 66% d'une sphère qui relaxe dans un milieu infini

Diamètre (mm)	1	0,5	0,25
Chromel	0,222	0,0556	0,014
Alumel	0,236	0,0592	0,0149
Chromel-alumel	0,22	0,057	0,0144

Tableau III.5 : Temps de réponse (s) à 90% d'une sphère qui relaxe dans un milieu infini

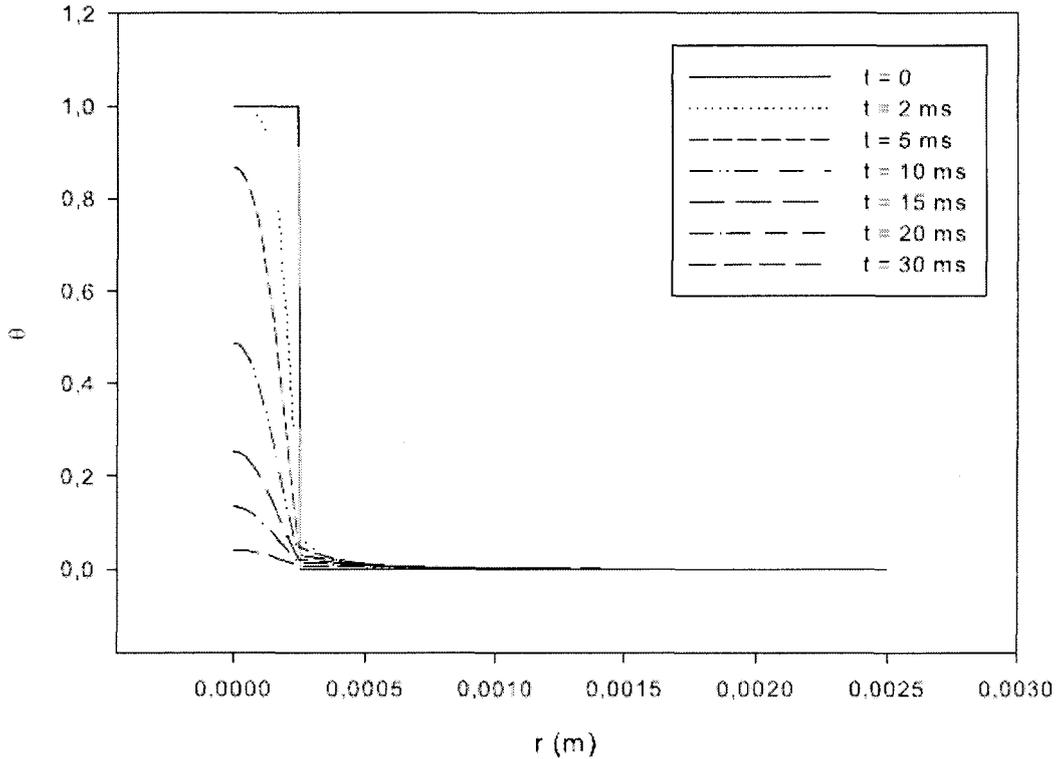


Figure III.4 : Évolution du profil de température d'une sphère de chromel-alumel de 0,25 mm de diamètre

Le champ de température d'un mur semi-infini soumis à une excitation périodique de pulsation  $\omega$  et d'amplitude crête à crête  $\Delta T = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{2}$  et de moyenne  $T_m = \frac{T_{\max} + T_{\min}}{2}$  est :

$$T(x,t) = T_m + \Delta T \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2a_i}} x\right) \sin\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2a_i}} x\right) \quad (\text{III.15})$$

où il est possible de faire apparaître la profondeur de pénétration  $\delta = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}}$  :

$$T(x,t) = T_m + \Delta T \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \sin\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right) \quad (\text{III.16})$$

La chute de température dans le matériau est d'autant plus rapide que la fréquence des sollicitations est élevée.

Plus la diffusivité du matériau est élevée, c'est à dire si le matériau est bon conducteur de la chaleur et peu capacitif, plus l'information pénètre le matériau. Ainsi, avec un seuil de détection d'environ  $\Delta$ , et une position du capteur à une distance  $x$  de la paroi, la fréquence maximale détectable est :

$$\omega = \left[ \ln \left( \frac{\Delta T}{\Delta} \right) \right]^2 \frac{2a_i}{x^2} \quad (\text{III.17})$$

$a_i (m^2.s^{-1})$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$
Conditions				
$x = 1 \text{ mm}, \Delta = 1 \%$	9,5	95,4	954,3	9543,4
$x = 1 \text{ mm}, \Delta = 0,1 \%$	17,0	169,7	1696,6	16966

Tableau III.6 : Valeur de pulsation  $\omega$  (rad.s<sup>-1</sup>) limite détectable en un point  $x$  et un seuil de détection  $\Delta$  pour une excitation périodique sinusoïdale sur un mur semi-infini

Au regard du temps de réponse d'un thermocouple de l'ordre de 0,05 s (en fonction du diamètre du thermocouple), il apparaît donc difficile d'espérer détecter le passage des points chauds en instrumentant le patin.

Parmi les événements thermiques se déroulant durant un freinage, les bandes chaudes sont une autre manifestation des phénomènes transitoires apparaissant à la surface des parties tournantes. Afin de vérifier la capacité de thermocouples implantés dans le patin à détecter le passage de bandes chaudes, une modélisation 2D simple (voir figure III.5) a été développée. Le patin est modélisé par un échantillon de longueur  $L$  et d'épaisseur  $e$ . Comme pour l'estimation de la relaxation de la sphère chromel-alumel, on va travailler sur les grandeurs adimensionnées. Une bande chaude de largeur  $\Delta L$  se déplace à la vitesse  $v$  sur le patin. Cinq thermocouples sont implantés dans le patin.

Il s'agit d'un modèle 2D basé sur les différences finies. L'équation de la chaleur se met sous la forme :

$$\frac{\lambda_i}{\rho_i c_i} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.18})$$

De la même manière que précédemment, nous allons utiliser les grandeurs adimensionnées pour simplifier les calculs, on obtient ainsi l'équation suivante :

$$\frac{\lambda_i}{\rho_i c_i} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (\text{III.19})$$

On fait l'hypothèse de pertes latérales nulles à la surface du patin. Les conditions initiales et aux limites se mettent donc sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \theta(x, y, t = 0) &= 0 \\ \phi(0 \leq x \leq L, 0 \leq y \leq e, t) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$

La bande chaude est assimilée à une zone de température adimensionnée  $\theta = 1$  de largeur  $\Delta L$  se déplaçant à une vitesse  $V_g$ . L'ensemble des conditions est représenté sur la figure III.5.

Les signaux arrivant aux 5 capteurs sont tracés sur la figure III.6 pour différentes vitesses ( $t^* = t/t_p$  avec  $t_p$  temps de passage de la bande chaude sur le patin).

Il semble donc possible de détecter l'apparition, le mouvement, l'amplitude, la largeur d'une bande chaude pour de très faibles vitesses de déplacement ( $3,25 \text{ mm.s}^{-1}$ ). Néanmoins il semble peu probable de détecter les bandes chaudes en situation réelle. L'instrumentation du patin nous renseignera sur cette faisabilité.

Le signal arrivant aux capteurs sera déformé, du fait du temps de réponse des détecteurs. Il va être nécessaire d'accéder à la fonction de transfert des capteurs dans leur environnement.

Dans ce but, des expériences devraient être réalisées sur les thermocouples implantés dans le disque afin de vérifier certaines des hypothèses réalisées précédemment.

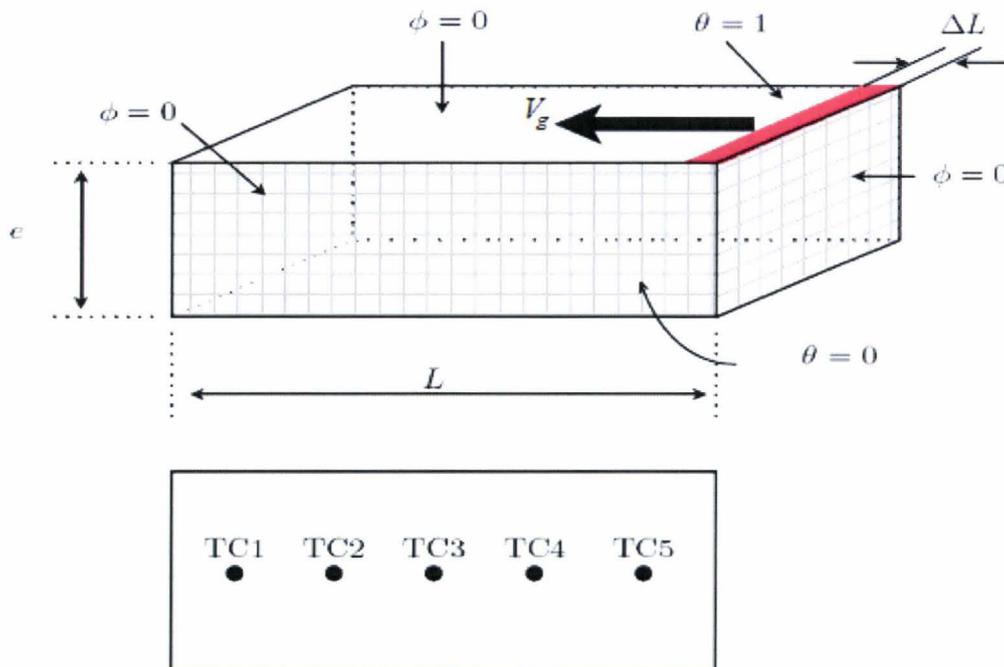


Figure III.5 : Modélisation du patin et des emplacements des thermocouples

La distance entre la surface et les thermocouples est théoriquement connue a priori mais les imprécisions de réalisation en imposent toutefois une vérification. Une méthode possible

de vérification est de soumettre la surface à un échelon de flux radiatif. Pour cela on pourrait utiliser un dispositif de type obturateur et lampes de chauffage.

Le modèle thermique du matériau et des thermocouples en régime instationnaire doit également être vérifié. Un dispositif possible est l'utilisation d'un chopper (ou tout système permettant de faire varier de manière périodique le flux incident sur les matériaux) de façon à appliquer des créneaux de flux radiatif.

Un modèle a été utilisé afin de vérifier la capacité des thermocouples à permettre l'observation d'une bande chaude pour différentes vitesses. Une expérience doit également être menée afin de vérifier cette hypothèse. Il faut ainsi limiter spatialement l'exposition du flux par l'intermédiaire d'une plaque munie d'une fente, dans l'optique de simuler la réponse du patin soumis à une condition de type bande chaude.

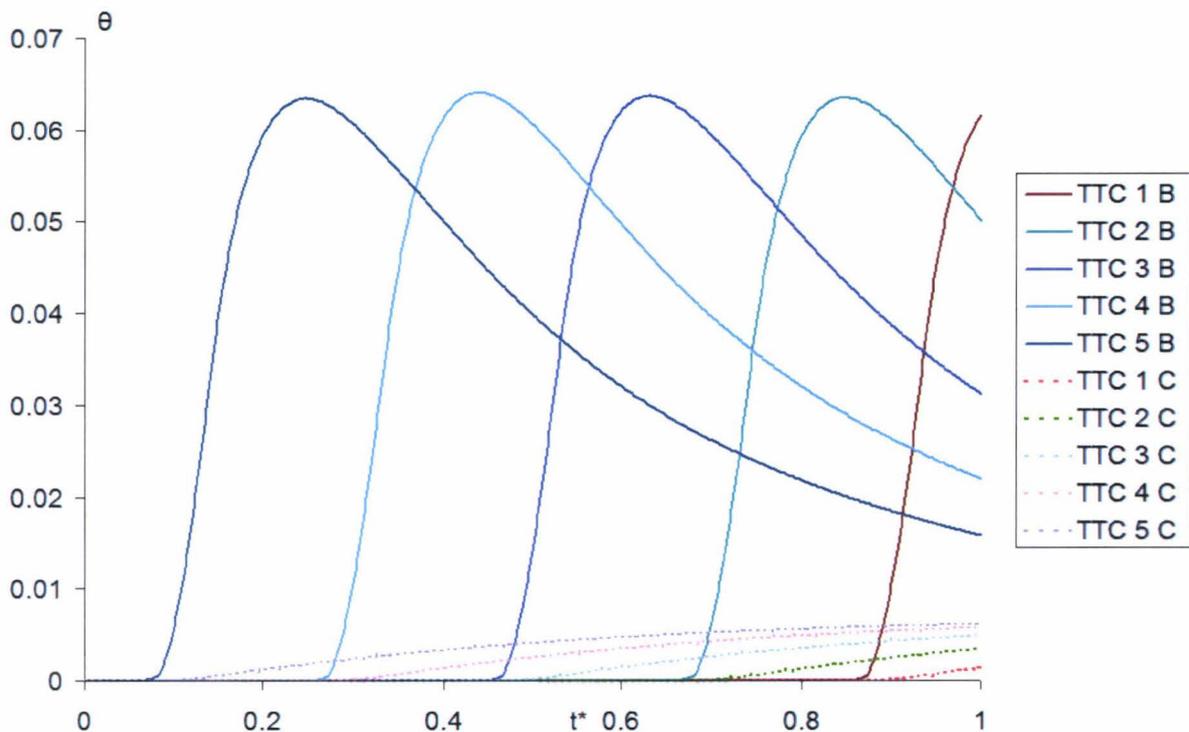


Figure III.6 : Réponse simulée de 5 points situés à 1 mm de profondeur d'une surface soumise à une bande chaude se déplaçant à la vitesse B :  $37,5 \text{ mm.s}^{-1}$  C :  $375 \text{ mm.s}^{-1}$  et de largeur 1 mm

Il serait également intéressant de vérifier les modèles thermiques et de les comparer avec des processus d'apprentissage par un réseau de neurones. Dans cette optique, il faudrait développer un système pour déplacer la fente devant le patin afin de simuler le déplacement des bandes chaudes au cours du temps. En multipliant les essais, ce processus doit apprendre

le comportement des réponses des thermocouples en fonction de la sollicitation de surface. L'idée étant de comparer les résultats des deux méthodes et de remonter de manière efficace à la température des bandes chaudes en condition de freinage.

### III.4 Temps de réponse et résolution spatiale de capteurs sans contact

#### *III.4.1 Introduction*

Les outils de mesures de température sont caractérisés principalement par leur résolution spatiale et leur temps de réponse. Dans le cas d'une mesure sur des objets en mouvements rapides tels que des disques tournants et présentant des gradients locaux de température, il est nécessaire de connaître ces deux paramètres afin de maîtriser la mesure de température. En effet en fonction de ces paramètres les mesures de température effectuées sont plus ou moins proches des températures réelles. En fonction de sa résolution spatiale, l'instrument de mesure utilisé va effectuer une mesure moyenne sur une zone plus ou moins étendue de la surface visée. La surface visée étant en mouvement au cours de la mesure, le temps de réponse aura une influence sur la déformation du profil mesuré par rapport au profil réel de la surface (voir Figure III.2). En effet, si le temps de réponse est trop élevé, le capteur ne permet pas l'observation de variations locales de température dont le temps de présence ne correspond pas au temps de réponse. Le pyromètre que nous avons utilisé est un COLE-PALMER 8158-30. Ses caractéristiques sont connues, a priori, et nous serviront de points de comparaison: un spot de 20 mm à 1 m et un temps de réponse de 1 seconde. Les caractéristiques de ce pyromètre peuvent être affectées par une incertitude sur la spécification du constructeur mais aussi à une incertitude concernant la distance du pyromètre à la cible. Ce pyromètre a été choisi pour effectuer ces expériences car ses performances, bien qu'inadaptées au freinage, permettront de mettre en évidence facilement les problèmes liés au temps de réponse et à la résolution spatiale des détecteurs pour la mesure sur une surface tournante.

Nous proposons une méthode simple de détermination, à la fois de la résolution spatiale et du temps de réponse d'un pyromètre. Nous allons montrer par différents essais l'influence de la résolution spatiale et du temps de réponse sur la mesure de température. Nous proposons ensuite une méthode permettant de restituer la distribution de température. Les techniques radiométriques sont souvent abordées de manière globale [27-29, 45] et se limitent à une

utilisation d'un outil de mesure dans son domaine fréquentiel de fonctionnement. Les mesures radiométriques de température sur des objets tournants et donc la conséquence sur les images issues d'une caméra infrarouge par exemple [43] est problématique lorsque la vitesse des objets est trop rapide par rapport au temps d'équilibre du moyen de mesure. Des techniques de détermination de résolution spatiale ont déjà été mise au point [47] en utilisant notamment des fentes dimensionnables.

### III.4.2. Dispositif expérimental

L'objectif est de déterminer la résolution spatiale et de caractériser le temps de réponse du pyromètre COLE. Le dispositif expérimental est composé d'une plaque de 10 cm de côté, recouverte de deux peintures ayant des émissivités différentes (voir Figure III.7).

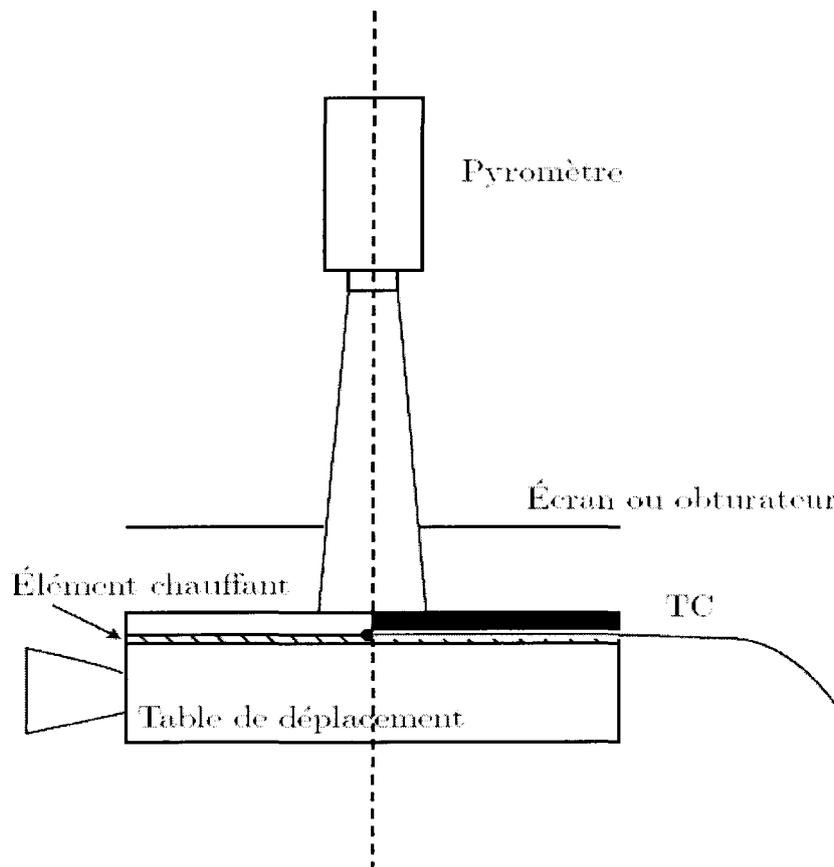


Figure III.7 : Dispositif expérimental pour la détermination de la résolution et du temps de réponse d'un pyromètre

La distribution non uniforme de température va être simulée par ces deux zones d'émissivités différentes. En effet l'émissivité du pyromètre étant réglée sur 1, la non

uniformité d'émissivité simule une non uniformité de la température. Nous avons choisi une peinture noire d'émissivité  $0,93 \pm 0,02$  et une peinture argentée dont nous avons déterminé l'émissivité à  $0,37 \pm 0,01$ . La température de la plaque est mesurée à l'aide d'un thermocouple au milieu de la plaque à  $76,7^\circ\text{C}$ . Un écran permet de limiter les interactions avec l'environnement proche de la cible et une table de déplacement permet de déplacer la position de la frontière par rapport à l'axe du pyromètre tous les 3 mm, à 0,1 mm près.

La plaque est chauffée à l'aide d'un circuit chauffant. L'homogénéité de la température en surface du disque a été vérifiée avant de peindre la plaque avec les 2 peintures. Une image a été réalisée avec une caméra infrarouge pour visualiser l'homogénéité de la température sur la plaque.

On constate effectivement sur la figure III.8, que la température en surface de la plaque est homogène.

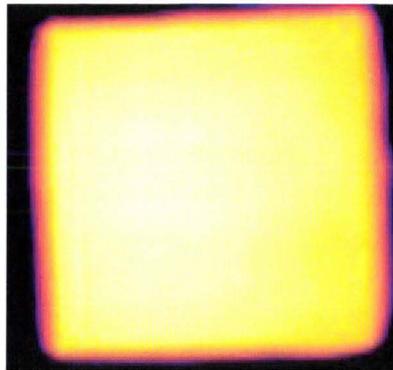


Figure III.8 : Image infrarouge de la plaque

#### *III.4.3. Détermination de la résolution spatiale du pyromètre*

La plaque décrite précédemment va être utilisée pour vérifier la dimension du spot du pyromètre fournie par le constructeur. De plus cette expérience va permettre de vérifier un modèle simple de calcul du flux reçu par le pyromètre.

Afin de vérifier le modèle, des mesures sont effectuées sur la zone de peinture noire, sur la zone de peinture argentée et dans la zone intermédiaire où le spot du pyromètre se situe sur les deux zones simultanément.

Le niveau numérique mesuré par le pyromètre est, respectivement au cours du balayage de la zone noire à la zone argentée :

$$I = I_{noire}$$

$$I = \frac{S_{noire}}{S_{totale}} I_{noire} + \frac{S_{alu}}{S_{totale}} I_{alu} \quad (III.21)$$

$$I = I_{alu}$$

Un modèle simple permet de calculer les surfaces d'émission de chaque zone peinte (figure III.9).

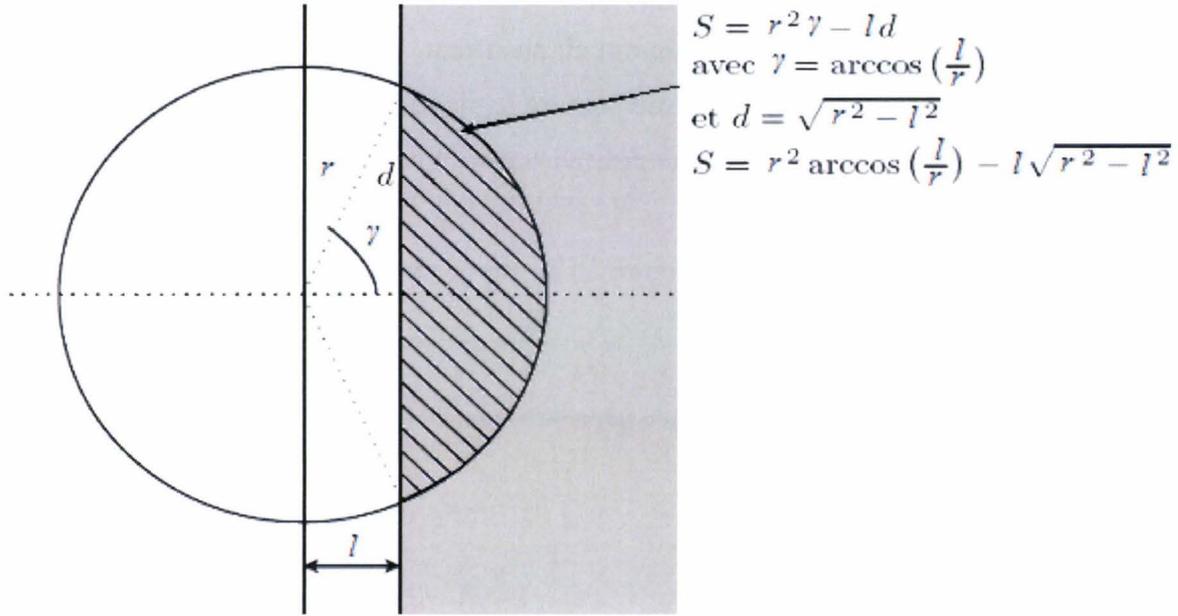


Figure III.9 : Calcul des surfaces d'un disque coupé en deux domaines par une droite

Connaissant l'écartement entre deux mesures et en prenant une référence d'abscisse (le centre du premier spot), nous pouvons calculer l'émission d'une plaque bicolore, dont les niveaux d'émissivité sont mesurés expérimentalement, la comparer avec le modèle au travers de la fonctionnelle :

$$J = E \left\{ \left| \frac{y_i - y_i^*}{y_i} \right| \right\} \quad (III.22)$$

qui mesure l'écart relatif entre chaque point de mesure  $y_i^*$  et le modèle  $y_i$ . Lorsque le calcul est réalisé sur un domaine  $(l, r)$ , il est possible de distinguer la présence d'une zone d'écart minimum pour  $l = 3,19 \pm 0,01$  cm et  $r = 1,33 \pm 0,02$  cm (voir figure III.10). En choisissant la moyenne des écarts quadratiques relatifs, nous donnons le même poids statistique aux basses comme aux hautes valeurs.

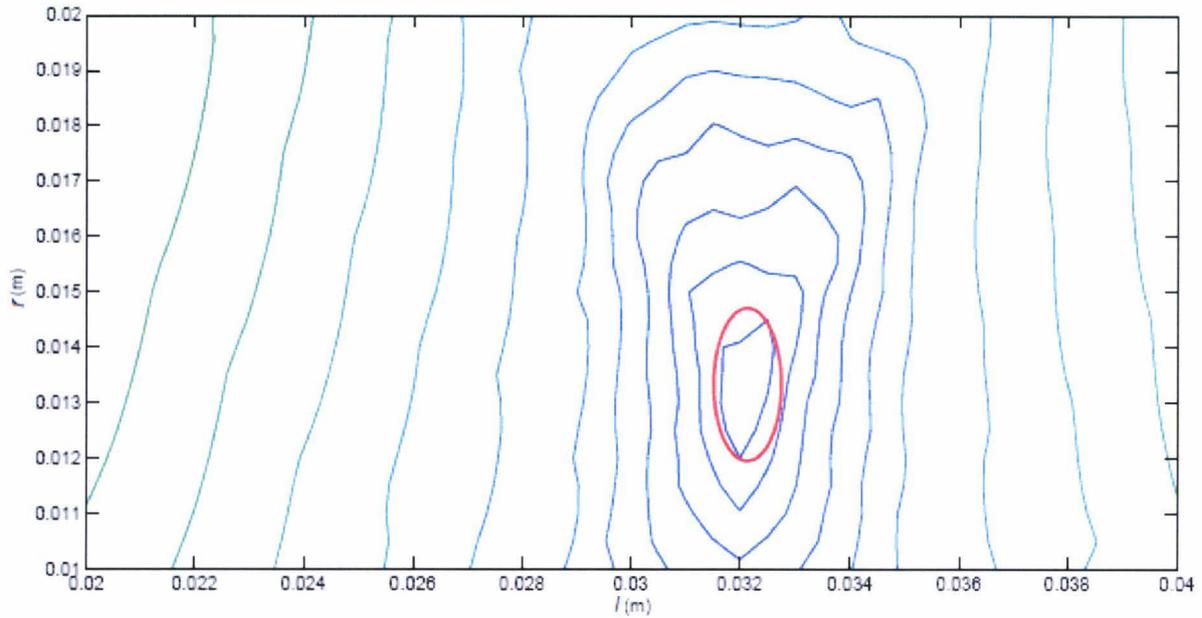


Figure III.10 : Isocontours de l'écart entre le modèle et les mesures pour déterminer la zone de minima dans l'ellipse

Nous pouvons constater que l'écart visuel entre les deux courbes (mesures et modèle avec paramètres minimisés) est acceptable (figure III.11).

La taille du spot ainsi minimisé est ici de 2,66 cm ce qui est supérieur au diamètre originel fourni par le constructeur (25% d'écart). Ceci peut être dû à une dérive de l'appareil mais surtout à une incertitude concernant la distance du pyromètre à la cible. La frontière entre les deux zones se situe à 3,19 cm du centre du premier spot.

Pour effectuer cet essai, il n'est pas besoin de calibrer le pyromètre puisque seule la variation de niveau entre les deux peintures nous intéresse. Le dispositif est relativement simple à mettre en place et permet donc d'identifier, à l'aide d'une minimisation des paramètres du modèle avec les mesures, le diamètre du spot et la position de la frontière entre les deux zones.

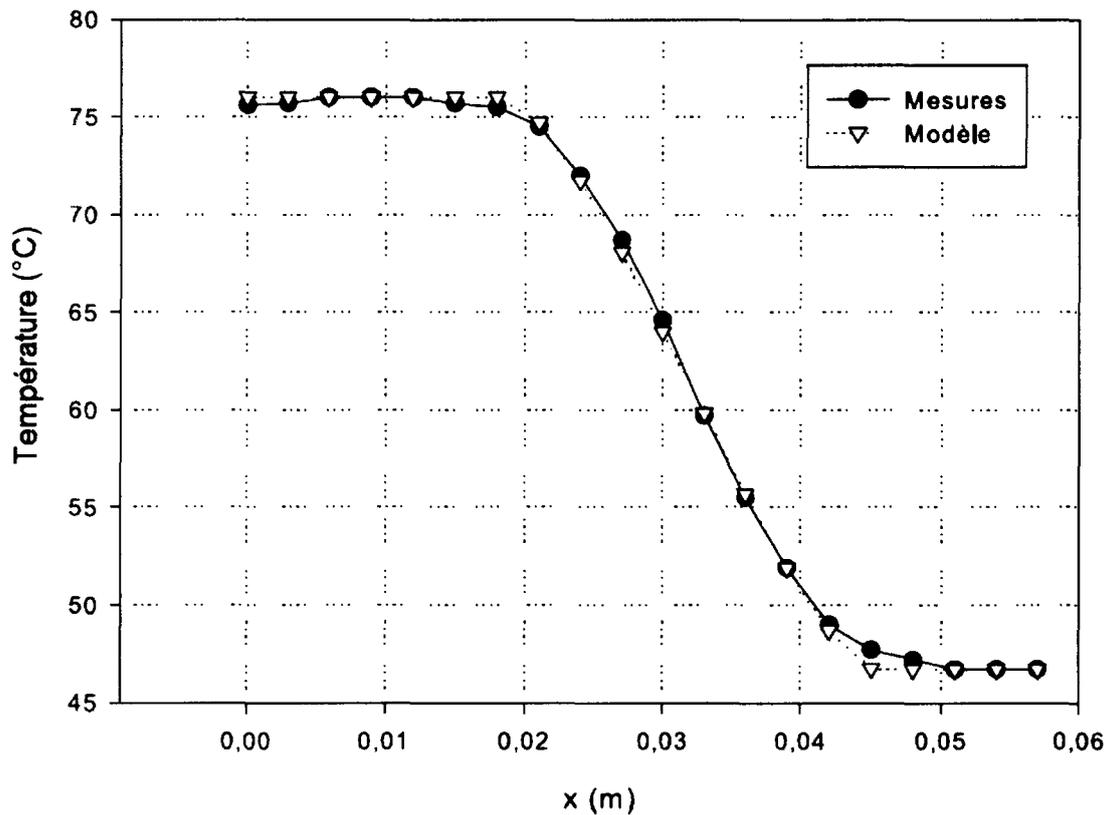


Figure III.11 : Températures données par le pyromètre et le modèle se déplaçant sur une plaque bicolore

#### III.4.4 Caractérisation du temps de réponse du pyromètre

Pour étudier le temps de réponse du pyromètre, nous avons mis en place devant la cible chaude, un obturateur photographique COPAL dont le temps d'ouverture peut atteindre 1/500 de seconde (voir figure III.7). Ce temps est *a priori* très inférieur au temps de réponse du pyromètre et permettra d'envoyer un échelon de signal vers le pyromètre. La réponse indicielle permet d'accéder au temps de réponse par la fonction de transfert du pyromètre.

L'allure de la réponse du pyromètre nous a guidés vers une modélisation du système du 1<sup>er</sup> ordre. La réponse alors recherchée est de la forme :

$$F(t) = \left[ A - B \exp\left(-\frac{t-t_i}{\tau}\right) \right] \Gamma(t_i) + (A - B) \quad (\text{III.23})$$

Avec A et B deux constantes dépendantes des valeurs initiales et finales de la réponse indicielle,  $t_i$  l'instant de déclenchement de l'obturateur et  $\tau$  la constante de temps.

Identifier les paramètres  $A$ ,  $B$ ,  $\tau$ ,  $t_i$  revient à minimiser la fonctionnelle  $J(X) = E\{(y - y^*)^2\}$ , où  $X = (t_i, \tau, A, B)$  est le vecteur des paramètres,  $y$  est la mesure et  $y^*$  le modèle (voir Annexe B).

Les paramètres finalement identifiés ne sont pas uniques mais il existe un domaine d'incertitude autour de ces paramètres qui décrit une zone dans laquelle se situe le minimum.

paramètre	Valeur
$t_i$ (s)	0,13
$\tau$ (s)	0,34
$A$ (°C)	57,47
$B$ (°C)	35,97

Tableau III.7 : Paramètres du modèle de 1<sup>er</sup> ordre

donnant l'allure d'un système du 1<sup>er</sup> ordre soumis à un échelon.

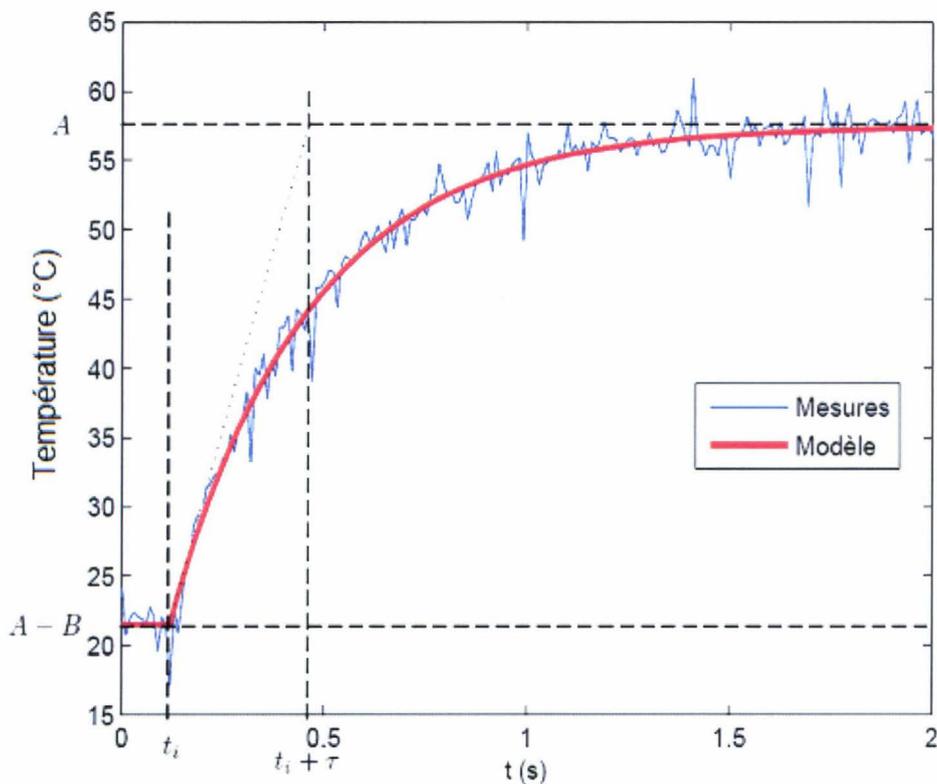


Figure III.12 : Réponse du pyromètre et modèle avec paramètres identifiés par minimisation pour un signal échelon en entrée

III.4.5. Vérification de l'influence des paramètres du détecteur sur la mesure

Nous avons réalisé des mesures sur un disque tournant autour de l'axe passant par le point  $O$  qui comporte deux zones d'émissivités différentes : peinture noire et peinture argentée (voir figure III.13).

Ces expériences vont permettre de montrer, en situation réelle, le problème lié au temps de réponse et à la résolution du pyromètre. Le profil de température réelle du disque est sous forme d'échelon mais nous allons voir que les profils de température mesurés par le pyromètre sont déformés. Dans un premier temps, nous allons vérifier que la modélisation du système d'acquisition effectuée précédemment correspond au fonctionnement du pyromètre. Dans un second temps ce modèle va être utilisé pour calculer le profil réel de la température de surface à partir de la mesure effectuée.

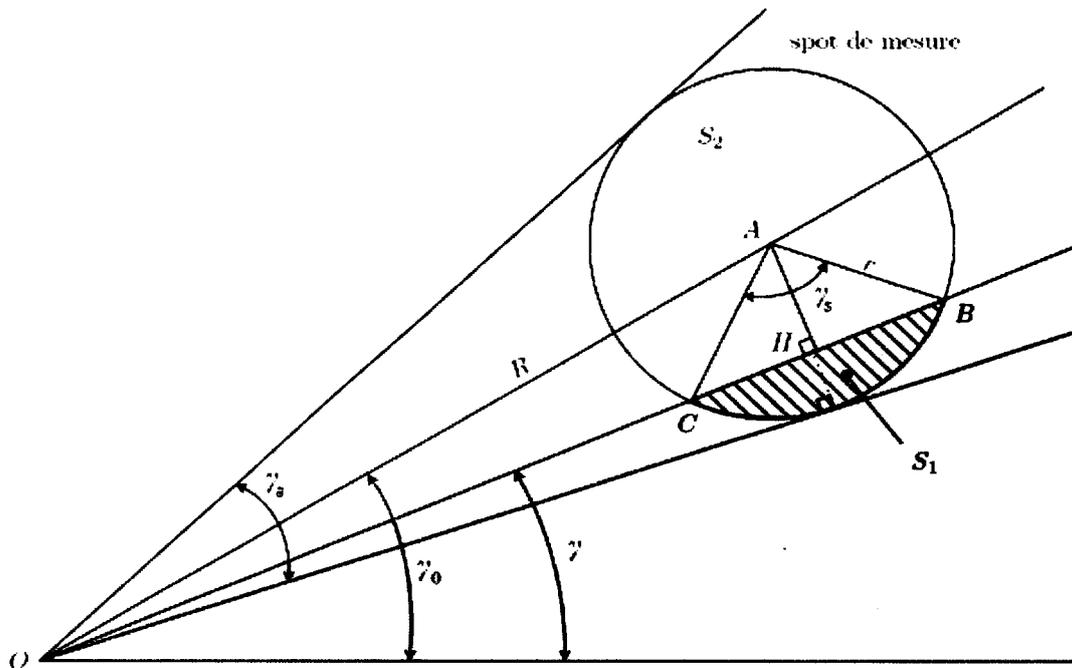


Figure III.13 : Schématisation du spot de mesure sur un disque bicolore chaud et tournant

Le calcul est similaire à celui effectué pour la plaque bicolore. Les formules nécessaires sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 \gamma_a &= 2 \arcsin\left(\frac{r}{R}\right) \\
 \gamma &\in [\gamma_0 - \gamma_a / 2 \dots \gamma_0] \\
 AH &= R \sin(\gamma_0 - \gamma) \\
 HB &= \sqrt{r^2 - AH^2} \\
 \gamma_s &= 2 \arccos\left(\frac{AH}{r}\right) \\
 S_1 &= \gamma_s r^2 - AH \times HB \\
 S_2 &= \pi r^2 - S_1
 \end{aligned}
 \tag{III.24}$$

En prenant en compte l'existence d'une zone intermédiaire composée à la fois d'une surface peinte en noir et argentée, il est possible d'accéder au flux réel arrivant sur le pyromètre en fonction de la position du spot sur le disque (voir figure III.14).

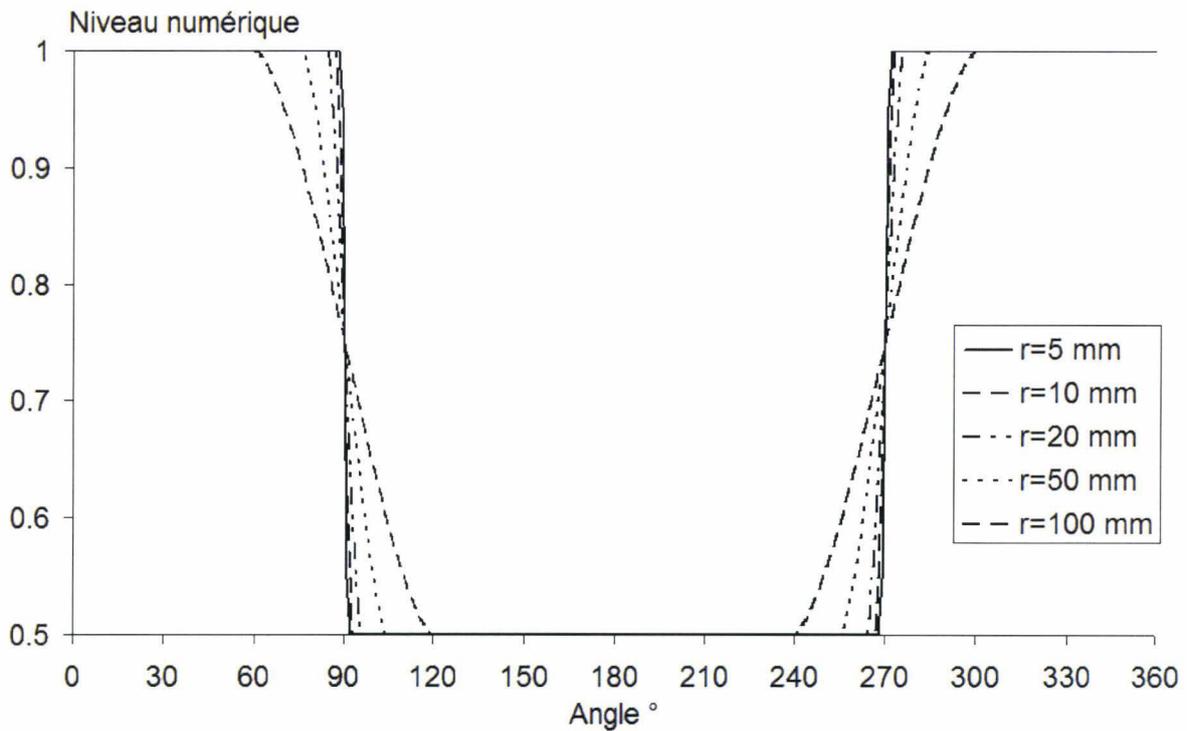


Figure III.14 : Niveau numérique perçu par un pyromètre d'un disque tournant en fonction de la position du disque et de plusieurs dimensions de spot pour un disque de rayon  $R = 20$  cm.

Connaissant la fréquence de rotation du disque et la luminance en fonction de la position angulaire du spot, il est possible de connaître la luminance reçue en fonction du temps. À l'aide de la fonction de transfert du pyromètre identifiée, il est possible de modéliser

et de simuler la réponse du pyromètre placé devant ce disque pour plusieurs fréquences de rotation : 0,5 Hz, 1 Hz, 2 Hz.

Le bon accord entre les mesures et le modèle (voir figure III.15 et III.16) nous permet de vérifier la validité de notre approche et désormais d'envisager des mesures en régime instationnaire sur un disque dont la nature de la surface nous est *a priori* inconnue.

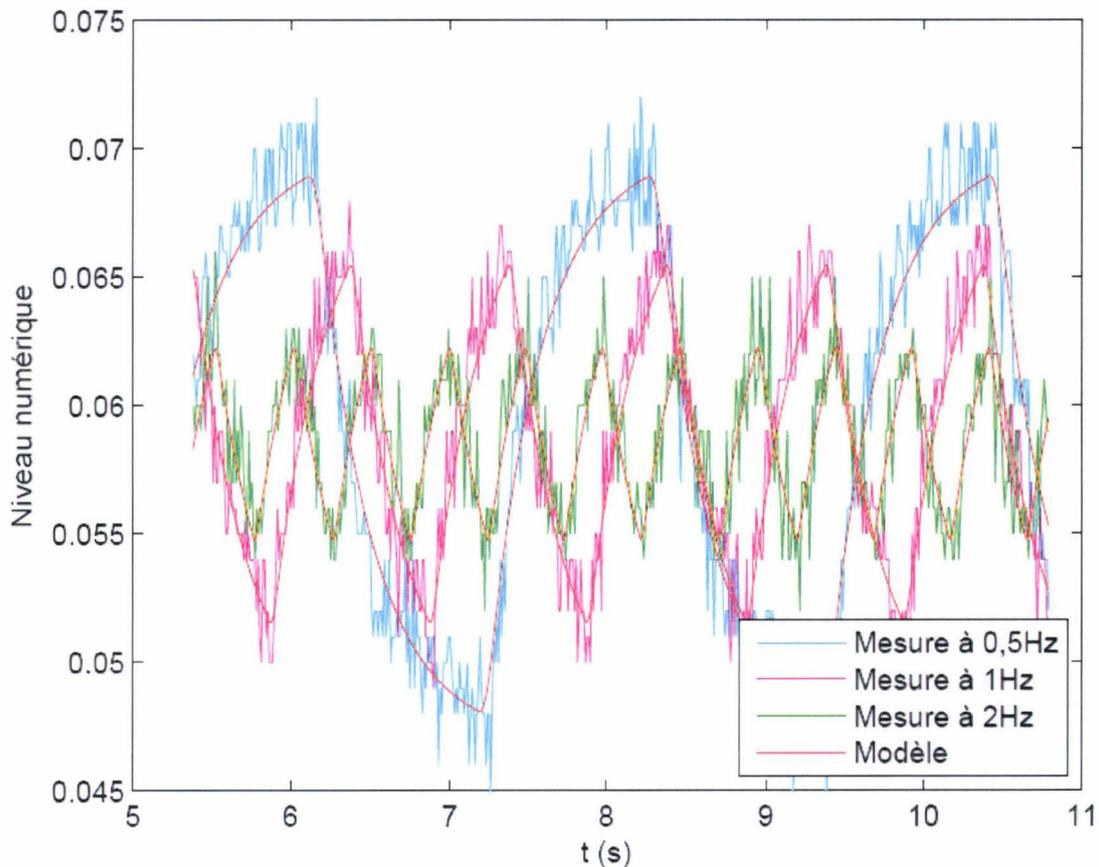


Figure III.15 : Comparaison des mesures et du modèle pour trois fréquences de rotation sur un intervalle de temps

#### III.4.6. Détermination du signal à l'entrée du pyromètre

Le temps de réponse du pyromètre est de l'ordre de 1 s ce qui représente une fréquence d'acquisition de 1 Hz. Ainsi pour l'observation de phénomènes thermiques ayant des fréquences supérieures à sa fréquence caractéristique de 1 Hz, il est nécessaire de prendre en compte la réponse du pyromètre. D'un point de vue systémique, nous pouvons déduire de la réponse indicielle que le pyromètre s'apparente à un filtre passe-bas dont la fonction de transfert est, dans l'espace de Fourier :

$$H(f) = \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0}} \quad (\text{III.25})$$

Avec  $\omega_0 = \frac{2\pi}{\tau}$

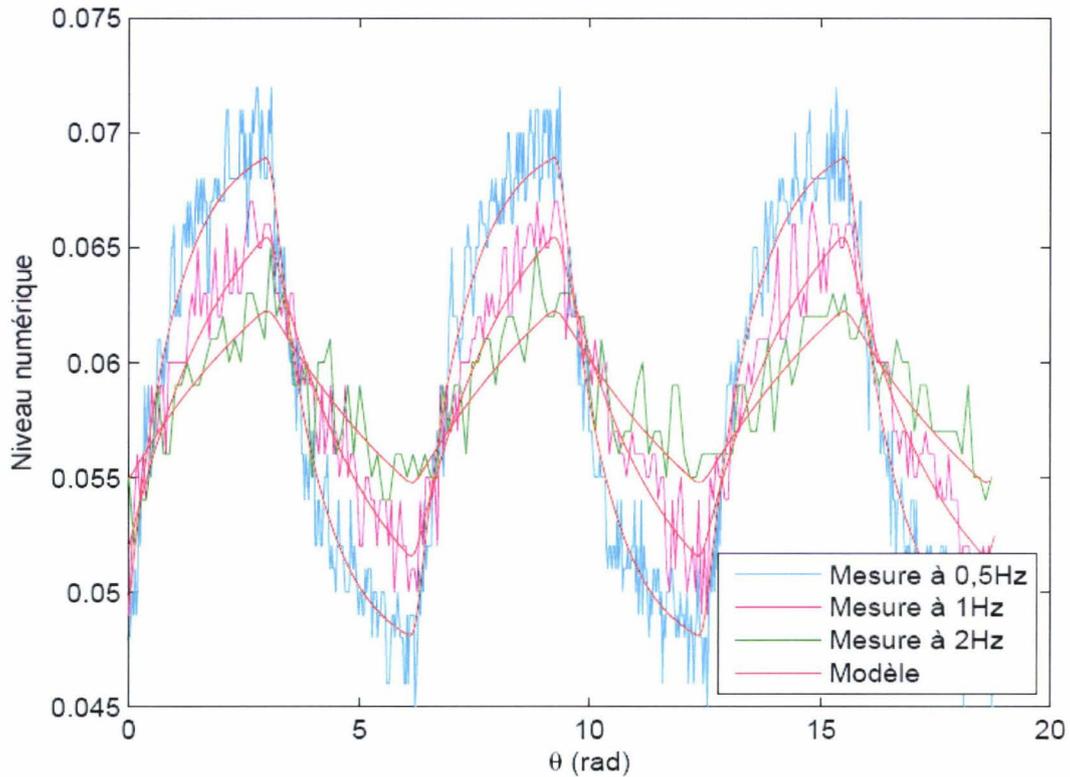


Figure III.16 : Comparaison des mesures et du modèle pour trois fréquences de rotation pour trois tours de disque

Le pyromètre peut donc être considéré comme sur le schéma de la figure III.17 : le signal de sortie (celui mesuré par l'acquisition) est donc le produit (dans l'espace de Laplace ou de Fourier) de  $H(\omega)$  par  $E(\omega)$ .

$$S(\omega) = H(\omega)E(\omega) \quad (\text{III.26})$$

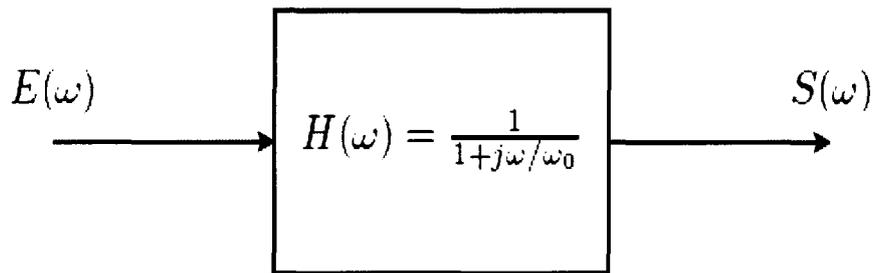


Figure III.17 : Représentation systématique du pyromètre

Il est alors tentant de vouloir, à partir de  $S(\omega)$  et connaissant la fonction de transfert du pyromètre, de déterminer  $E(\omega)$  par :

$$E(\omega) = \frac{S(\omega)}{H(\omega)} \quad \text{(III.27)}$$

Cette méthode présente un intérêt si  $S(t)$  n'est pas bruité, mais est en pratique irréalisable, car la source, le détecteur et le convertisseur analogique/numérique génèrent du bruit.

En effet,  $H(\omega)$  étant un passe-bas,  $\frac{1}{H(\omega)}$  augmente les hautes fréquences, donc le bruit.

Le schéma systématique du pyromètre est donc celui de la figure III.18.

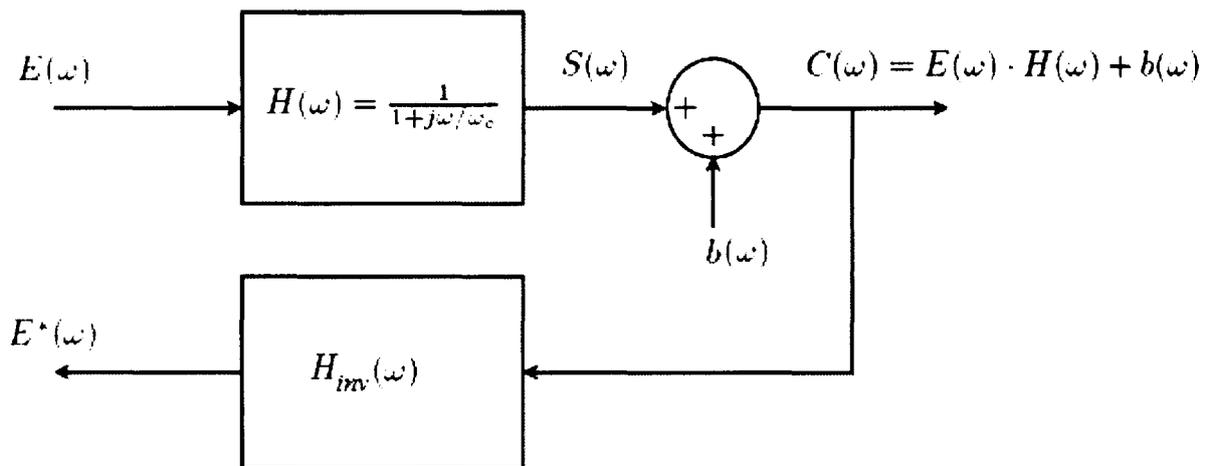


Figure III.18 : Représentation systématique réaliste (signal bruité) du pyromètre

Si nous cherchons à déterminer le signal  $E^*$  avec  $H_{inv} = \frac{1}{H}$ , connaissant  $S$ ,  $b$  et  $H$  :

$$E^*(\omega) = \frac{S(\omega) - b}{H(\omega)} = E(\omega) - \frac{b}{H(\omega)} \quad (\text{III.28})$$

Nous retrouvons le premier terme  $E$  et le second terme qui amplifie le terme  $b$  pour les hautes fréquences.

a) étude du bruit

L'étude du bruit est une étape importante pour le filtrage du signal. Par conséquent, nous avons étudié le bruit interne sur un plateau du signal (voir figure III.19).

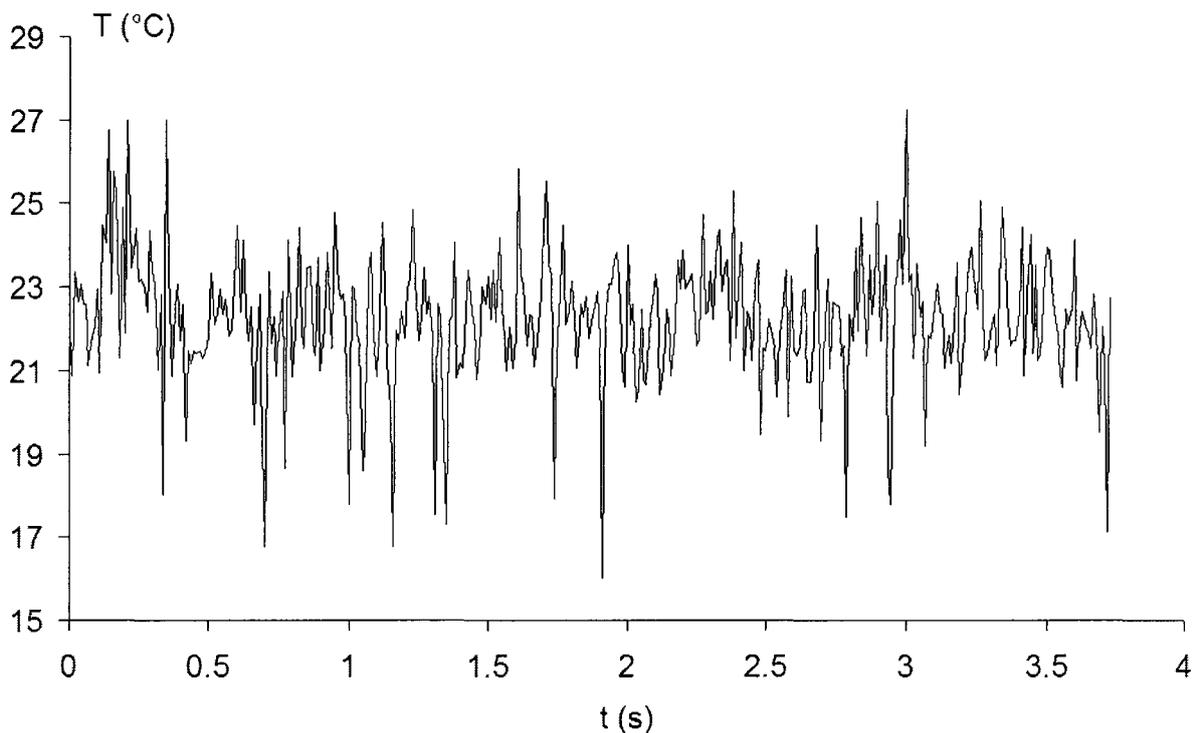


Figure III.19 : Bruit du pyromètre sur une cible à température ambiante

Ce bruit est aléatoire et l'histogramme semble indiquer un bruit gaussien (voir figure III.20).

Le calcul direct de la variance  $\sigma^2$ , de l'écart-type et de la moyenne donne respectivement 2,4136 ; 1,5536 et 22,279.

Le premier test permettant de vérifier le caractère normal de la distribution aléatoire qu'est le bruit est de tracer la droite de Henry.

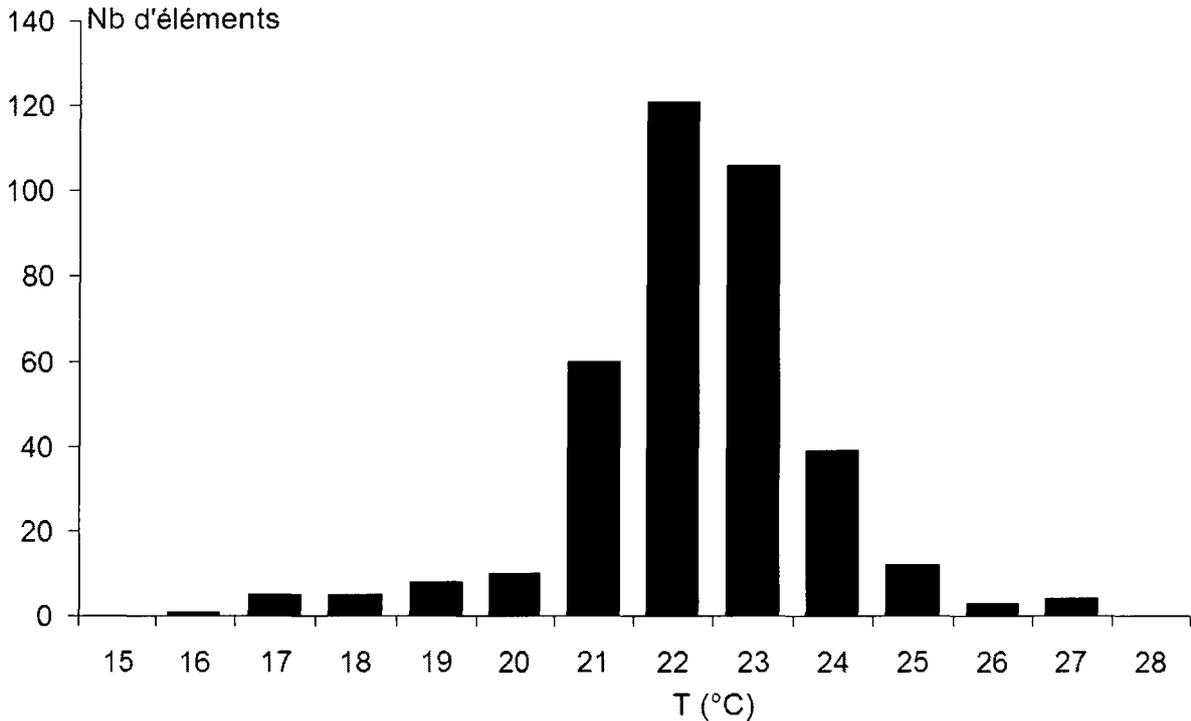


Figure III.20 : Histogramme du bruit issu du pyromètre

- **Droite de Henry**

La droite de Henry est un critère permettant d'apprécier l'adéquation d'une distribution à la loi de Gauss. Elle permet de lire rapidement la moyenne et l'écart-type d'une distribution.

Si  $X$  est une variable gaussienne de moyenne  $\bar{x}$  et de variance  $\sigma^2$  et si  $N$  est une variable de loi normale centrée réduite, on a les égalités suivantes :

$$P(X < x) = P\left(\frac{X - \bar{x}}{\sigma} < \frac{x - \bar{x}}{\sigma}\right) = P(N < t) = \Phi(t), \text{ avec } t = \frac{x - \bar{x}}{\sigma} \quad (\text{III.29})$$

On note  $\Phi$  la fonction de répartition de la loi normale centrée réduite.

Pour chaque valeur  $x$ , de la variable  $X$ , on peut, à l'aide de la relation liant la fonction

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt \text{ est la fonction erreur corrigée } \operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-u^2) du,$$

$$\Phi(t_i) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(-\frac{t_i}{\sqrt{2}}\right), \text{ calculer } P(X < x_i) \text{ et en déduire } t_i \text{ tel que } \Phi(t_i) = P(X < x_i).$$

Si la variable est gaussienne, les points de coordonnées  $(x_i, t_i)$  sont alignés sur la droite d'équation  $t = \frac{x - \bar{x}}{\sigma}$ .

En traçant les points  $(x_i, t_i)$  et la droite issue d'une régression linéaire (voir figure III.21), on constate que la distribution n'est pas véritablement gaussienne même si elle s'en rapproche.

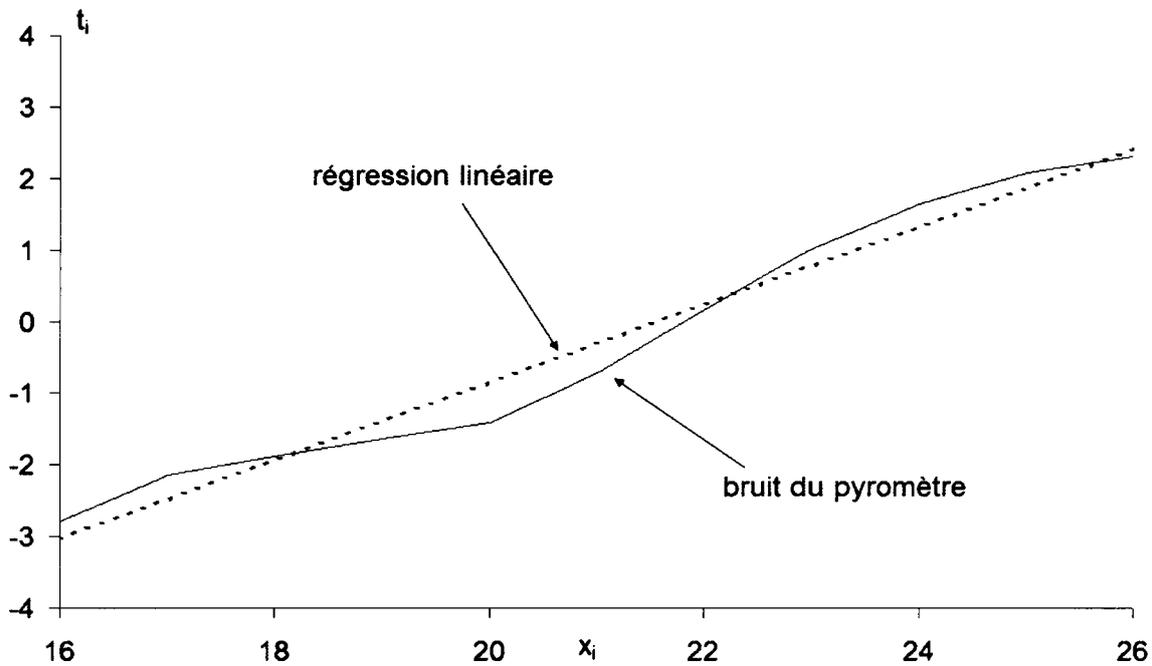


Figure III.21 : Droite de Henry appliquée au bruit du pyromètre

La droite  $t_i = -11,724 + 0,543x_i$  permet d'obtenir la moyenne  $\bar{x} = 21,57$  et l'écart-type  $\sigma = 1,84$ . Il existe donc une différence de l'ordre de 16 % par rapport à l'écart-type obtenu par calcul direct et de l'ordre 3 % par rapport à la moyenne obtenu par calcul direct.

#### b) Débruitage et reconstitution du signal $E(t)$

L'objectif est de trouver le filtre qui permet, compte tenu de l'information contenue dans le signal  $C(t)$ , de remonter au signal d'origine, c'est-à-dire  $E(t)$ .

Dans un premier temps, il est nécessaire de vérifier la procédure de retour au signal  $E(t)$ . En effet, en accédant par minimisation aux paramètres du modèle de premier ordre (voir précédemment), il est possible de modéliser le pyromètre par le filtre suivant :

$$H(f) = \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_c}} \quad (\text{III.30})$$

$$\text{Avec } f_c = \frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{0,34356}$$

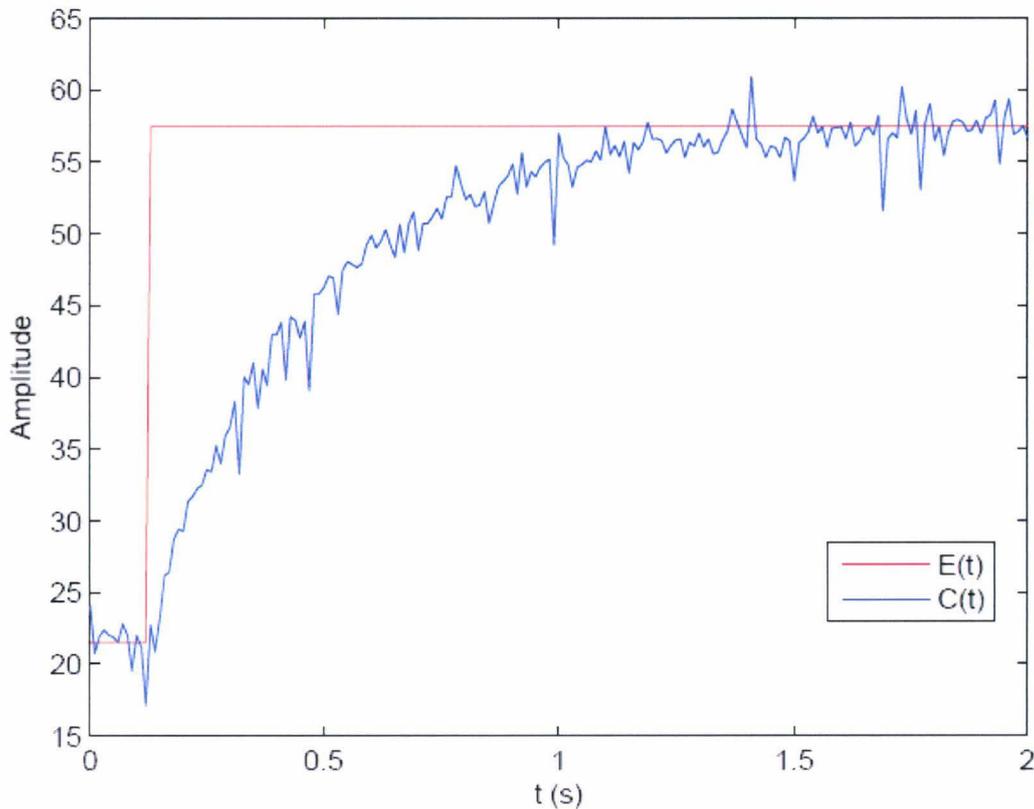


Figure III.22 : Réponse du pyromètre à un échelon de flux

Le filtrage inverse  $\frac{1}{H(f)}$  pose toutefois quelques problèmes, en particulier à cause de l'impossibilité de simuler le filtrage d'un signal lorsque le degré du polynôme en  $p$  du dénominateur de ce filtre est inférieur à celui du numérateur : le filtre est alors non-causal.

Afin d'implémenter le filtre inverse, nous avons exprimé sa transformée en  $z$  (qui tient compte de l'échantillonnage) :

$$H(z) = \frac{0,02869z^{-1}}{1 - 0,9713z^{-1}} \quad (\text{III.31})$$

Et donc

$$H_{inv}(z) = \frac{1 - 0,9713z^{-1}}{0,02869z^{-1}} \quad (\text{III.32})$$

La relation entre le signal filtré  $y$  et le signal  $x$  est donc le suivant :

$$y(n) = \frac{x(n+1) - 0,9713 \cdot x(n)}{0,02869} \quad (\text{III.33})$$

Ce genre de filtre ne peut être simulé tel quel, car il n'est pas causal (i.e qu'il fait référence au temps futur  $n+1$ ) mais peut être réalisé simplement comme combinaison de vecteur. Il est à noter qu'en réalisant cette dernière opération, le signal retrouvé est exactement semblable à  $E$  (voir figure III.23).

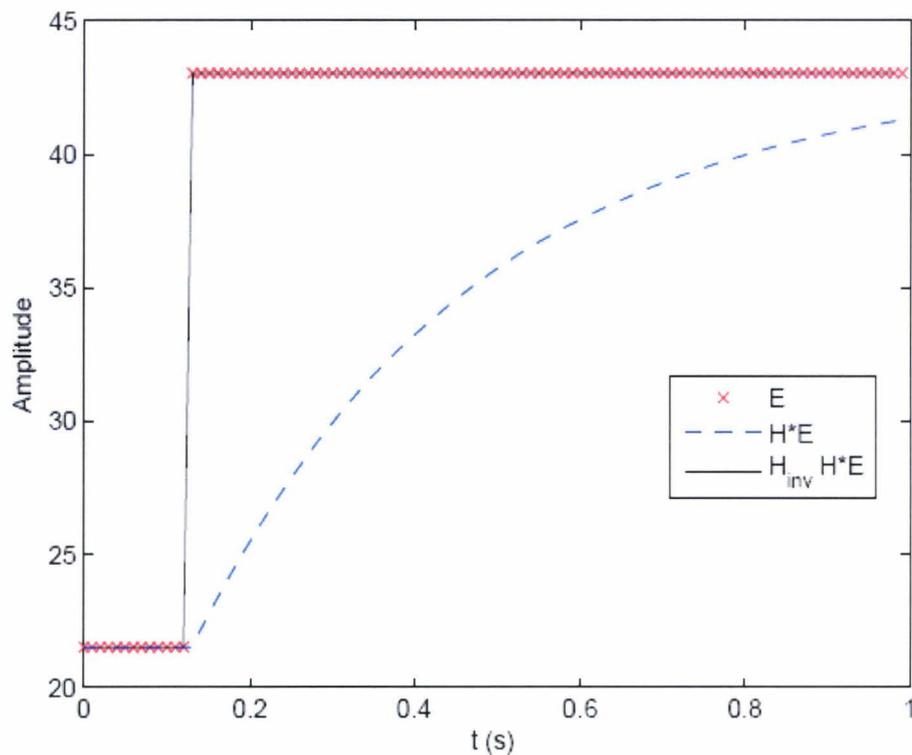


Figure III.23 : Test du filtre inverse : un échelon est appliqué sur un filtre de type passe-bas  $H$ , puis le résultat est filtré à l'aide de  $H_{inv}$

Les algorithmes développés sont basés sur des études qui ont trait essentiellement à la reconnaissance sonore [48] et au traitement d'images.

- **Lissage**

Comme on peut le constater sur la figure III.23, le filtre inverse fonctionne correctement dans le cadre d'un signal idéal. Un filtre permettant de lisser le signal à reconstituer doit être utilisé, en effet le signal  $C(t)$  présente une tendance relativement lente vis-à-vis du bruit. En

effectuant une moyenne glissante, il doit être possible de diminuer fortement l'influence du bruit en moyennant sur plusieurs points.

Il existe deux types de filtres permettant de lisser une courbe à l'aide du filtre FIR (Finite Impulse Response) ou IIR (Infinite Impulse Response).

Dans le cas d'une moyenne glissante sur  $P$  points, il existe une relation entre les données brutes  $x$  et le résultat  $y$  après filtrage :

$$y(n) = \frac{1}{P} \sum_{k=0}^{P-1} x(n-k) \quad (\text{III.34})$$

A partir de cette relation, un filtre non récursif de type FIR peut être mis en place:

$$F(z) = \frac{1}{P} \sum_{k=0}^{P-1} z^{-k} \quad (\text{III.35})$$

Ce filtre moyenne donc les données de temps passés. On remarque sur la figure III.24 que la qualité du lissage augmente avec l'augmentation de la valeur  $P$ . On constate également avec l'augmentation de  $P$ , un décalage entre les valeurs filtrées et la fonction d'origine  $C(t)$ .

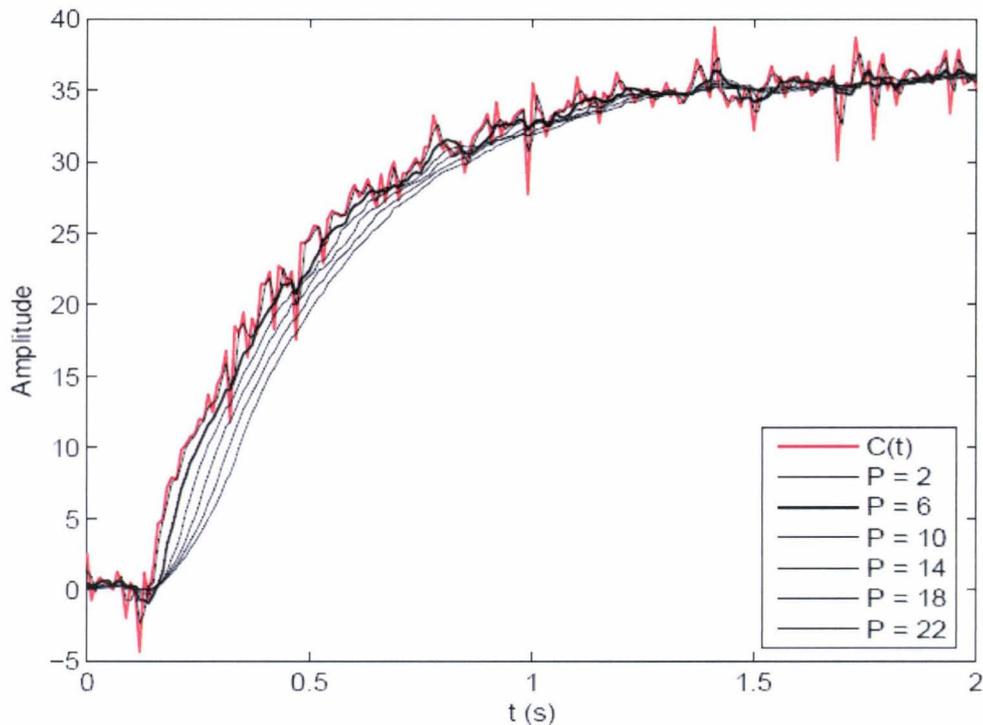


Figure III.24 : Lissage de la réponse à un créneau bruité par un filtre FIR sur  $P$  points

Lorsque ces signaux sont filtrés par  $H_{inv}$ , (le filtre inverse défini précédemment) le bruit persiste et est amplifié pour les faibles valeurs de  $P$ . Pour  $P = 22$ , le résultat est intéressant, puisqu'il permet de remonter vers  $E^*$  en augmentant le bruit dans des proportions raisonnables. On note en effet pour  $t$  entre 1,5s et 2s (quand les deux graphiques  $E_{lisse}$  et  $C(t)$

se superposent) que les variations sont du même ordre de grandeur pour le signal avant et après filtrage (voir figure III.25).

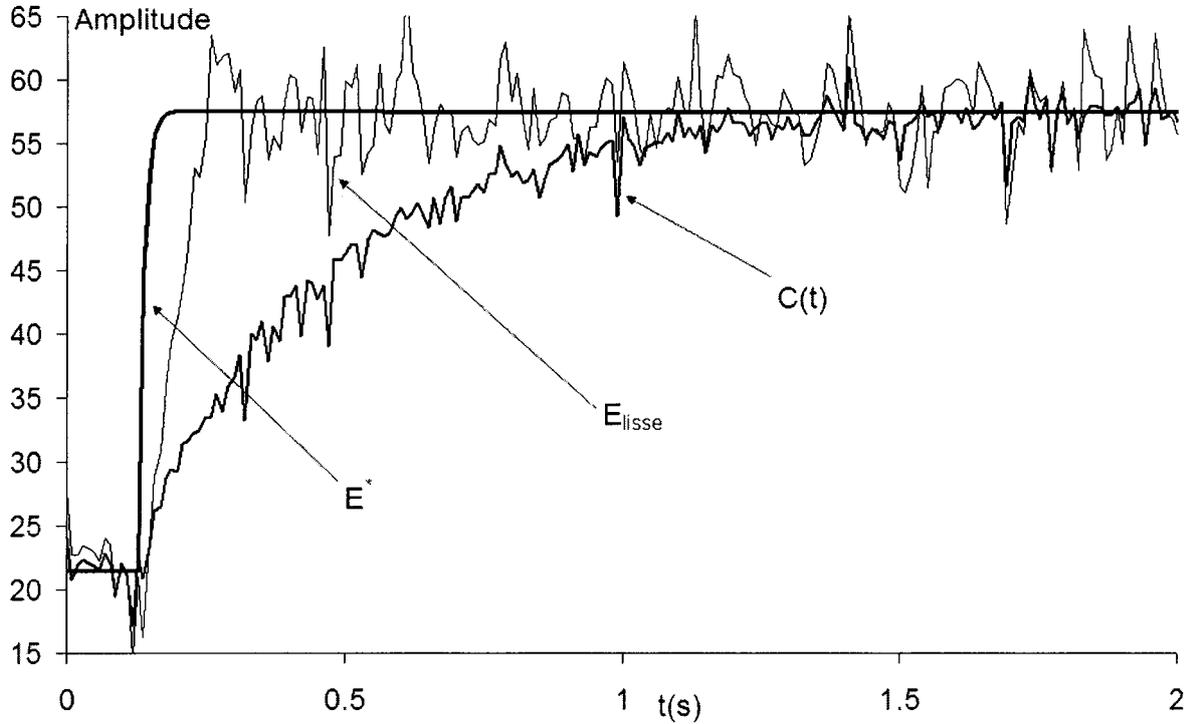


Figure III.25 : Lissage par un filtre FIR sur 22 points et retour par  $H_{inv}$

L'approche du lissage peut également s'effectuer à l'aide d'un filtre IIR. En effet, avec un lissage sur  $P$  points s'effectue grâce à la relation (III.32) qui donne pour le rang  $n-1$  :

$$y(n-1) = \frac{1}{P} \sum_{k=0}^{P-1} x(n-1-k) \quad (\text{III.36})$$

En faisant la différence entre  $y(n)$  et  $y(n-1)$  :

$$y(n) - y(n-1) = \frac{x(n) - x(n-P)}{P} \quad (\text{III.37})$$

Ce qui, après transformée en  $Z$  donne :

$$F(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = \frac{1 - z^{-P}}{P(1 - z^{-1})} \quad (\text{III.38})$$

Cette fonction est simple à implémenter avec un logiciel de calcul mathématique. L'approche est un peu différente de la précédente sur la forme, mais pas réellement sur le fond, elle est en revanche théoriquement plus rapide.

Cette approche montre ses limites et ne parvient pas réellement à diminuer suffisamment le bruit pour obtenir un signal correct après  $H_{inv}$ .

- **Filtrage avec des filtres passe-bas**

Le bruit étant pratiquement gaussien, filtrer les hautes fréquences de  $C(t)$  pour les éliminer par un filtre passe-bas doit être intéressant. A la suite de  $H_{inv}$ , plaçons alors un deuxième filtre :

$$F(p) = \frac{1}{1 + ap} \quad (III.39)$$

Avec  $a$  à adapter :

La minimisation de l'écart quadratique entre  $E^*$  et le filtrage de  $C$  par  $F$  et  $H_{inv}$  permettant de déterminer le paramètre  $a$  optimal valant  $4,28 \cdot 10^{-2}$ .

Avec un filtre d'ordre deux :

$$F(p) = \frac{1}{1 + ap + bp^2} \quad (III.40)$$

Avec  $a$  et  $b$  à adapter.

L'obtention de  $a$  et  $b$  s'effectue de la même manière que pour le filtre du premier ordre, en minimisant l'écart quadratique entre  $E^*$  et le filtrage de  $C$  par  $F$  et  $H_{inv}$  donnant les résultats  $a = 4,99 \cdot 10^{-8}$  et  $b = 5,99 \cdot 10^{-2}$ .

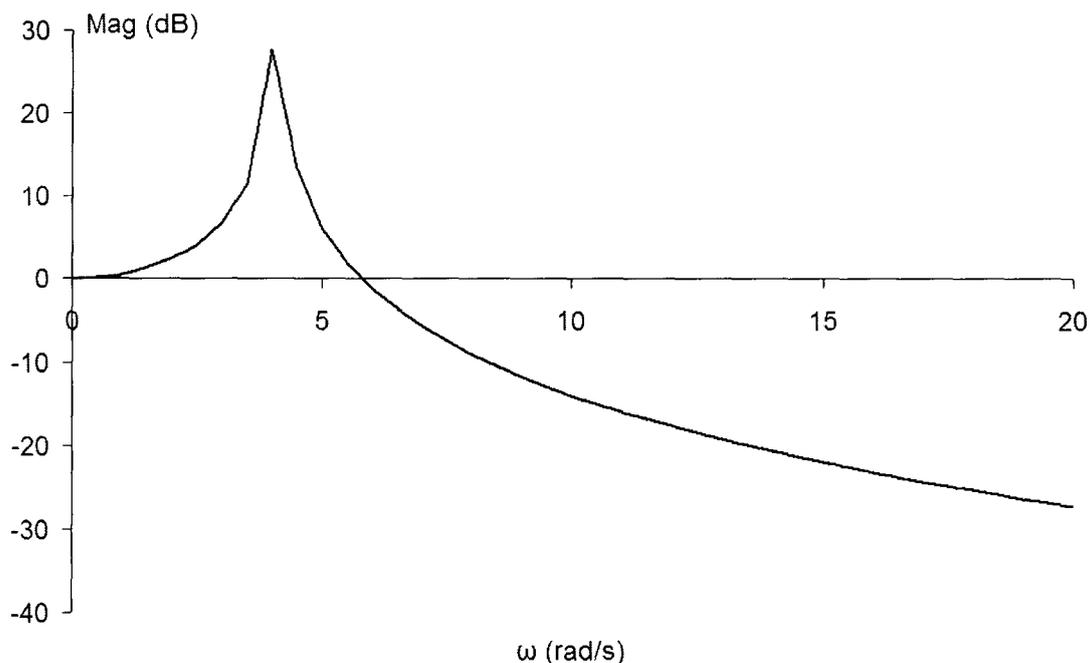


Figure III.26 : Courbe caractéristique du filtre du 2<sup>ème</sup> ordre

Ce type de filtrage montre ses limites dans l'atténuation du bruit, qui reste trop présent (voir Figure III.27).

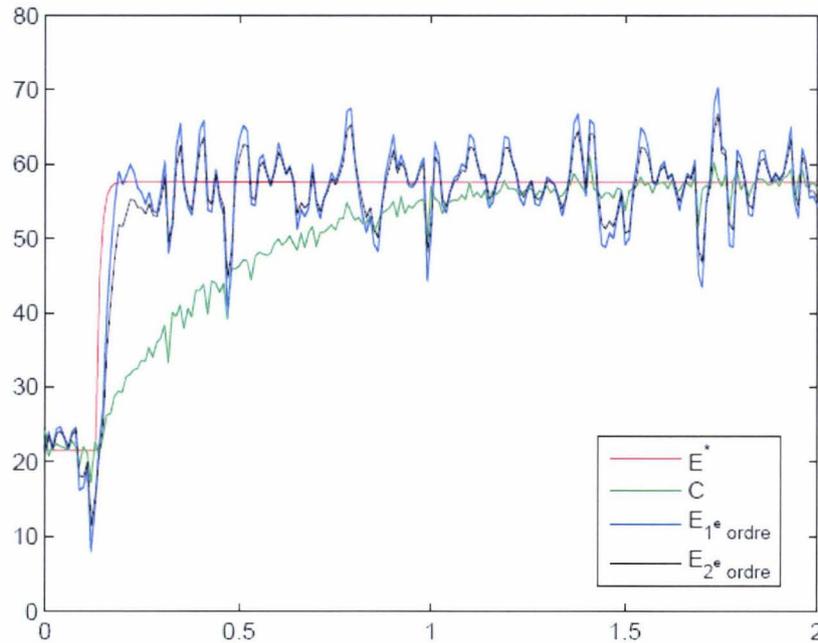


Figure III.27 : Filtrage avec un filtre d'ordre 2 pour éliminer le bruit

- **Filtre optimal : filtre de Wiener**

Afin de retrouver l'entrée du système  $E$  à partir du signal mesuré  $C(f) = H(f)E(f) + b(f)$ , il est nécessaire d'appliquer un traitement à la sortie  $S$  sous la forme d'un filtre  $G(f)$ , tel que  $E^* = C(f)G(f)$ .

Le filtre optimal est celui qui minimise l'écart entre  $E$  et  $E^*$  :

$$\int_{-\infty}^{\infty} E |E^*(t) - E(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} E |E^*(f) - E(f)|^2 df \text{ minimal} \quad (\text{III.41})$$

Ce filtre est connu sous le nom de filtre de Wiener, et a pour expression :

$$G(f) = \frac{1}{H(f)} \frac{|S(f)|^2}{|S(f)|^2 + |b(f)|^2} = \frac{H(f)^* |E(f)|^2}{|H(f)|^2 |E(f)|^2 + |b(f)|^2} \quad (\text{III.42})$$

Concrètement, deux cas limites permettent de comprendre le fonctionnement d'un tel filtre : si  $|E(f)|^2 \gg |b(f)|^2$ , alors  $G(f) \approx \frac{1}{H(f)}$  se comporte comme le filtre inverse et si  $|E(f)|^2 \ll |b(f)|^2$  alors  $G(f) \approx 0$  ce qui permet d'atténuer le bruit.

Il se comporte donc comme un filtre qui élimine les fréquences liées au bruit. Il est donc indispensable de bien connaître le bruit interne du pyromètre.

À partir d'un vecteur  $x(k)$  ( $k \in [1, N]$ ), la transformée de Fourier discrète (**dft**) s'exprime à l'aide d'un vecteur  $X(n)$  dont les termes sont calculés par :

$$X(n) = \sum_{k=1}^N x(k) \exp\left(\frac{-2i\pi(n-1)(k-1)}{N}\right) \quad (\text{III.43})$$

Et l'opération inverse donne :

$$x(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N X(n) \exp\left(\frac{2i\pi(n-1)(k-1)}{N}\right) \quad (\text{III.44})$$

Notons que ces expressions sont différentes des expressions classiquement écrites, en particulier au niveau des indices de sommation. En effet, les indices théoriques s'étendent de 0 à  $N-1$ .

Ce filtre, bien que théoriquement performant, est difficile à mettre en place car il faut estimer  $|b(f)|^2$  et  $|S(f)|^2$ .

Généralement, l'analyse du bruit s'effectue lorsque le signal  $s(t)$  est nul. Une analyse spectrale sur une fenêtre temporelle du bruit est alors possible.

*A priori*, le signal  $S(t)$  est inconnu, et dans le cas d'un test de débruitage, c'est même le signal de référence à retrouver. Par conséquent, le terme  $|S(f)|^2$  n'est pas accessible. L'approximation généralement employée est de considérer les spectres de  $S$  et de  $b$  comme non corrélés. En réalité, pour un bruit gaussien, le spectre associé est blanc et donc recouvre le spectre de  $S$ . Sous cette hypothèse :

$$|S(f)|^2 \approx |C(f)|^2 - |b(f)|^2 \quad (\text{III.45})$$

Et l'expression du filtre devient :

$$G(f) \approx 1 - \frac{|b(f)|^2}{|C(f)|^2} \quad (\text{III.46})$$

Il est à noter que l'analyse de ce bruit est capitale pour avoir une bonne précision. Nous illustrons l'effet du filtre de Wiener dans un premier temps sur un signal sinusoïdal bruité. Notons un détail important : il est possible d'assimiler la puissance spectrale du bruit gaussien d'écart-type  $\sigma$  à un terme constant valant  $\sigma^2$ . En tenant compte de la manière dont est implémenté la fonction transformée de Fourier rapide (**fft**) sous Matlab (logiciel que nous

avons utilisé pour le traitement du signal), la puissance spectrale du bruit sur un échantillon de  $N$  points vaut  $N\sigma^2$ .

Les résultats du débruitage d'un signal sinusoïdal bruité sur une fenêtre temporelle d'analyse d'une période est très intéressant (voir figure III.28). Cette approche pose tout de même un conditionnement précis du signal à analyser.

En particulier, le signal doit être périodique : au besoin, il est nécessaire de le rendre périodique. Si l'analyse précédente s'effectue sur une fenêtre temporelle qui n'est pas un multiple de période, alors il apparaît très nettement que le signal aux bords de la fenêtre n'est pas exact (voir figure III.29).

### c) Comparatif et conclusion

Afin de comparer les différents filtres implémentés, nous les avons testés sur un signal issu du pyromètre COLE devant un disque tournant bicolore (voir figure III.30).

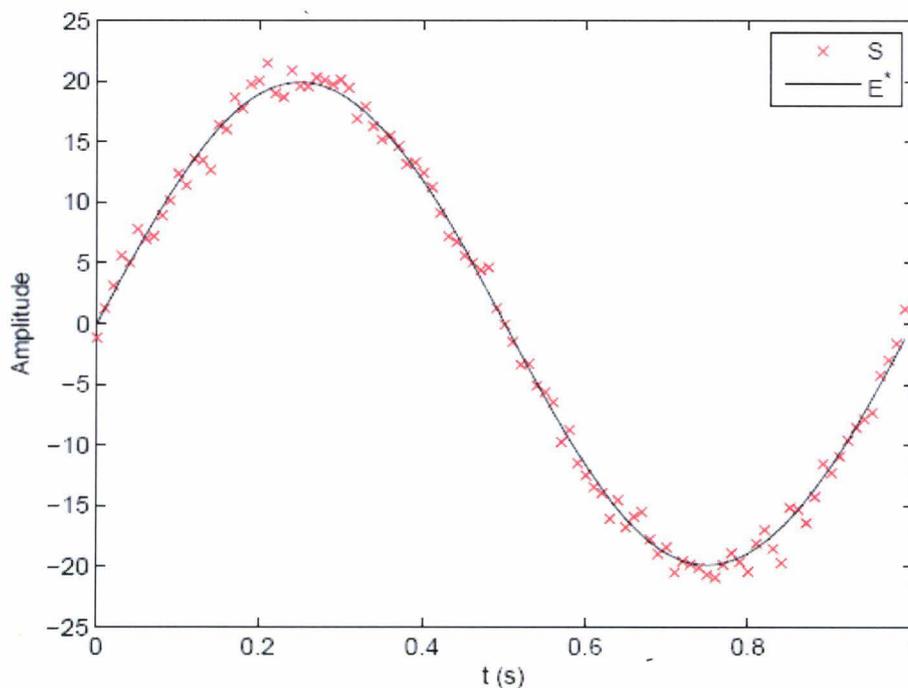


Figure III.28 : Filtrage d'un signal sinusoïdal bruité sur une fenêtre temporelle d'une période par un filtre de Wiener

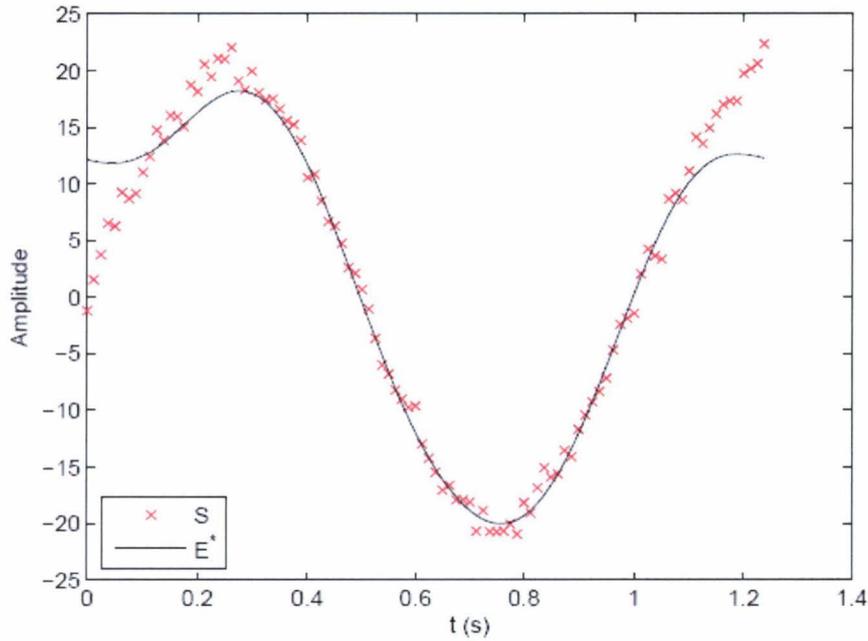


Figure III.29 : Exemple de filtrage de Wiener sur un signal non périodique

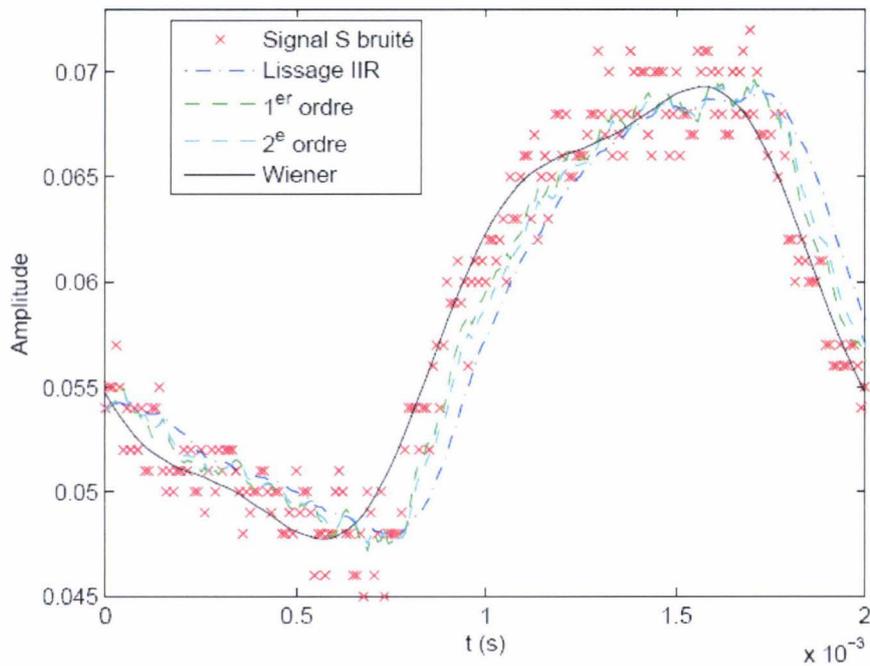


Figure III.30 : Comparatif de différents filtres pour le débruitage du signal issu du pyromètre

Par ailleurs, on constate qu'il existe un certain problème de décalage de phase entre les résultats issus du lissage et du filtrage de Wiener sur le signal reconstitué (voir figure III.31).

*A priori*, le lissage est une procédure qui déphase le signal puisqu'effectuant des calculs sur des données exclusivement passées. Le filtre de Wiener doit être meilleur sur ce point.

Dans tous les cas, les résultats ne sont sans doute pas suffisants pour conclure : des oscillations persistent, la phase ne semble pas correcte, seul le niveau des signaux semblent correctement représentés.

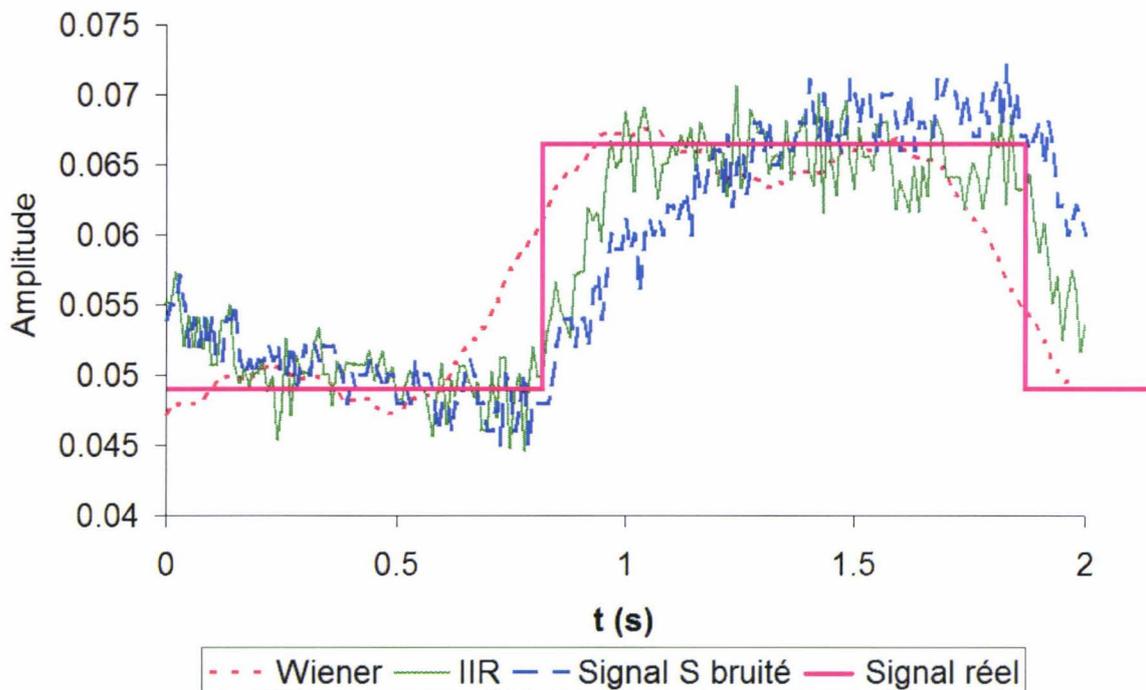


Figure III.31 : Comparatif de deux filtres pour la reconstitution du signal émis vers le pyromètre

### III.5 Conclusion

Cette étude montre que lors des mesures de températures effectuées sur des disques en rotation, il est nécessaire de disposer des capteurs caractérisés par une réponse temporelle rapide et une bonne résolution spatiale. Dans ce contexte, nous avons mis au point un banc expérimental, simple d'utilisation et de mise en œuvre, permettant de caractériser le spot de détection et la réponse temporelle d'un pyromètre infrarouge. L'étude de sa fonction de transfert nous a permis de simuler le signal reçu par le capteur face à un disque tournant bicolore qui comporte deux zones d'émissivités différentes et de valider le modèle obtenu par des essais sur le disque tournant. Nous avons également mis au point plusieurs filtres (filtre de premier ordre, filtre de deuxième ordre, filtre à réponse impulsionnelle infinie RII, filtre optimal de Wiener) permettant de débruiter le signal et de reconstituer le signal source. Le filtre optimal de Wiener s'est avéré plus efficace concernant la suppression du bruit. Les

résultats sont encourageants, mais il faut encore affiner la technique avant de pouvoir effectuer des mesures sur une surface réelle ayant un profil de température inconnu.

## IV Conception et caractérisation du pyromètre bichromatique

### IV.1 Introduction

Au chapitre II, nous avons montré que le dispositif de mesure le plus adapté pour mesurer la température d'un disque de frein pendant le freinage est le pyromètre bichromatique rapide à fibre optique. En effet, un pyromètre bichromatique rapide à fibre optique permet de se placer en sortie du contact patin-disque, d'observer des points chauds de taille réduite (quelques millimètres), d'observer des phénomènes rapides ( $1000 \text{ tr.min}^{-1}$ ) et d'effectuer simultanément des mesures de température et d'émissivité à la surface du disque.

Ce chapitre décrit la conception et la caractérisation du pyromètre bichromatique à fibre optique. Ainsi, après avoir introduit le principe de la pyrométrie bichromatique, nous présenterons le choix du matériel, la description du dispositif, son étalonnage et sa validation.

### IV.2 Principe de la pyrométrie bichromatique

La théorie de la pyrométrie bichromatique est expliquée dans plusieurs références [26, 28, 30]. Cette méthode est basée sur une mesure de la luminance monochromatique en utilisant l'approximation de Wien de la loi de Planck [28-30, 49, 50] :

$$L_{\lambda}(\lambda, T) = \varepsilon \cdot C_1 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) \quad (\text{IV.1})$$

avec  $C_1 = 1,19 \times 10^{-16} \text{ W.m}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$  et  $C_2 = 1,44 \times 10^{-2} \text{ K.m}$ .

La méthode de la pyrométrie bichromatique est basée sur la mesure de luminance à 2 longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ .

En pratique le signal de mesure est une tension directement proportionnelle à la luminance reçue par le détecteur en considérant le détecteur parfaitement monochromatique :

$$\begin{aligned} S_{\lambda_1} &= A_{\lambda_1} \cdot L_{\lambda_1} = A_{\lambda_1} \cdot \varepsilon_{\lambda_1} \cdot C_1 \lambda_1^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right) \\ S_{\lambda_2} &= A_{\lambda_2} \cdot L_{\lambda_2} = A_{\lambda_2} \cdot \varepsilon_{\lambda_2} \cdot C_1 \lambda_2^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right) \end{aligned} \quad (\text{IV.2})$$

où  $A_{\lambda_1}; A_{\lambda_2}$  : constante d'amplification de chaque détecteur et de son système de conditionnement. Par la suite nous étudierons l'influence de la largeur de filtre sur la réponse du pyromètre.

En supposant que l'émissivité reste constante entre  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  (comportement de corps gris) le rapport des tensions de sorties des détecteurs  $S_{\lambda_1}$  et  $S_{\lambda_2}$  permet de déterminer la température  $T$  de la cible :

$$T = \frac{C_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left( \frac{S_{\lambda_1} A_{\lambda_2} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5}{S_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} \right)} \quad (IV.3)$$

Alors l'émissivité de la surface peut être obtenue à partir de la formule suivante :

$$\varepsilon = \frac{\frac{S_{\lambda_i}}{A_{\lambda_i}}}{C_1 \lambda^{-5} \exp \left( -\frac{C_2}{\lambda_i T} \right)} \quad (IV.4)$$

Afin de déterminer les longueurs d'onde de mesure, on peut évaluer approximativement l'incertitude maximale de température par la méthode de la méthode de la différentielle totale [51] :

$$\frac{\Delta T}{T} = K \left( \frac{\Delta S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_1}} + \frac{\Delta S_{\lambda_2}}{S_{\lambda_2}} \right) \quad (IV.5)$$

où  $\frac{\Delta S_{\lambda_i}}{S_{\lambda_i}}$  est l'incertitude relative des signaux de sortie et  $K$  un coefficient qui dépend de  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $T$ , et  $C_2$  [51] :

$$K = \left| \frac{T \lambda_1 \lambda_2}{C_2 (\lambda_2 - \lambda_1)} \right| \quad (IV.6)$$

Augmenter l'écart entre les longueurs d'onde  $\Delta \lambda = \lambda_1 - \lambda_2$  réduit l'erreur de mesure de la luminance mais l'hypothèse de comportement de corps gris peut devenir moins valide pour de grandes valeurs de  $\Delta \lambda$  [34, 51]. Ainsi les 2 longueurs d'onde peuvent être choisies en étudiant l'incertitude relative sur la température. Pour  $T = 1000$  °C, les courbes de valeurs  $K$  sont représentées dans l'espace  $\lambda_1, \lambda_2$  (Figure IV.1). Deux longueurs d'onde ont été choisies compte tenu des détecteurs et filtres disponibles sur le marché,  $\lambda_1 = 2,55$   $\mu\text{m}$  et  $\lambda_2 = 3,9$   $\mu\text{m}$ , menant à  $K = 1,31$ . Ces valeurs sont satisfaisantes pour assurer un écart suffisamment petit entre les longueurs d'onde et un effet raisonnable sur les erreurs de mesure.

Pour estimer l'incertitude correspondant à l'hypothèse de comportement de corps gris, un coefficient  $K_{CR}$  peut être défini à partir de la température mesurée  $T_1$  et la température réelle de la surface  $T_2$  [51] pour les deux longueurs d'onde précédentes :

$$\frac{T_2 - T_1}{T_1} = \frac{T_2 \ln\left(\frac{\varepsilon_{\lambda_1}}{\varepsilon_{\lambda_2}}\right)}{C_2\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)} = K_{CR} \quad (IV.7)$$

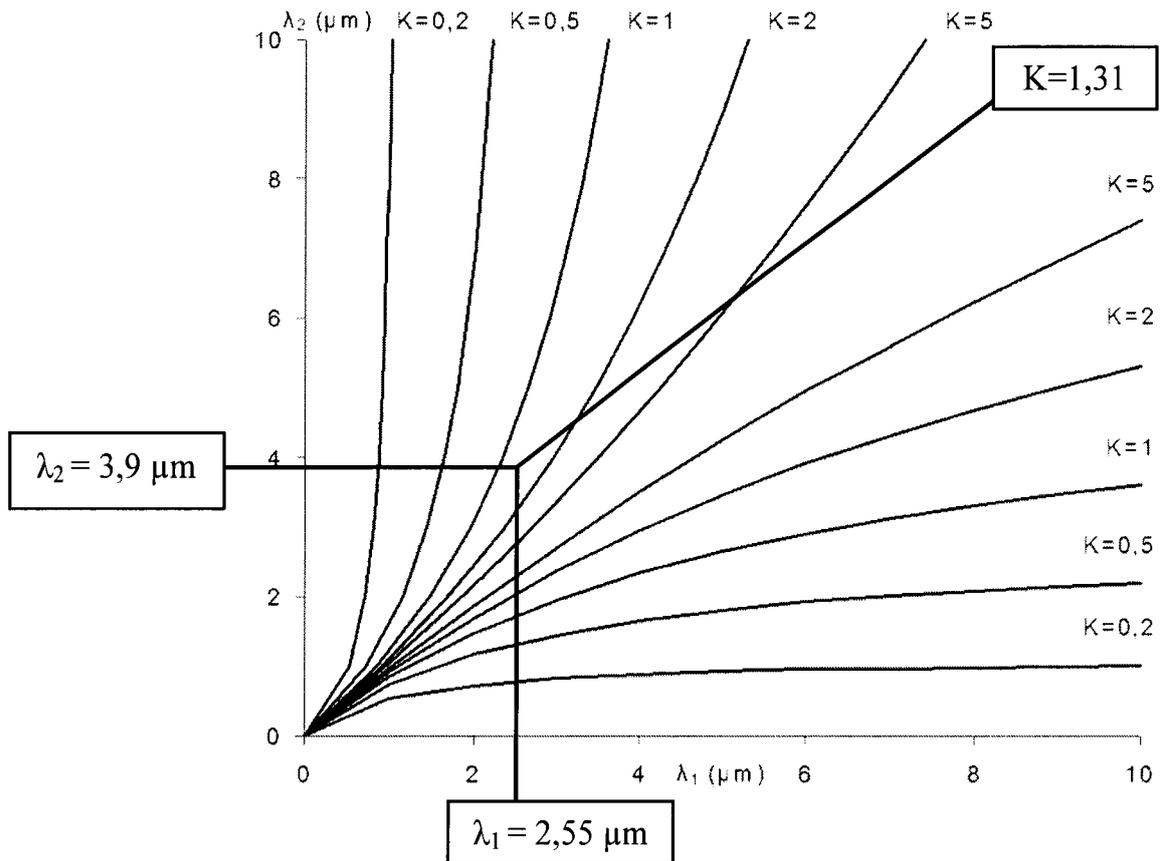


Figure.IV.1 : Courbes des “Iso-K” dans l’ espace( $\lambda_1, \lambda_2$ )

Le coefficient  $K_{CR}$  représente l'erreur de mesure due à l'hypothèse de comportement de corps gris. La valeur de  $K_{CR}$  estimée pour les 2 longueurs d'onde précédemment choisies et prenant en compte les variations d'émissivité des matériaux utilisés habituellement pour les disques de frein (acier, fonte ...) [52] est de l'ordre de 5%.

### IV.3 Choix du matériel

Le montage repose sur l'utilisation d'une fibre optique laissant passer du flux infrarouge et des détecteurs photoélectriques rapides. L'implantation de deux filtres à l'intérieur du boîtier permet d'effectuer des mesures à deux longueurs d'onde différentes.

#### IV.3.1 Les fibres optiques

La fibre optique est un guide d'onde qui exploite les principes de réfraction de lumière. Elle est habituellement constituée d'un cœur entouré d'une gaine. Le cœur de la fibre a un indice de réfraction légèrement plus élevé (différences de quelques millièmes) que la gaine et peut donc confiner la lumière qui se trouve entièrement réfléchi de multiples fois à l'interface entre les deux matériaux (en raison du phénomène de réflexion totale interne). L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection. Des fibres optiques infrarouges peuvent être définies comme des fibres transmettant un rayonnement de longueur d'onde supérieure à 2  $\mu\text{m}$ .

Les fibres optiques IR peuvent donc être logiquement divisées en trois grandes catégories : vitreuse, cristalline, et guides d'ondes creux. Ces catégories peuvent être encore subdivisées, en fonction des matériaux constitutifs de la fibre. Au cours de ces 25 dernières années beaucoup de fibres IR ont été faites pour s'approcher des caractéristiques de transmission optique et de résistance mécanique de la silice (Tableau IV.1)

Propriété	Verre			Cristal		Cavité
	Silice	HMFG ZBLAN	Chalcogenide AsGeSeTe	PC AgBrCl	SC Saphir	Fibre creuse Guide d'onde
Température de transition vitreuse ou de fusion ( $^{\circ}\text{C}$ )	1175	265	245	412	2030	150
Coefficient de dilatation thermique ( $10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ )	0,55	17,2	15	30	5	0,55
Indice de réfraction à $\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	1,455	1,499	2,9	2,2	1,71	-
	0,70	0,589	10,6	10,6	3,0	
Gamme de transmission ( $\mu\text{m}$ )	[0,24-2]	[0,25-4]	[4-11]	[3-16]	[0,5-3,1]	[0,9-25]
Perte à 2,94 $\mu\text{m}$ (dB/m)	-	0,08	5	3	0,4	0,5
Perte à 10,6 $\mu\text{m}$ (dB/m)	-	-	2	0,5	-	0,4

Tableau IV.1 : Propriétés physiques des fibres IR comparées à une fibre en silice [53]

Parmi toutes les fibres disponibles, l'avantage des fibres en verre fluoré (HMFG) est donc leur gamme de transmission qui correspond aux longueurs d'ondes choisies.

#### IV.3.2 Les détecteurs infrarouges photoélectriques

Cette section va présenter une synthèse des informations tirées de plusieurs sources d'informations, dont les ouvrages [54, 55] et les documents constructeurs.

Dans ce type de détecteur, l'absorption d'un photon excite directement une (ou plusieurs) particule, en général des électrons. Le signal infrarouge est alors transformé en signal électrique. Plus exactement, un photon d'énergie suffisante va permettre à un ou plusieurs électrons de traverser la bande d'énergie entre la bande de valence et celle de conduction, et donc permettre une circulation de ces électrons ou une augmentation de la conductibilité électrique.

En deçà de l'énergie  $E_{bg}$ , le détecteur n'absorbe pas le photon, faisant donc apparaître une longueur d'onde critique  $\lambda_c$ . Pour des détecteurs HgCdTe, la longueur d'onde critique peut varier de 2,4 à 4,8  $\mu\text{m}$  suivant la proportion de chaque élément. Ces détecteurs sont constitués de matériaux semi-conducteurs. On trouve de grandes familles d'associations : InGaAs (Indium, Gallium, Arsenic), PbS (Plomb et Soufre), PbSe (Plomb et Selenium), InSb (Indium et Antimoine), InAs (Indium et Arsenic), Si (Silicium), HgCdTe (Mercure, Cadmium et Telluride) dit MCT.

Suivant les proportions de chaque composant, il est possible de modifier les caractéristiques des détecteurs.

Les détecteurs photoélectriques possèdent une gamme de réponse spectrale avec un pic de détection pour une longueur d'onde  $\lambda_p$  donnée et une limite de détection pour une longueur d'onde de coupure  $\lambda_{co}$ . Afin de comparer les différents capteurs, il est utilisé la notion de détectivité spectrale  $D^*$  ( $\text{cm.Hz}^{1/2}.\text{W}^{-1}$ ).

$$D^* = \frac{\frac{S}{N} \sqrt{\Delta f} A}{\Phi} \quad (\text{IV.8})$$

Avec  $\frac{S}{N}$  le rapport signal sur bruit,  $\Delta f$  la bande spectrale de la mesure en Hz,  $A$  la surface du détecteur en  $\text{cm}^2$  et  $\Phi$  le flux incident en W.

Plus la détectivité spectrale est grande, meilleur est le signal. Sur la figure IV.2, on représente la réponse spectrale des différents types de détecteurs.

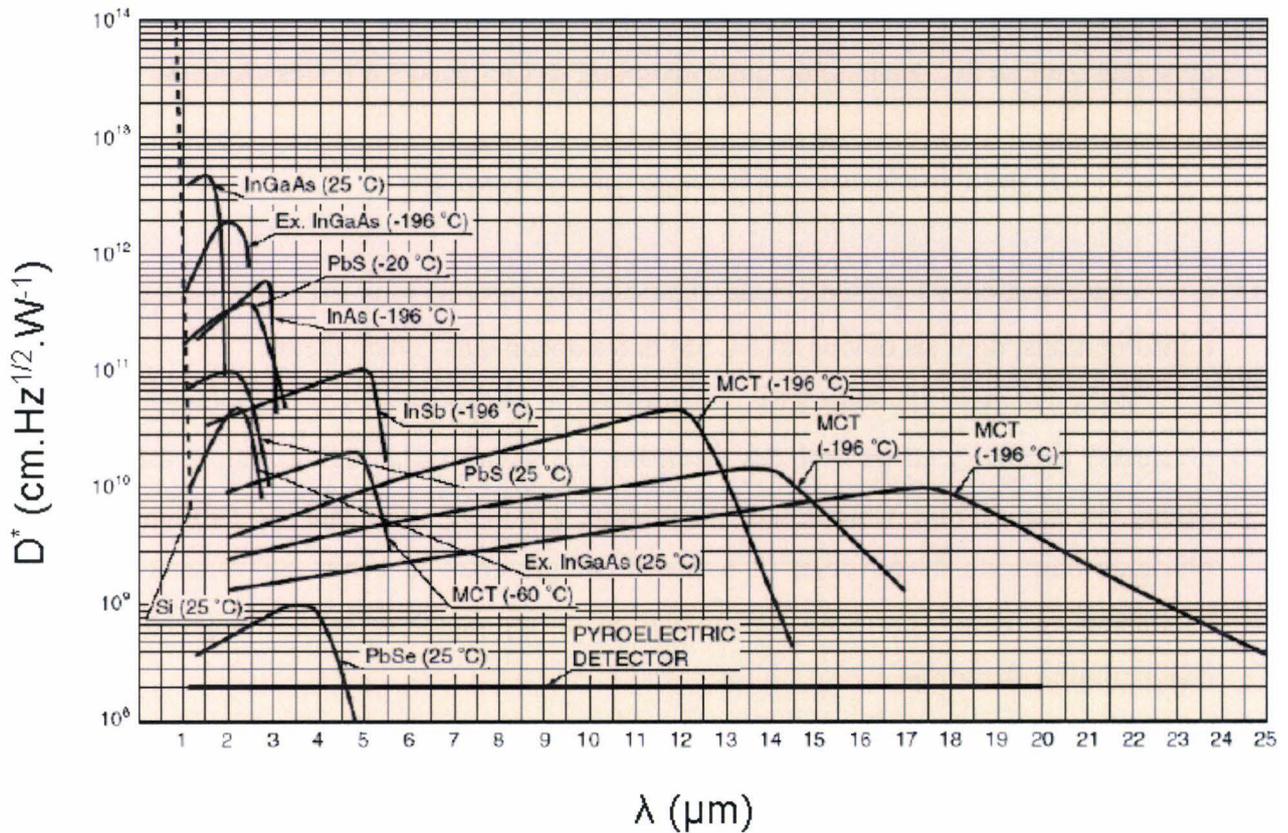


Figure IV.2 : Réponse spectrale de détecteurs (document Hamamtsu)

Le temps de réponse de ce type de détecteur est de l'ordre de la microseconde, et varie suivant le détecteur. Notons que le temps de réponse des détecteurs Pb (Plomb) ou PbSe (Plomb-Selenium) croît avec le refroidissement, ce qui n'est pas le cas généralement.

Si l'augmentation de la surface  $A$  du détecteur permet d'augmenter le flux incident reçu par le détecteur, le bruit généré croît lui-aussi avec la taille de l'élément de sorte que  $D^*$  décroît avec  $1/\sqrt{A}$ . Il faut donc utiliser la taille de détecteur la plus faible possible tout en ayant le plus de signal possible. Les caractéristiques des détecteurs changent avec leur température. Le courant d'obscurité (i.e. d'agitation propre des électrons dans le détecteur) est d'autant plus faible que la température est faible. Cette caractéristique exige un système de refroidissement qui peut être cryogénique ou thermoélectrique. Les détecteurs sont linéaires sur une gamme relativement large de flux incident, de la limite de détection à environ  $10 \text{ mW.cm}^{-2}$ .

### *IV.3.3 Les filtres optiques*

Les filtres optiques sont des dispositifs optiques absorbant une large gamme de rayonnement et qui sont transparents sur une fenêtre plus ou moins étroite de longueurs d'onde. Ces filtres sont caractérisés par une transmission  $\tau(\lambda)$  et doivent, pour effectuer des mesures quantitatives à une longueur d'onde  $\lambda_i$  donnée, être les plus étroits possibles. Les paramètres clés des filtres optiques à bande étroite sont :

- la longueur d'onde correspondant au pic de transmission,
- la largeur du domaine de longueur d'onde transmise,
- le domaine de blocage autour duquel la transmission est nulle.

### *IV.3.4 Description du pyromètre rapide à fibre optique*

Le pyromètre bichromatique présenté dans la figure IV.3, est constitué d'une fibre optique flexible en verre fluoré, de deux détecteurs HgCdTe équipés avec des filtres infrarouges passe-bande (Table IV.2 et Figure IV.4), et d'un système de conditionnement des signaux. La fibre optique est placée dans un tube flexible noir afin de réduire les réflexions parasites. La fibre optique en verre fluoré a une transmittivité moyenne de l'ordre de 0,85 [56] pour la gamme spectrale 0,5-4  $\mu\text{m}$ . L'atténuation de la fibre est de l'ordre 0,3 dB/m à 4  $\mu\text{m}$ . Les diamètres de cœur et de gaine sont respectivement 450 et 500  $\mu\text{m}$ . L'ouverture numérique de la fibre est 0,2, ce qui signifie que si la distance entre le bout de la fibre et la cible augmente de 1 mm le rayon du faisceau augmente de 0,2 mm. Ainsi pour une distance  $h$  entre la fibre et la surface visée de 5 mm, le diamètre  $d$  du spot est de 2,4 mm. Les deux détecteurs sont montés sur un système de refroidissement Peltier à trois étages pour limiter le bruit des détecteurs, le tout est placé sur un dispositif de refroidissement à ailettes. Le temps de réponse des détecteurs HgCdTe est inférieur à 2  $\mu\text{s}$ . Le signal est amplifié par des préamplificateurs spécifiques pour les détecteurs HgCdTe. Ces préamplificateurs sont divisés en deux éléments (Figure IV.5). La première partie est un amplificateur transimpédance équipé avec un dispositif d'alimentation de la polarisation (bias) et du décalage de zéro (offset). La deuxième partie est un amplificateur inverseur de gain. Ainsi l'amplificateur est inversé et fournit un signal décroissant lorsqu'il est exposé à une radiation. La bande passante de chaque préamplificateur est de 0-150 kHz donc le temps de réponse du système de détection est de l'ordre de 8  $\mu\text{s}$ . Les détecteurs équipés des filtres passe-bandes placés sur le refroidisseur Peltier (Figure IV.6) et le système d'acquisition et de conditionnement des signaux sont

placés dans un boîtier métallique pour isoler les détecteurs de l'environnement (voir Figure IV.7). Ce boîtier est ventilé afin d'éviter l'échauffement des différents composants. Un dispositif d'alignement a permis de positionner l'extrémité de la fibre optique de manière à ce que les détecteurs soient soumis à un flux maximum (voir Figure IV.8). Une source de lumière visible est utilisée pour visualiser le spot de la fibre optique sur les détecteurs.

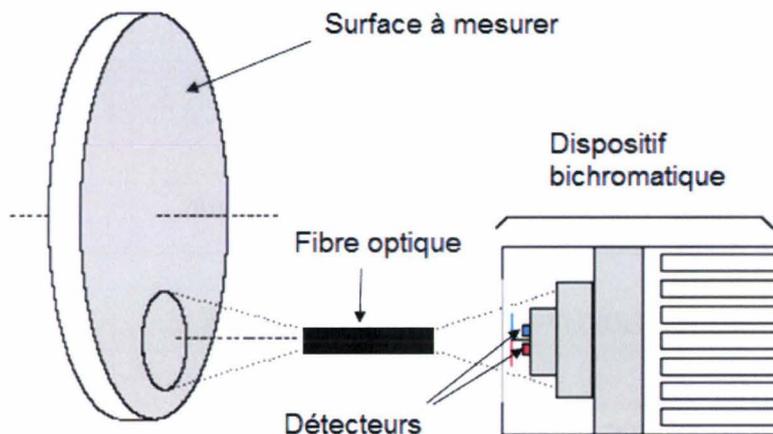


Figure IV.3 : Dispositif expérimental

Le diamètre mesuré du spot, noté  $d$ , est fonction de la distance entre la fibre et la cible, noté  $l$ . Une loi est donnée par le fabricant mais des essais ont été réalisés pour vérifier la valeur théorique. Une source de lumière visible est utilisée pour visualiser le spot de la fibre et un papier millimétré permet de mesurer le diamètre du spot (Figure IV.9).

Fibre optique	Verre Fluoré Gamme spectrale: 0,5-4 $\mu\text{m}$ Diamètre coeur/gaine: 450/500 $\mu\text{m}$ Ouverture numérique: 0,2 Atténuation à 4 $\mu\text{m}$ : 0,3 dB/m Longueur: 1 m Transmittivité à 4 $\mu\text{m}$ : 0,85
Détecteurs	Détecteur HgCdTe 1 mm $\times$ 1 mm Temps de réponse: < 2 $\mu\text{s}$
Filtres IR	Filtre passe-bande Filtre 1 longueur d'onde centrale: 2,55 $\mu\text{m} \pm 1 \%$ Filtre 2 longueur d'onde centrale: 3,9 $\mu\text{m} \pm 1 \%$ Transmittivité: 0,7

Tableau IV.2 : Caractéristiques des éléments du pyromètre bichromatique

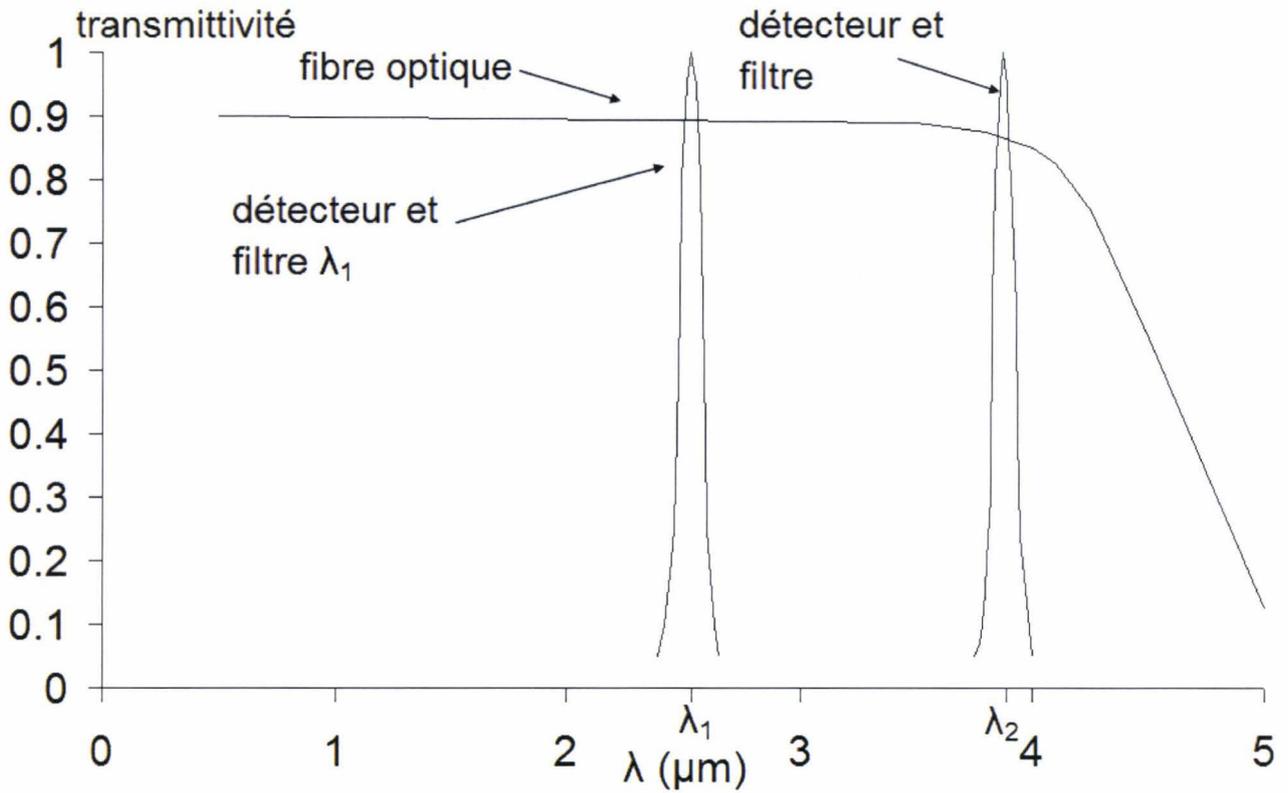


Figure IV.4 : Transmittivité de la fibre optique, détecteurs et filtres

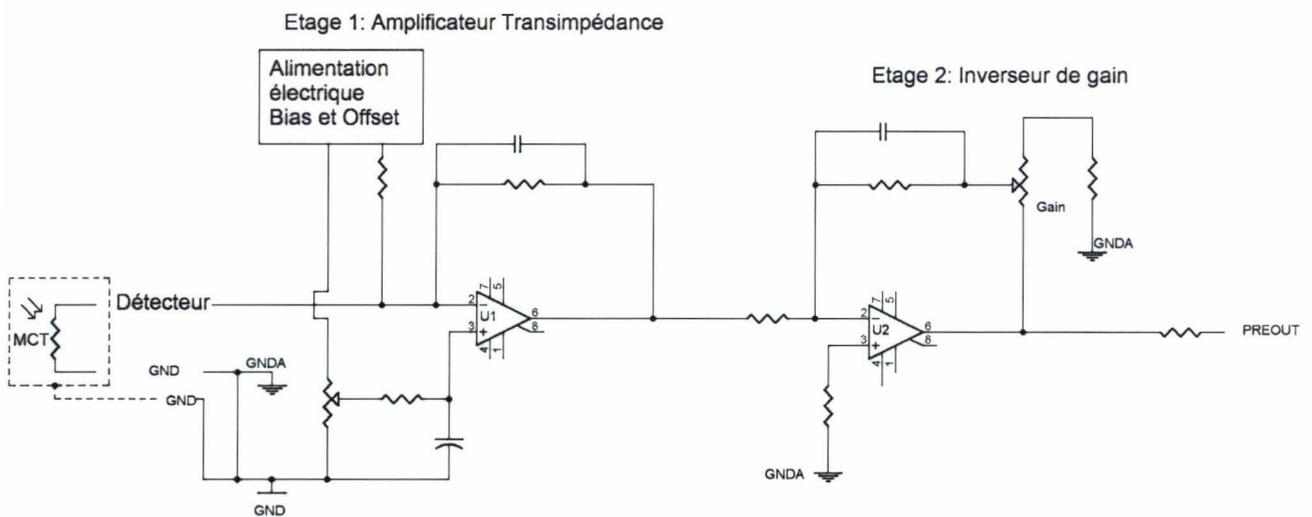


Figure IV.5 : Schéma fonctionnel d'un préamplificateur (par détecteur HgCdTe)

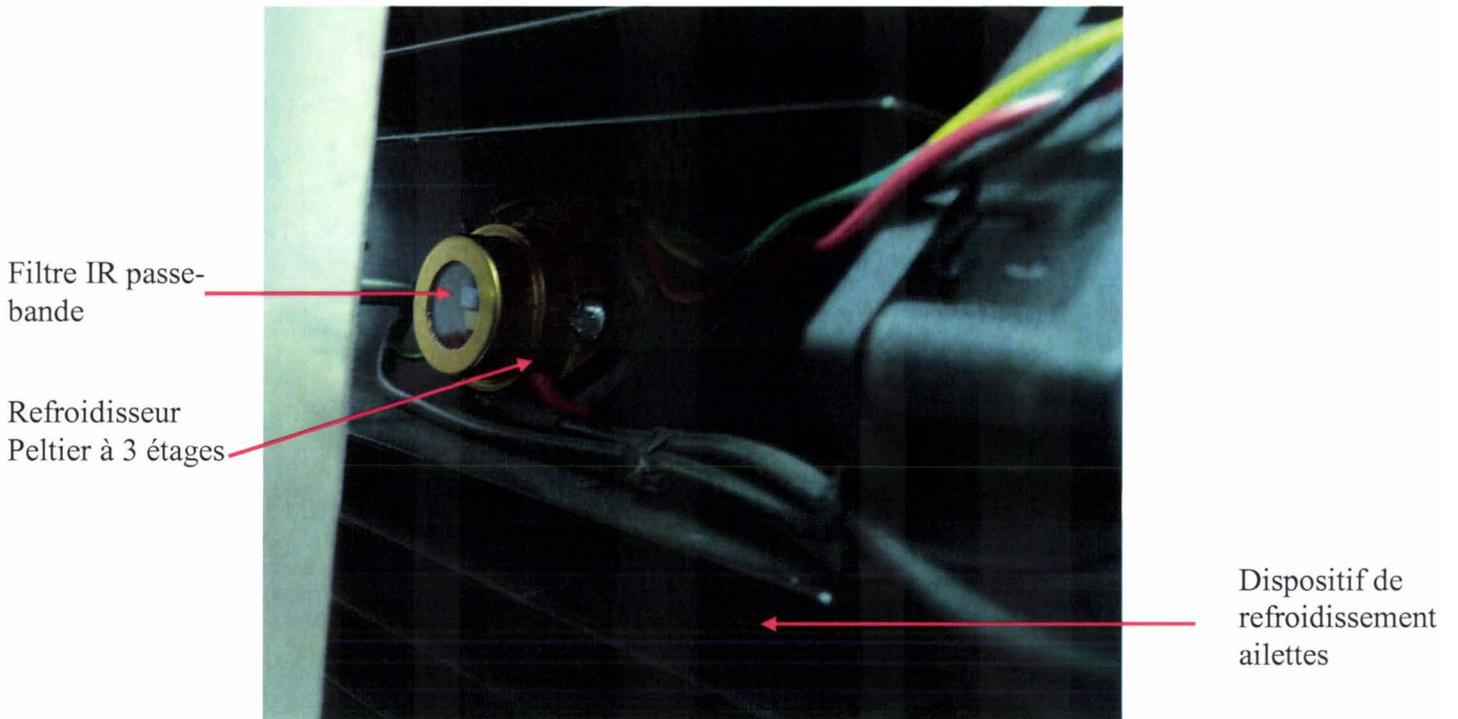


Figure IV.6 : Détecteur et système de refroidissement

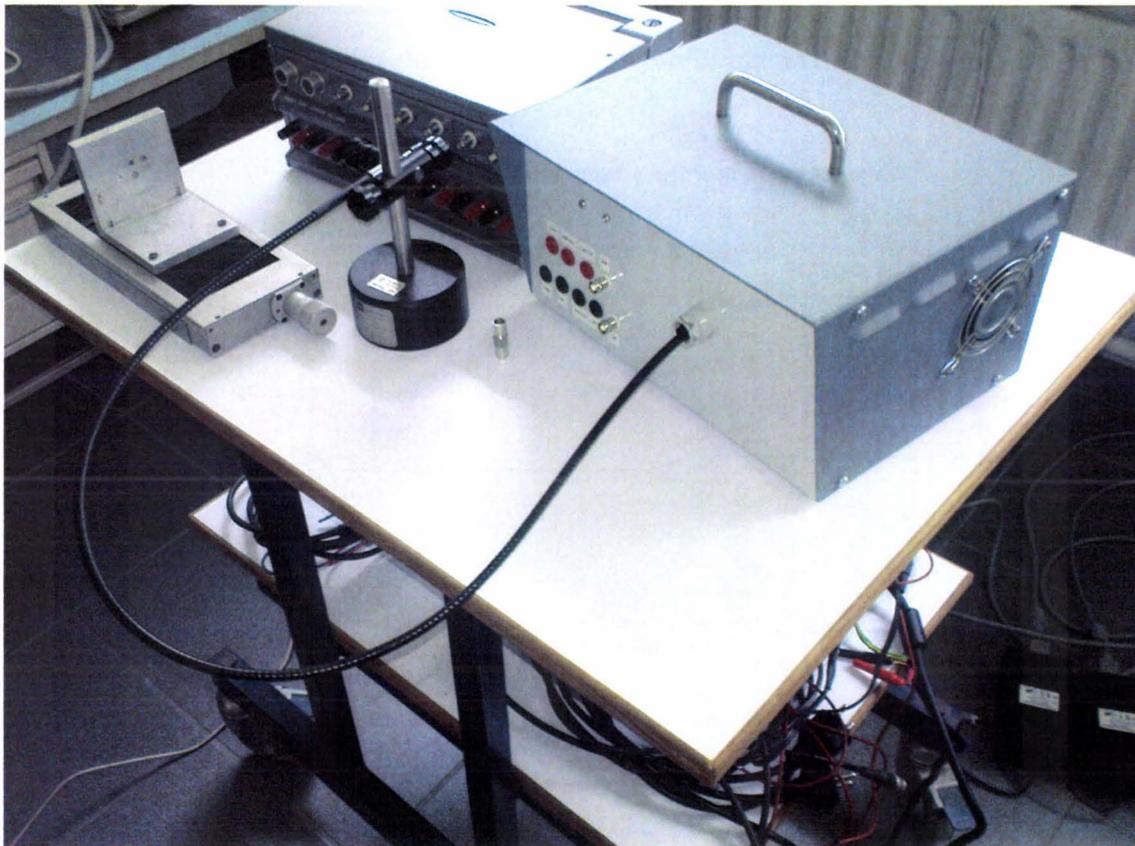


Figure IV.7 : Pyromètre bichromatique rapide à fibre optique

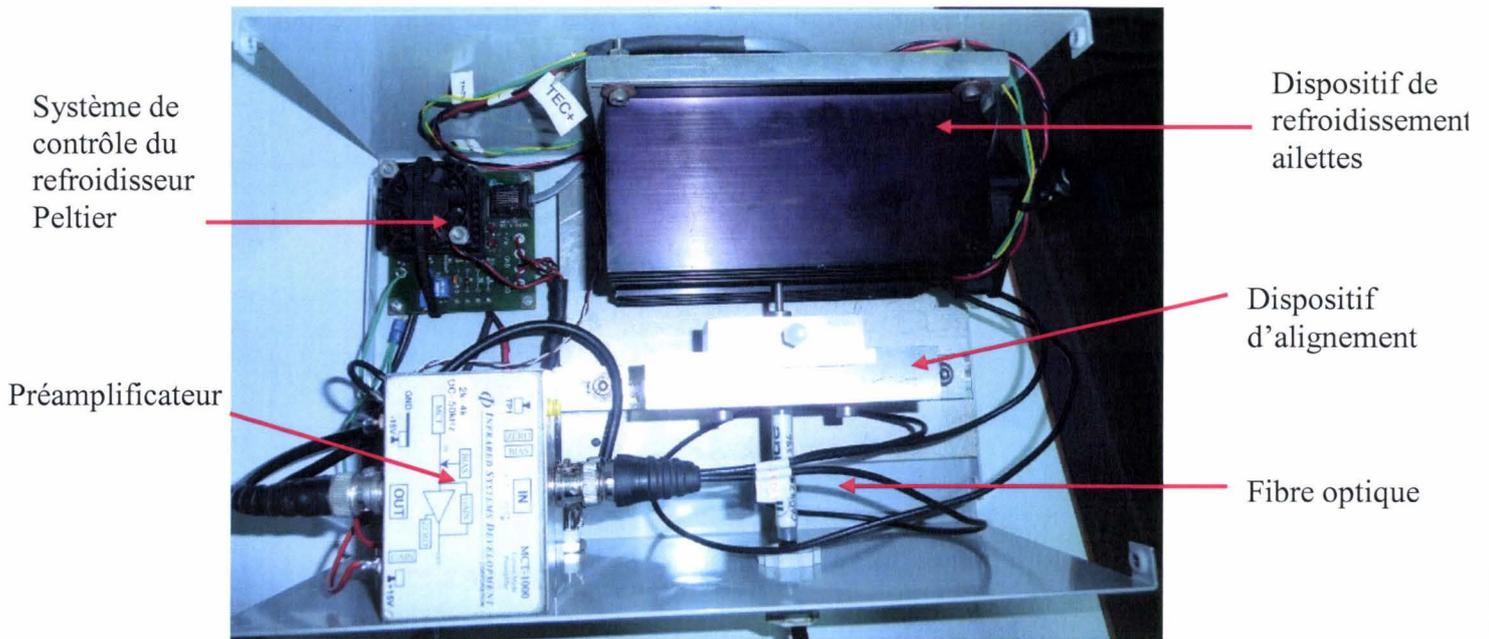


Figure IV.8 : Vue intérieure du pyromètre bichromatique

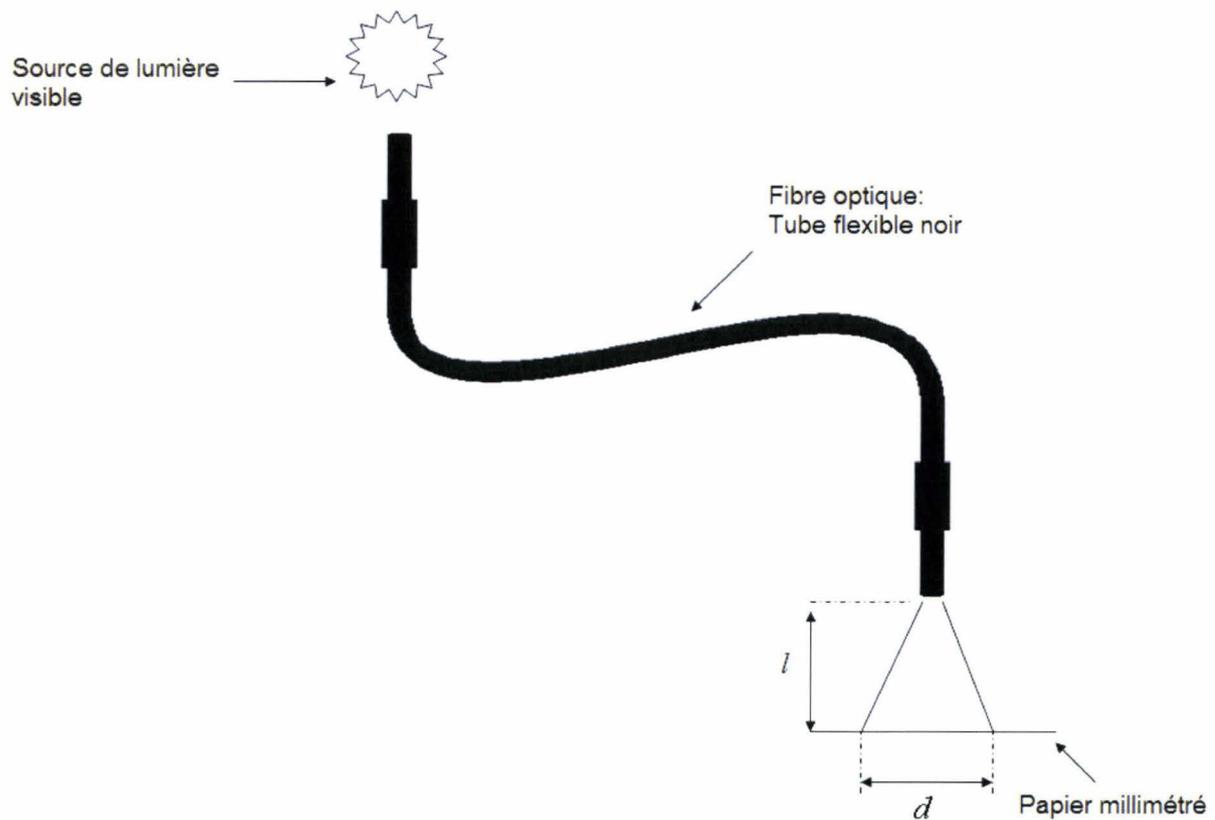


Figure IV.9 : Dispositif expérimental pour la mesure du spot de la fibre optique

Comme on le constate sur la Figure IV.10, les valeurs théoriques et expérimentales sont très proches.

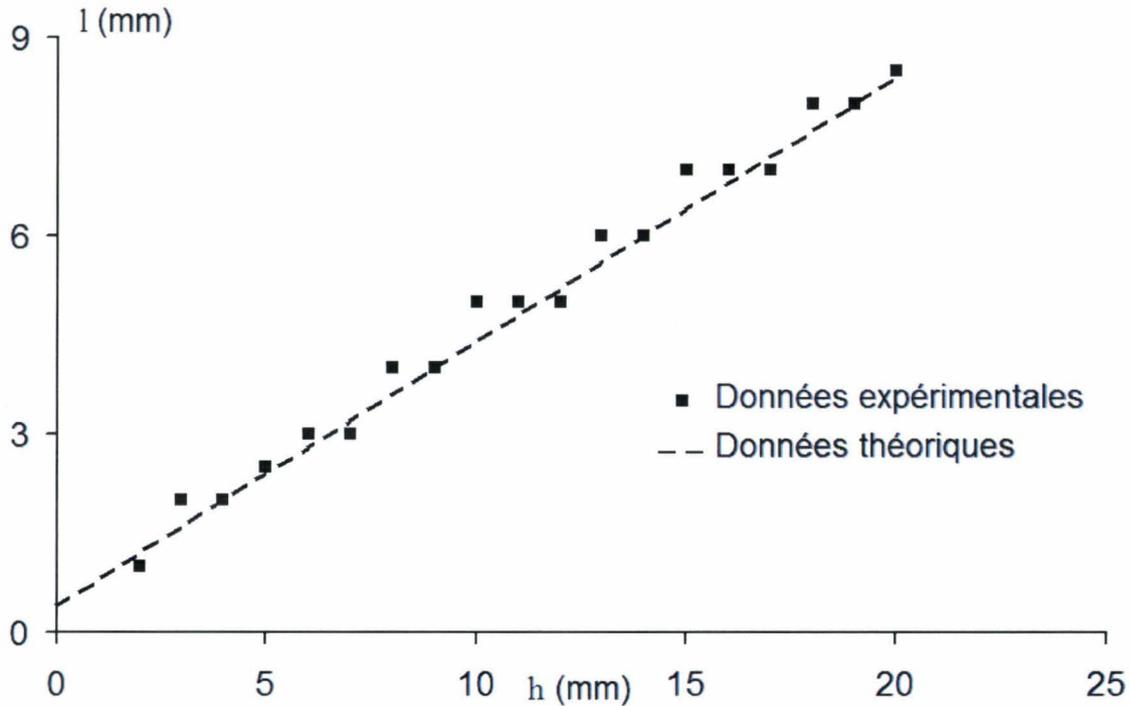


Figure IV.10 : Diamètre du spot en fonction de la distance entre la cible et la fibre

#### IV.4 Procédure d'étalonnage

La procédure d'étalonnage, très importante pour l'évaluation de la température, consiste à chauffer un corps noir et obtenir la courbe d'étalonnage de chaque détecteur. Le pyromètre bichromatique a été étalonné en utilisant deux corps noirs : un corps noir étendu HGH (type ECN 100 H6, émissivité =  $0,98 \pm 0,02$ , gamme de température 50-550°C, erreur absolue sur la température  $\Delta T = \pm 0,5$  °C) et un corps noir cavitaire AGEMA (BB 400-3, émissivité =  $0,99 \pm 0,01$ , gamme de température 50-400°C, erreur absolue sur la température  $\Delta T = \pm 0,5$  °C). Le pyromètre bichromatique a été étalonné entre 200 et 550°C avec le corps noir étendu. La température du corps noir va varier de 200 à 550°C avec un pas de température de 50°C. Pour chaque température, 10 acquisitions sont réalisées avec le pyromètre bichromatique. La Figure IV.11 représente les variations enregistrées pour une température.

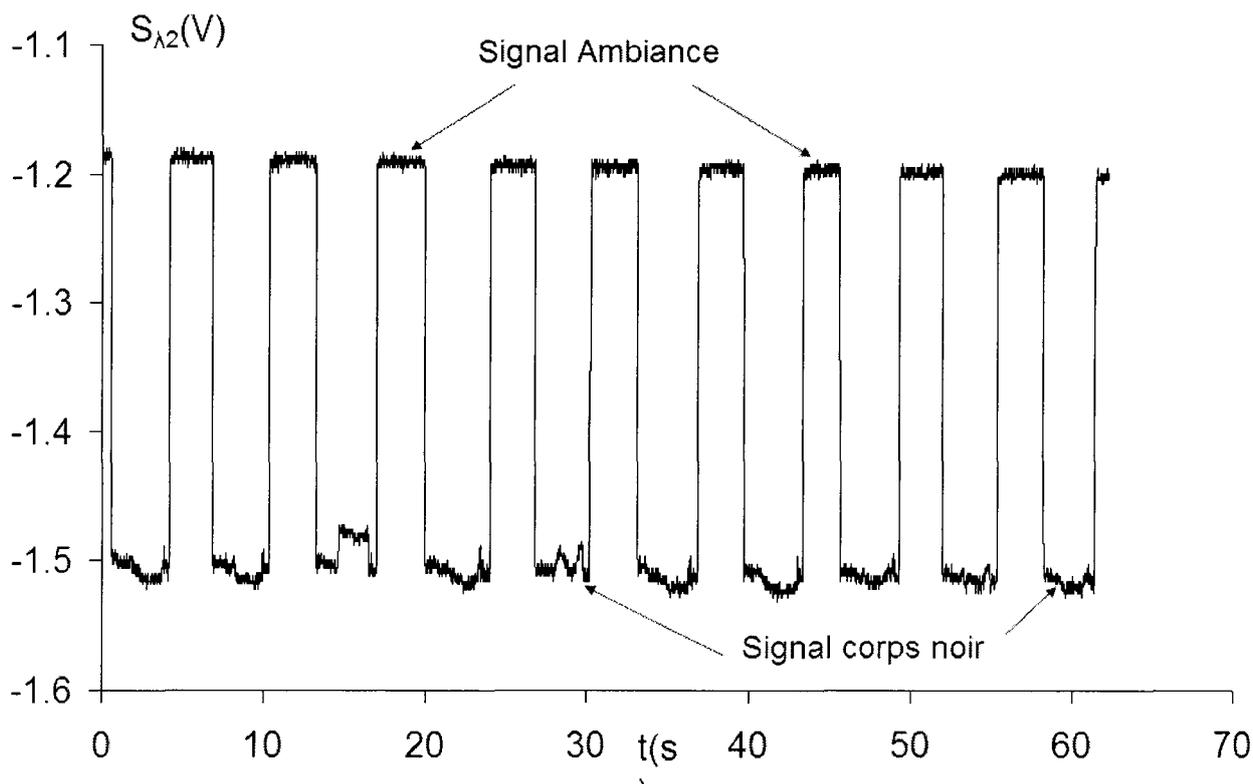


Figure IV.11 : Courbe d'étalonnage

(Température ambiante = 20 °C; température du corps noir = 350 °C)

La cible est alternativement le corps noir étendu (signal corps noir) et l'environnement à température ambiante (signal ambiance). Cette figure est représentative des autres courbes d'étalonnage.

A partir des résultats de l'étalonnage il apparaît que pour une température ambiante donnée, il y a une dérive des signaux des détecteurs. Un enregistrement du signal de l'ambiance et du signal du corps noir a été réalisé en utilisant le corps noir cavitaire et l'évolution du signal a été confirmée (Figure IV.12), la dérive du signal sur une durée équivalente à un essai de freinage (150 s) est trop faible pour influencer la mesure (Figure IV.13)

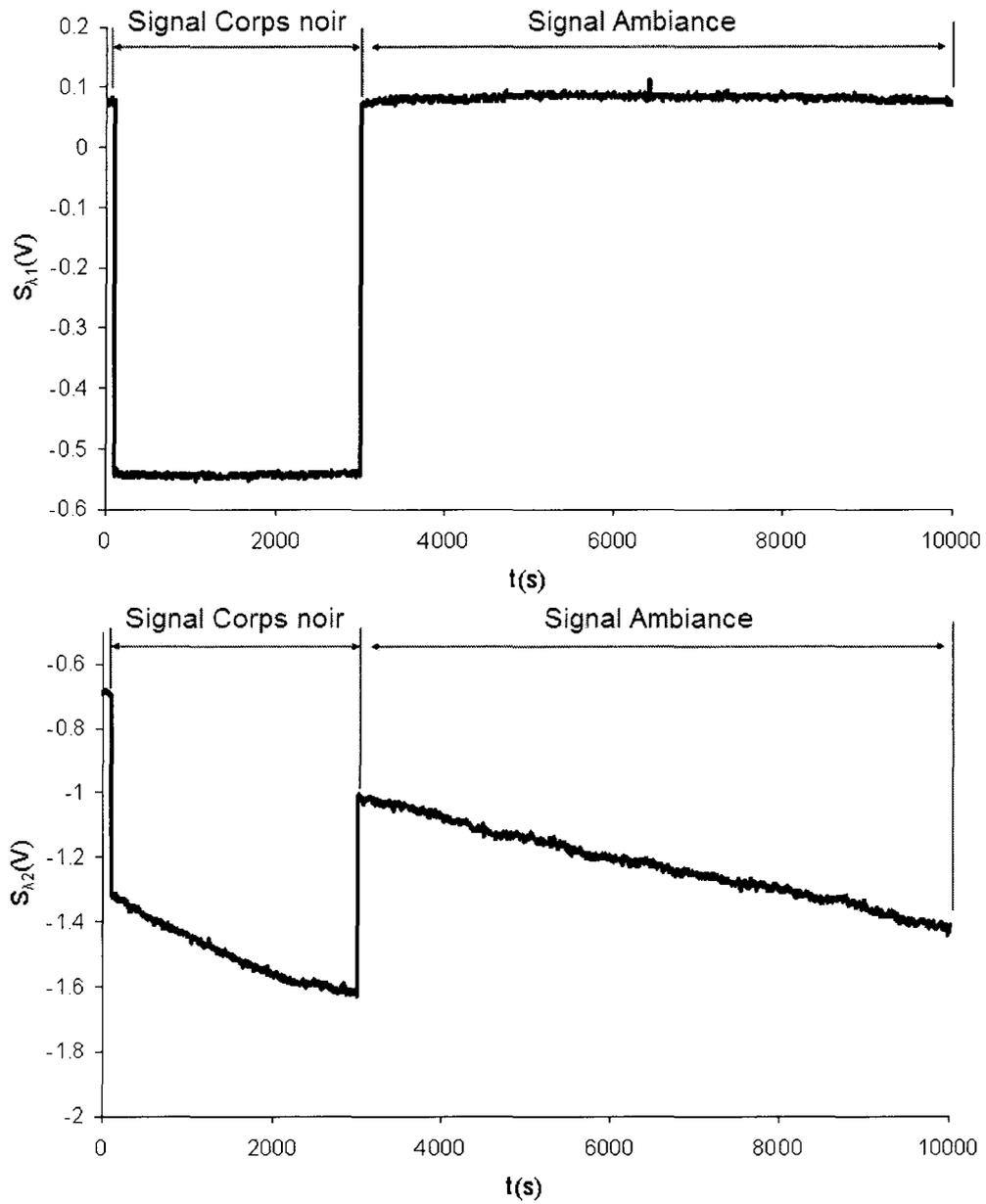


Figure IV.12 : Variations des signaux ambiance et corps noir (étalonnage)

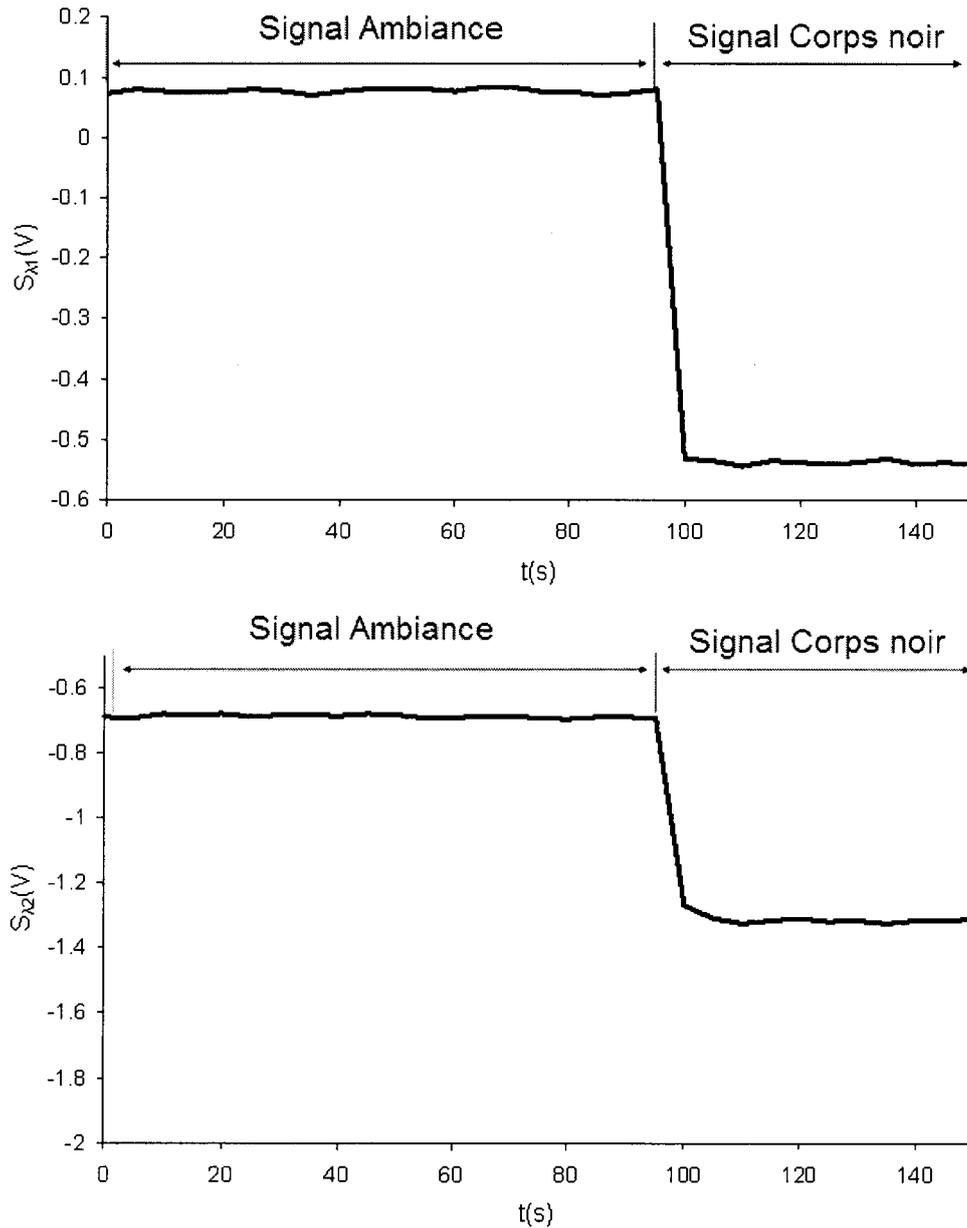


Figure IV.13 : Variations des signaux corps noir et ambiance sur une durée équivalente à un essai de freinage

Il a été aussi observé en revanche que la différence entre le signal de l'ambiance et le signal face au corps noir est constante. Il a donc été décidé d'utiliser la valeur relative:

$$\sigma_{\lambda_i} = S_{\lambda_i, réf} - S_{\lambda_i} \quad (IV.9)$$

Pour chaque point d'étalonnage,  $S_{\lambda_i, réf}$  est la moyenne du signal de l'ambiance,  $S_{\lambda_i}$  est la moyenne du signal corps noir. Donc pour chaque température, ou chaque luminance, 10 valeurs de  $\sigma_{\lambda_i}$  sont obtenues. A partir de tous ces résultats, les courbes d'étalonnage  $\sigma = f(L)$  sont obtenues facilement.

Quelques tests ont été réalisés à des températures inférieures à 200°C pour vérifier les seuils des détections. Pour ces températures, le signal de sortie de chaque détecteur reste constant. Pendant l'étalonnage, la température de l'ambiance est donc inférieure au seuil des détections, donc le signal de l'ambiance peut être utilisé comme signal de référence.

La Figure IV.14 montre la proportionnalité entre la luminance et le signal de sortie. Les 2 constantes d'amplification sont déterminées à partir des 2 courbes de calibration:

$$A_{\lambda_1} = 2,448 \times 10^{-9} \text{ V.W}^{-1}.\text{m}^3.\text{sr} ; A_{\lambda_2} = 3,233 \times 10^{-9} \text{ V.W}^{-1}.\text{m}^3.\text{sr} \quad (\text{IV.10})$$

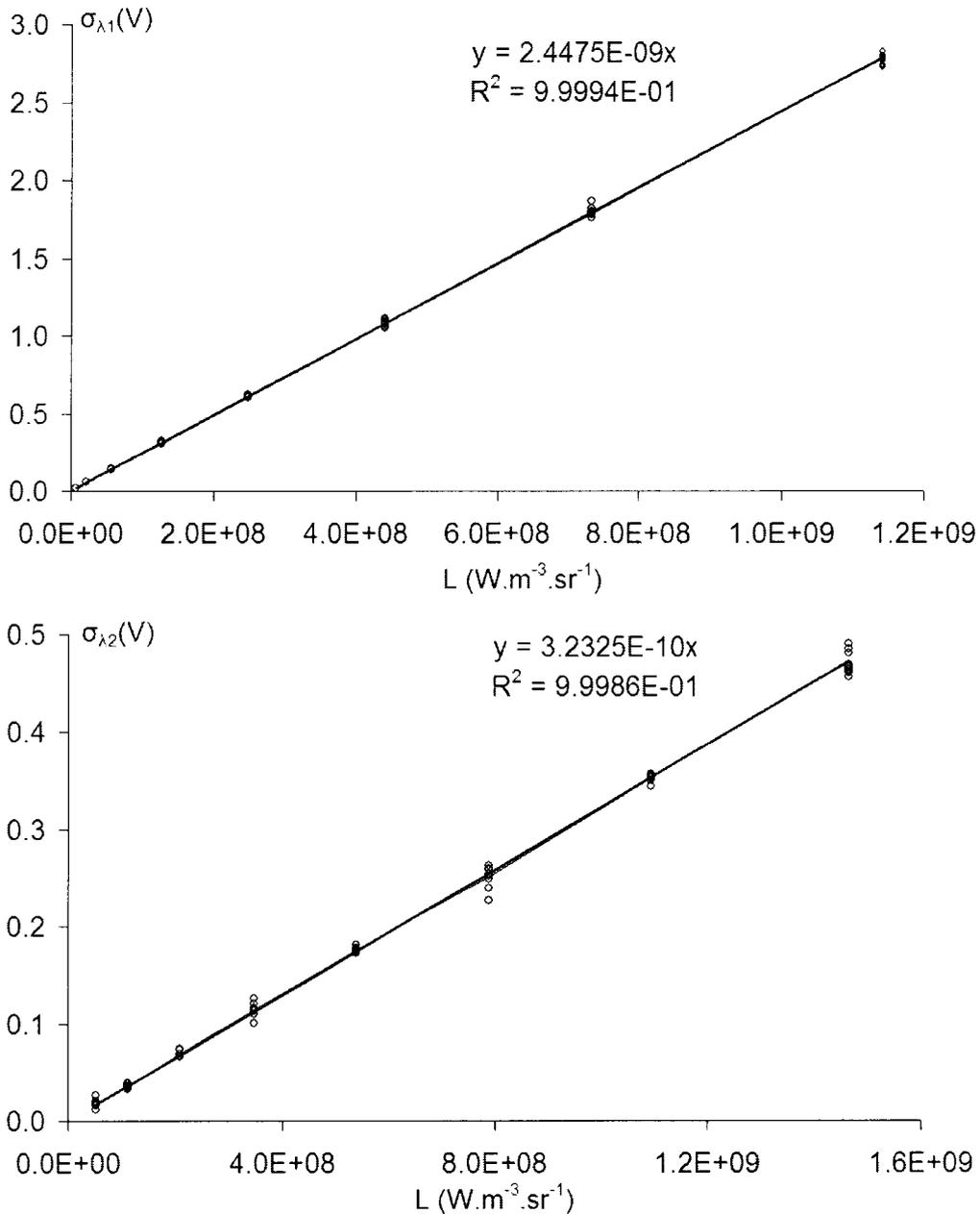


Figure IV.14 : Courbes de calibration  $\sigma=f(L)$

#### IV.5 Etude du bruit des détecteurs

Le bruit du détecteur a été évalué en utilisant une analyse spectrale. Le corps noir et l'environnement ont été utilisés en tant que sources, les spectres de puissance obtenus sont identiques. Le spectre de puissance représenté dans la Figure IV.15 est obtenu avec le corps noir cavitaire comme source, le bruit du détecteur est un spectre de puissance large bande. Le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 200, on peut donc considérer que la contribution du bruit est négligeable.

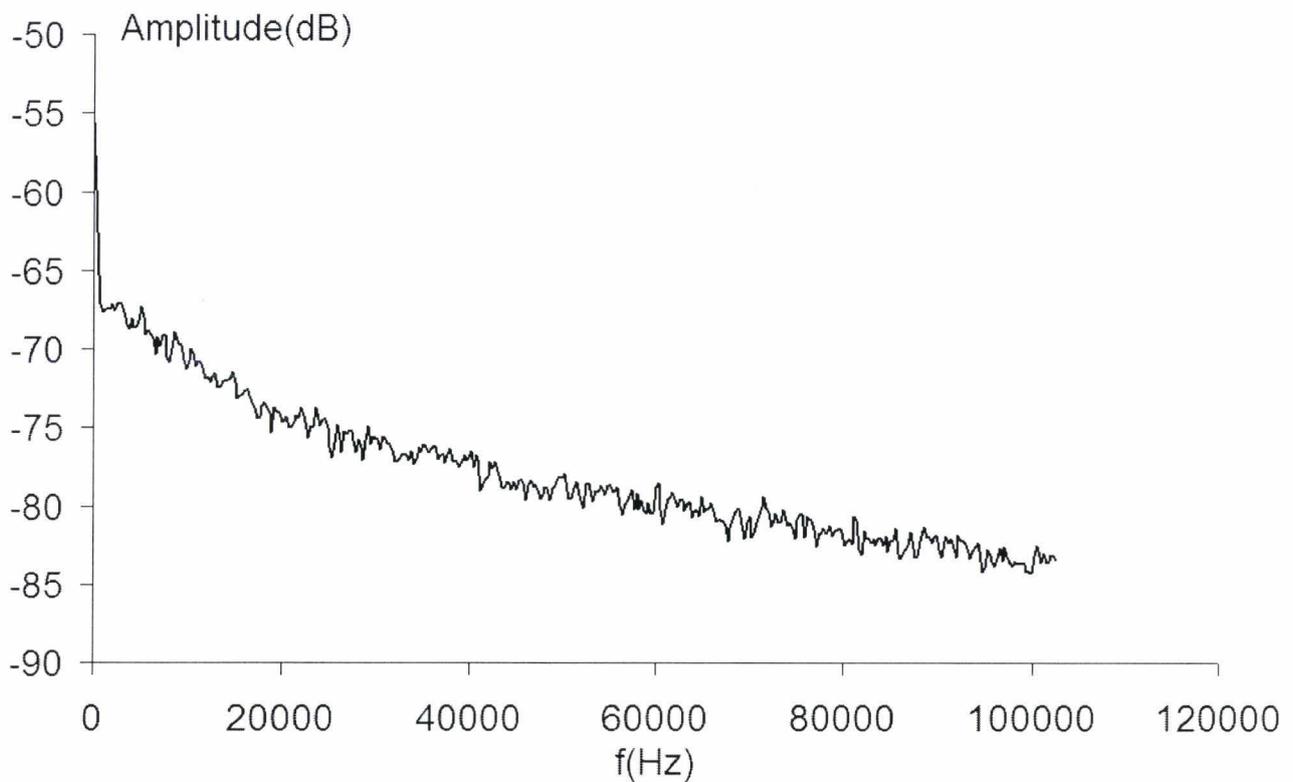


Figure IV.15 : Analyse spectrale du signal du détecteur

#### IV.6 Influence du flux réfléchi sur les mesures

L'influence du flux réfléchi sur les mesures a été étudiée dans de nombreux articles [29, 57, 58]. Le pyromètre bichromatique reçoit à la fois le flux émis par la surface visée et le flux réfléchi. Ainsi la luminance totale provenant de l'échantillon est de la forme :

$$L_{\lambda} = \varepsilon C_1 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) + (1 - \varepsilon) C_1 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T_{env}}\right) \quad (\text{IV.11})$$



Avec  $T$  est la température de surface de l'objet visé et  $T_{env}$  est la température de l'environnement.

La figure IV.16 montre le rapport  $R_\phi$  entre le flux réfléchi et émis pour différentes températures d'objet de 200 à 500°C et pour une émissivité de 0,4.

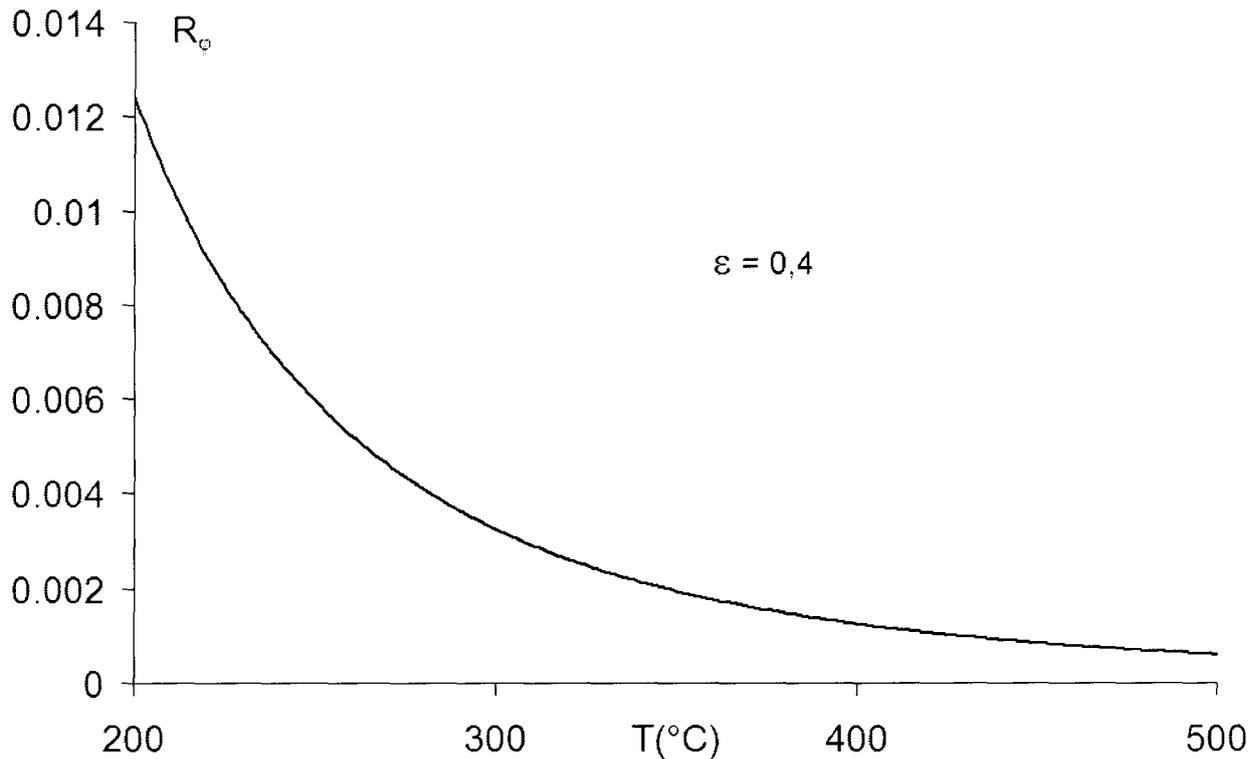


Figure IV.16 : Rapport entre le flux réfléchi et émis en fonction de la température de l'échantillon ( $T_{env}$ )

On peut observer que pour une température de surface de 200°C, une émissivité de 0,4 et l'environnement à 20°C, le rapport entre le flux réfléchi et le flux émis est de l'ordre de 0,012. Pour des températures supérieures à 300°C, la valeur du rapport est inférieure à 0,004. Pendant les essais de freinage, la température de surface du disque est supérieure à 400°C, la température de l'environnement est de l'ordre de 20°C, la fibre optique est placée proche du contact patin-disque en utilisant un support de fixation noir, donc le flux réfléchi peut être négligé.

### IV.7 Influence de la largeur de filtre

Au paragraphe IV.2, la température et l'émissivité (formule IV.3 et IV.4) sont obtenues en faisant l'hypothèse de détecteurs monochromatiques. En réalité chaque détecteur est caractérisé par une bande spectrale  $\Delta\lambda_i$  et une fonction d'atténuation de la chaîne optique  $F_i(\lambda)$  (voir Annexe C). Ainsi le signal en sortie de la chaîne de détection s'exprime sous la forme :

$$S_{\lambda_i}^* = A_{\lambda_i}^* \varepsilon \int_{\Delta\lambda_i} F_i(\lambda) C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right) d\lambda \quad (\text{IV.12})$$

où  $A_{\lambda_i}^*$  est la constante d'amplification correspondante.

Pour les détecteurs monochromatiques le rapport  $R$  des luminances s'exprime :

$$\frac{S_{\lambda_1} A_{\lambda_2}}{S_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} = \frac{L_{\lambda}^0(T, \lambda_1)}{L_{\lambda}^0(T, \lambda_2)} = R \quad (\text{IV.13})$$

Pour les détecteurs réels ce rapport se met sous la forme :

$$\frac{S_{\lambda_1}^* A_{\lambda_2}^*}{S_{\lambda_2}^* A_{\lambda_1}^*} = \frac{\int_{\Delta\lambda_1} F_1(\lambda) L_{\lambda}^0(T) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda_2} F_2(\lambda) L_{\lambda}^0(T) d\lambda} = R^* \quad (\text{IV.14})$$

L'influence des gammes de longueurs d'onde et des fonctions de sensibilité des capteurs peut être caractérisé par le rapport [59, 60] :

$$k = \frac{R^*}{R} \frac{\int_{\Delta\lambda_1} F_1(\lambda) L_{\lambda}^0(T) d\lambda}{\frac{L_{\lambda}^0(T, \lambda_1)}{L_{\lambda}^0(T, \lambda_2)}} \quad (\text{IV.15})$$

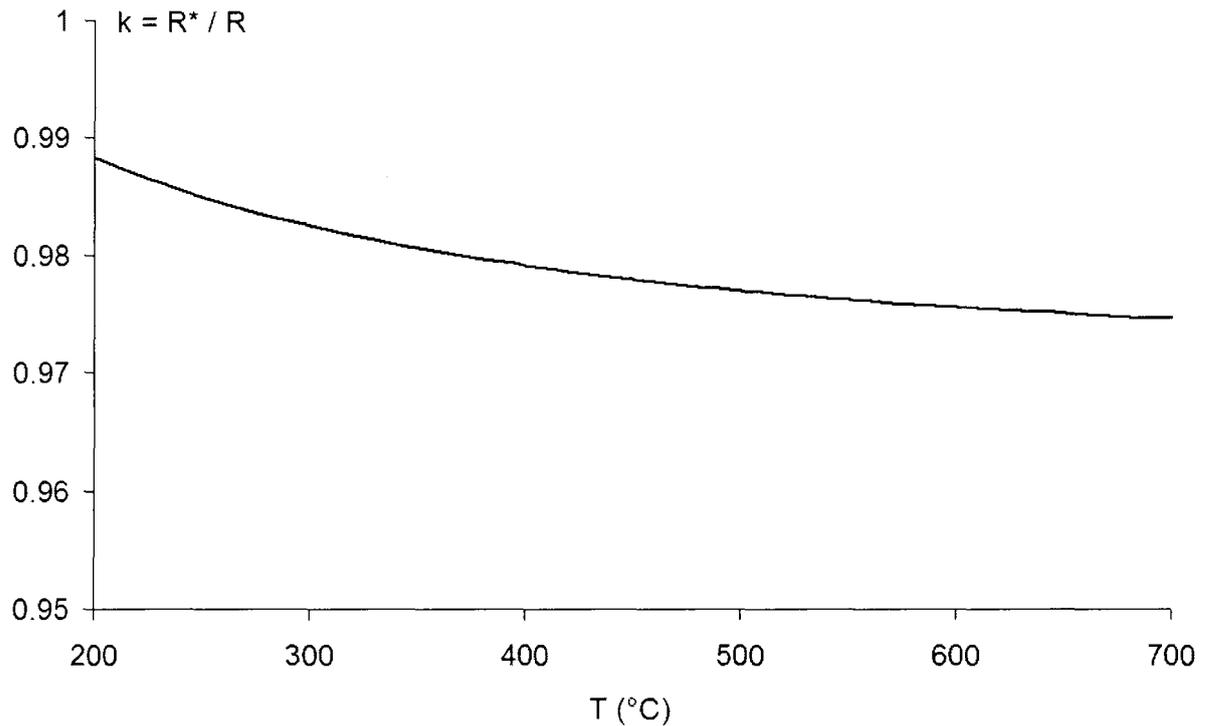


Figure IV.17 : Evolution du coefficient  $k$  en fonction de la température

La figure IV.17 présente les variations de  $k$  en fonction de la température. On constate que le rapport  $k$  est de l'ordre de 0,99. Ainsi l'hypothèse d'un filtre monochromatique influence très peu la mesure de température et d'émissivité. Dans le calcul d'incertitude du paragraphe suivant, l'incertitude due à l'hypothèse de monochromaticité des filtres est négligée.

#### IV.8 Analyse des incertitudes

Afin de calculer l'incertitude sur la mesure de température, il faut reprendre la formule IV.3, et déterminer toutes les variables dont dépend la température. L'incertitude sur la température sera obtenue à partir des incertitudes de ces différentes variables.

$$T = \frac{C_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left( \frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} \right)} = f(\lambda_1, \lambda_2, A_{\lambda_1}, A_{\lambda_2}, \sigma_{\lambda_1}, \sigma_{\lambda_2}) \quad (\text{IV.16})$$

Les signaux  $\sigma_{\lambda_1}, \sigma_{\lambda_2}$  sont corrélés car les détecteurs sont soumis à la même source. D'après la loi de propagation des incertitudes [61, 62], l'incertitude sur la mesure de température se calcule à partir de la formule suivante :

$$\begin{aligned} \Delta T^2 = & \left( \frac{\partial T}{\partial \sigma_{\lambda_1}} \right)^2 (\Delta \sigma_{\lambda_1})^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial \sigma_{\lambda_2}} \right)^2 (\Delta \sigma_{\lambda_2})^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial A_{\lambda_1}} \right)^2 (\Delta A_{\lambda_1})^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial A_{\lambda_2}} \right)^2 (\Delta A_{\lambda_2})^2 \\ & + \left( \frac{\partial T}{\partial \lambda_1} \right)^2 (\Delta \lambda_1)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial \lambda_2} \right)^2 (\Delta \lambda_2)^2 + 2 \frac{\partial T}{\partial \sigma_{\lambda_1}} \frac{\partial T}{\partial \sigma_{\lambda_2}} \text{cov}(\sigma_{\lambda_1}, \sigma_{\lambda_2}) \end{aligned} \quad (\text{IV.17})$$

D'après les calculs des dérivées partielles (voir Annexe D) et après simplification la formule de l'incertitude relative sur la mesure de température se met sous la forme :

$$\frac{\Delta T}{T} = K \sqrt{\left( \frac{\Delta \sigma_{\lambda_1}}{\sigma_{\lambda_1}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \sigma_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta A_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta A_{\lambda_2}}{A_{\lambda_2}} \right)^2 - 2 \frac{\text{cov}(\sigma_{\lambda_1}, \sigma_{\lambda_2})}{\sigma_{\lambda_1} \sigma_{\lambda_2}} + \left( 5 - \frac{C_2}{\lambda_1 T} \right)^2 \left( \frac{\Delta \lambda_1}{\lambda_1} \right)^2 + \left( 5 - \frac{C_2}{\lambda_2 T} \right)^2 \left( \frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_2} \right)^2} \quad (\text{IV.18})$$

$\frac{\Delta \lambda_1}{\lambda_1}$  et  $\frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_2}$  sont les incertitudes relatives sur les valeurs des longueurs d'onde centrales des 2 filtres, obtenues à partir des données fournies par le constructeur et valent 1%.

Le calcul des incertitudes relatives sur les constantes d'amplification  $\frac{\Delta A_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}}$  et  $\frac{\Delta A_{\lambda_2}}{A_{\lambda_2}}$  sera détaillé plus tard.  $\Delta \sigma_{\lambda_1}$  et  $\Delta \sigma_{\lambda_2}$  sont les écart types moyens calculés à partir d'une série indépendante d'observations et  $\text{cov}(\sigma_{\lambda_1}, \sigma_{\lambda_2})$  la covariance des 2 signaux.  $\sigma_{\lambda_1}$  et  $\sigma_{\lambda_2}$  sont les signaux relatifs délivrés par chaque détecteur. L'incertitude relative de la température se calcule à partir de la température exprimée en Kelvin.

Comme pour le calcul d'incertitude de la température, il faut déterminer les variables dont dépend l'émissivité :

$$\varepsilon = \frac{\frac{\sigma_{\lambda_i}}{A_{\lambda_i}}}{C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right)} = f(\lambda_i, T, A_{\lambda_i}, \sigma_{\lambda_i}) \quad (\text{IV.19})$$

En utilisant, la loi de propagation des incertitudes l'incertitude sur la mesure d'émissivité s'obtient à partir de la formule suivante :

$$\Delta \varepsilon^2 = \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma_{\lambda_i}} \right)^2 \Delta \sigma_{\lambda_i}^2 + \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)^2 \Delta T^2 + \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda_i} \right)^2 \Delta \lambda_i^2 + \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial A_{\lambda_i}} \right)^2 \Delta A_{\lambda_i}^2 \quad (\text{IV.20})$$

En effectuant les calculs des dérivées partielles (voir Annexe D) et après simplification, la formule de l'incertitude de mesure de l'émissivité se met sous la forme suivante :

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \sqrt{\left( \frac{\Delta \sigma_{\lambda_i}}{\sigma_{\lambda_i}} \right)^2 + \left( \frac{C_2}{\lambda_i} \right)^2 \left( \frac{\Delta T}{T} \right)^2 + \left( 5 - \frac{C_2}{\lambda_i T} \right)^2 \left( \frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} \right)^2 + \left( \frac{\Delta A_{\lambda_i}}{A_{\lambda_i}} \right)^2} \quad (\text{IV.21})$$

$\frac{\Delta T}{T}$  est l'incertitude relative sur la mesure de température calculée à partir de la formule IV.18. Les autres valeurs sont identiques à celles utilisées pour le calcul d'incertitude de la température.

Afin de calculer les incertitudes sur la mesure de température et d'émissivité, il est nécessaire de calculer  $\frac{\Delta A_{\lambda_i}}{A_{\lambda_i}}$  l'incertitude relative sur les valeurs des constantes d'amplification de chaque détecteur.

En effet les constantes d'amplification sont obtenues à partir de l'étalonnage. Il faut déterminer les variables dont dépendent les constantes d'amplification :

$$A_{\lambda_i} = \frac{\sigma_{\lambda_i}}{\varepsilon_{CN} C_1 \lambda_i^5 \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}}\right)} = f(\lambda_i, T_{CN}, \varepsilon_{CN}, \sigma_{\lambda_i}) \quad (\text{IV.22})$$

avec  $\varepsilon_{CN}$  et  $T_{CN}$  l'émissivité et la température du corps noir utilisé pour l'étalonnage, la température étant exprimée en Kelvin.

D'après la loi de propagation des incertitudes, l'incertitude sur la constante d'amplification se calcule à partir de la formule suivante :

$$\Delta A_{\lambda_i}^2 = \left( \frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial \sigma_{\lambda_i}} \right)^2 \Delta \sigma_{\lambda_i}^2 + \left( \frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial T_{CN}} \right)^2 \Delta T_{CN}^2 + \left( \frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial \varepsilon_{CN}} \right)^2 \Delta \varepsilon_{CN}^2 + \left( \frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial \lambda_i} \right)^2 \Delta \lambda_i^2 \quad (\text{IV.23})$$

En effectuant les calculs des dérivées partielles (voir Annexe B) et après simplification, la formule d'incertitude de mesure de la constante d'amplification se met sous la forme :

$$\frac{\Delta A_{\lambda_i}}{A_{\lambda_i}} = \sqrt{\frac{\Delta \sigma_{\lambda_i}^2}{\sigma_{\lambda_i}^2} + \left( \frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}} \right)^2 \frac{\Delta T_{CN}^2}{T_{CN}^2} + \frac{\Delta \varepsilon_{CN}^2}{\varepsilon_{CN}^2} + \left( 5 - \frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}} \right)^2 \frac{\Delta \lambda_i^2}{\lambda_i^2}} \quad (\text{IV.24})$$

$\Delta T_{CN}$  et  $\Delta \varepsilon_{CN}$  correspondent aux incertitudes sur la température et l'émissivité du corps noir utilisé pour l'étalonnage, respectivement 0,5°C et 0,02. L'incertitude sur le signal  $\sigma_{\lambda_i}$  est

identique à celle utilisée pour les calculs précédents, de même pour l'incertitude sur la longueur d'onde.

Dans le tableau suivant sont présentées les différentes incertitudes relatives utilisées pour les calculs d'incertitude.

On constate en fonction des températures, que les contributions les plus importantes varient. En effet on constate que pour les températures inférieures à 573,15 K (300°C), les incertitudes relatives sur les signaux des détecteurs sont les plus importantes de l'ordre de 15%. Les incertitudes sur l'émissivité du corps noir et les longueurs d'ondes des détecteurs sont indépendantes de la température, ainsi plus la température augmente plus leur contribution est importante.

$T_{CN}$ (K)	$\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1}$	$\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2}$	$\frac{\Delta T_{CN}}{T_{CN}}$	$\frac{\Delta \epsilon_{CN}}{\epsilon_{CN}}$	$\frac{\Delta \sigma_{\lambda_1}}{\sigma_{\lambda_1}}$	$\frac{\Delta \sigma_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2}}$	$\frac{\Delta A_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}}$	$\frac{\Delta A_{\lambda_2}}{A_{\lambda_2}}$
473,15	0,01	0,01	0,0011	0,0204	0,1327	0,1901	0,15	0,19
523,15	0,01	0,01	0,0010	0,0204	0,0434	0,0955	0,08	0,10
573,15	0,01	0,01	0,0009	0,0204	0,0172	0,0487	0,06	0,05
623,15	0,01	0,01	0,0008	0,0204	0,0079	0,0293	0,05	0,04
673,15	0,01	0,01	0,0007	0,0204	0,0040	0,0191	0,04	0,03
723,15	0,01	0,01	0,0007	0,0204	0,0023	0,0134	0,04	0,02
773,15	0,01	0,01	0,0006	0,0204	0,0014	0,0095	0,03	0,02
823,15	0,01	0,01	0,0006	0,0204	0,0009	0,0071	0,03	0,02

Tableau IV.3 : Valeurs des différentes incertitudes relatives en fonction de la température

Il est à noter dans la formule (IV.24) que l'incertitude relative sur la longueur d'onde est multipliée par un coefficient  $\left(5 - \frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}}\right)^2$ . Etant donné les valeurs de ce coefficient présenté dans le tableau IV.4. La contribution la plus importante dans le calcul d'incertitude sur les valeurs des constantes d'amplification est celle de l'incertitude relative sur les longueurs d'onde.

Connaissant les incertitudes relatives sur les valeurs des constantes d'amplification, le calcul de l'incertitude sur la mesure de température est possible.

On constate pour les températures inférieures à 573,15 K (300°C), que les contributions des incertitudes relatives sur les signaux et les constantes d'amplifications sont les plus importantes. Comme dans le calcul précédent, pour les hautes températures les contributions les plus importantes sont celles des incertitudes relatives sur les longueurs d'ondes.

T(K)	$\left 5 - \frac{C_2}{\lambda_1 T}\right $	$\left 5 - \frac{C_2}{\lambda_2 T}\right $
473,15	6,93	2,79
523,15	5,79	2,05
573,15	4,85	1,43
623,15	4,06	0,916
673,15	3,39	0,476
723,15	2,81	0,098
773,15	2,30	0,232
823,15	1,86	0,522

Tableau IV.4 : Valeurs du coefficient  $\left|5 - \frac{C_2}{\lambda_1 T}\right|$  en fonction de la température

T(K)	$\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1}$	$\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2}$	$\frac{\text{cov}(\sigma_{\lambda_1}, \sigma_{\lambda_2})}{\sigma_{\lambda_1} \sigma_{\lambda_2}}$	$\frac{\Delta\sigma_{\lambda_1}}{\sigma_{\lambda_1}}$	$\frac{\Delta\sigma_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2}}$	$\frac{\Delta A_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}}$	$\frac{\Delta A_{\lambda_2}}{A_{\lambda_2}}$	$\frac{\Delta T}{T}$
473,15	0,01	0,01	$2,83 \cdot 10^{-6}$	0,1327	0,1901	0,15	0,19	0,083
523,15	0,01	0,01	$5,08 \cdot 10^{-6}$	0,0434	0,0955	0,08	0,10	0,047
573,15	0,01	0,01	$7,93 \cdot 10^{-5}$	0,0172	0,0487	0,06	0,05	0,031
623,15	0,01	0,01	$-8,97 \cdot 10^{-5}$	0,0079	0,0293	0,05	0,04	0,025
673,15	0,01	0,01	$4,08 \cdot 10^{-5}$	0,0040	0,0191	0,04	0,03	0,021
723,15	0,01	0,01	$7,18 \cdot 10^{-6}$	0,0023	0,0134	0,04	0,02	0,020
773,15	0,01	0,01	$1,09 \cdot 10^{-5}$	0,0014	0,0095	0,03	0,02	0,018
823,15	0,01	0,01	$4,39 \cdot 10^{-5}$	0,0009	0,0071	0,03	0,02	0,017

Tableau IV.5 : Valeurs des termes utilisés dans la formule IV.18

A partir des valeurs de l'incertitude relative sur la mesure de température, le calcul de l'incertitude relative sur la mesure d'émissivité peut être effectué. Le calcul va être effectué pour chaque détecteur afin de définir quel détecteur utilisé par la suite pour la mesure d'émissivité.

La même constatation que pour le calcul précédent peut être faite concernant l'importance des différentes contributions des incertitudes relatives. Il est à noter que l'incertitude relative est plus faible pour les mesures réalisées avec le détecteur de longueur d'onde  $\lambda_2$ . Par la suite on utilisera donc le détecteur de longueur d'onde  $\lambda_2$  pour effectuer le calcul d'émissivité.

L'incertitude sur la mesure de température est présentée sur la figure IV.18. On note que pour des températures supérieures à 300°C, l'incertitude est inférieure à 18°C, ce qui reste acceptable dans le cadre de nos essais.

T (K)	$\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1}$	$\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2}$	$\frac{\Delta\sigma_{\lambda_1}}{\sigma_{\lambda_1}}$	$\frac{\Delta\sigma_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2}}$	$\frac{\Delta A_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}}$	$\frac{\Delta A_{\lambda_2}}{A_{\lambda_2}}$	$\frac{\Delta T}{T}$	$\frac{\Delta\varepsilon_{\lambda_1}}{\varepsilon_{\lambda_1}}$	$\frac{\Delta\varepsilon_{\lambda_2}}{\varepsilon_{\lambda_2}}$
473,15	0,01	0,01	0,1327	0,1901	0,15	0,19	0,083	1,02	0,71
523,15	0,01	0,01	0,0434	0,0955	0,08	0,10	0,047	0,51	0,36
573,15	0,01	0,01	0,0172	0,0487	0,06	0,05	0,031	0,31	0,21
623,15	0,01	0,01	0,0079	0,0293	0,05	0,04	0,025	0,24	0,16
673,15	0,01	0,01	0,0040	0,0191	0,04	0,03	0,021	0,19	0,12
723,15	0,01	0,01	0,0023	0,0134	0,04	0,02	0,020	0,16	0,10
773,15	0,01	0,01	0,0014	0,0095	0,03	0,02	0,018	0,14	0,09
823,15	0,01	0,01	0,0009	0,0071	0,03	0,02	0,017	0,12	0,08

Tableau IV.6 : Valeurs des termes utilisés dans la formule IV.17

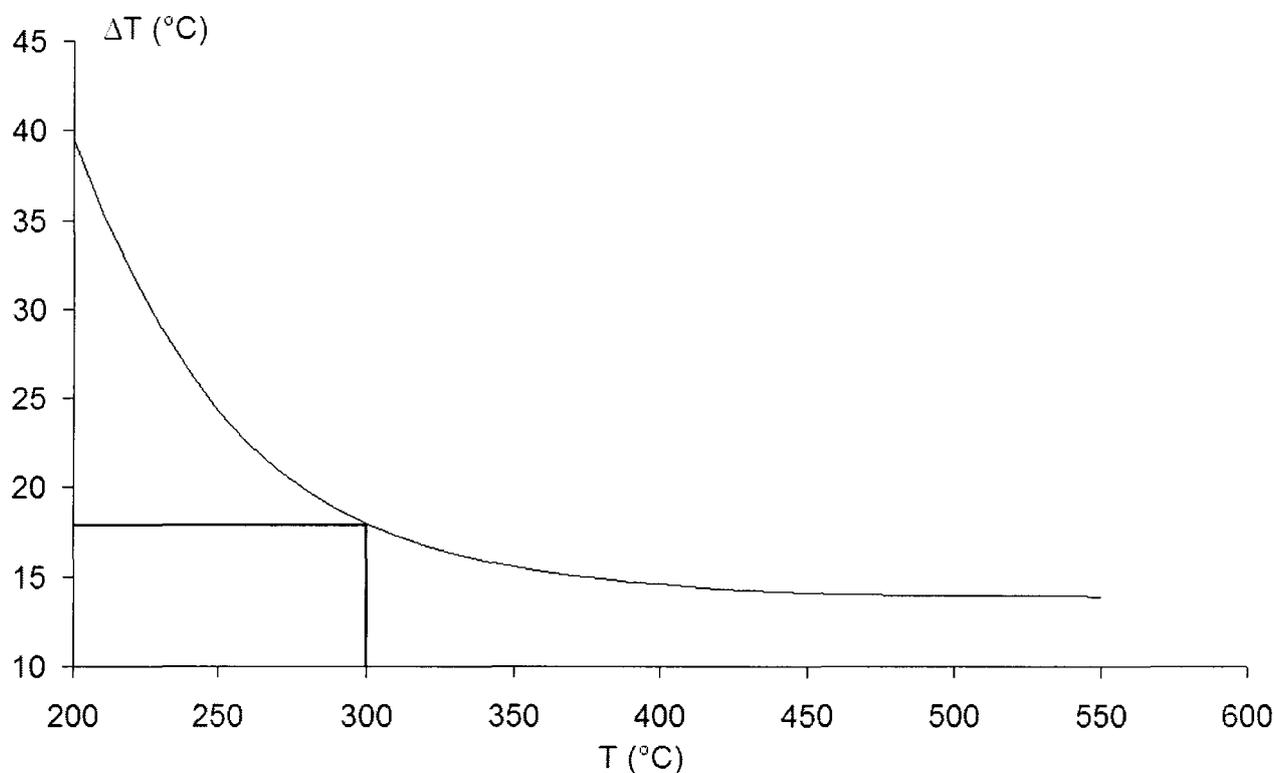


Figure IV.18 : Incertitude de la température

L'incertitude sur la mesure d'émissivité est présentée sur la figure IV.19. Pour des températures supérieures à 300°C, l'incertitude sur la mesure d'émissivité est de l'ordre 0,21.

Les incertitudes présentées sur les figures IV.18 et IV.19 sont exprimées pour des températures mesurées en °C, pour correspondre avec les températures observées sur les corps noir au cours de l'étalonnage qui sont données en °C et également pour pouvoir faciliter la comparaison avec d'autres instruments de mesure.

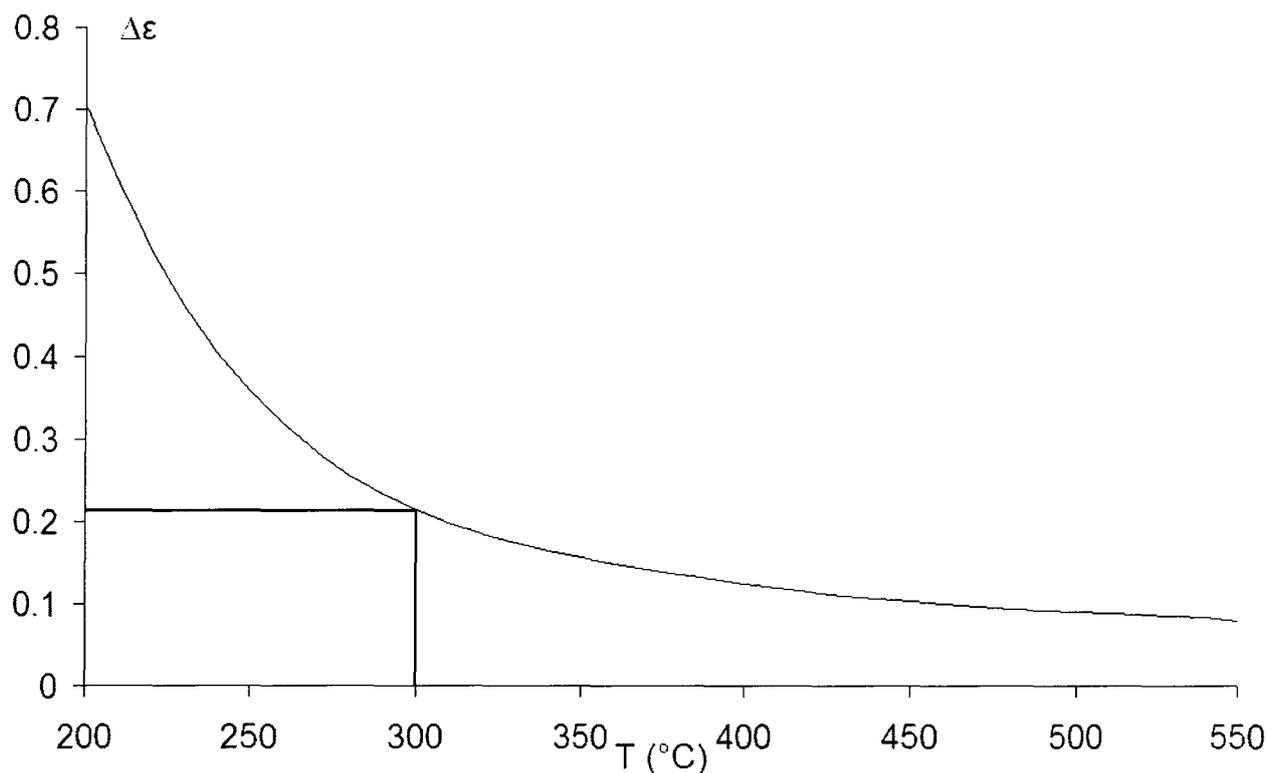


Figure IV.19 : Incertitude de l'émissivité

#### IV.9 Validation expérimentale

Pour vérifier le fonctionnement du pyromètre bichromatique, des tests ont été réalisés sur un disque couvert d'une peinture noire d'émissivité connue ( $\varepsilon = 0,93 \pm 0,02$ ) [63]. La température de surface est mesurée simultanément par le nouveau pyromètre bichromatique ( $T_{\lambda_1/\lambda_2}$ ) et un pyromètre bichromatique IMPAC<sup>TM</sup> disponible sur le marché ( $T_{\text{bichro}}$ )(référence pyromètre IGAR 12 LO, gamme de température 300-1000°C, longueurs d'onde de mesures : 1,52  $\mu\text{m}$  et 1,64  $\mu\text{m}$ ). Ce pyromètre IMPAC se distingue du pyromètre mis au point :

- par sa gamme de température qui commence à 300°C, ce qui est trop élevé pour notre utilisation,
- son temps de réponse de 2 ms, qui est trop long par rapport au temps de réponse établi dans le cahier des charges.

Les mesures sont présentées dans la Figure IV.20. Les températures obtenues avec les 2 pyromètres sont presque identiques. La différence moyenne entre les températures enregistrées par les deux pyromètres est de l'ordre de 2°C et reste plus faible que l'incertitude sur la mesure de température du pyromètre bichromatique. Ces tests permettent de valider la méthode de mesure bispectrale.

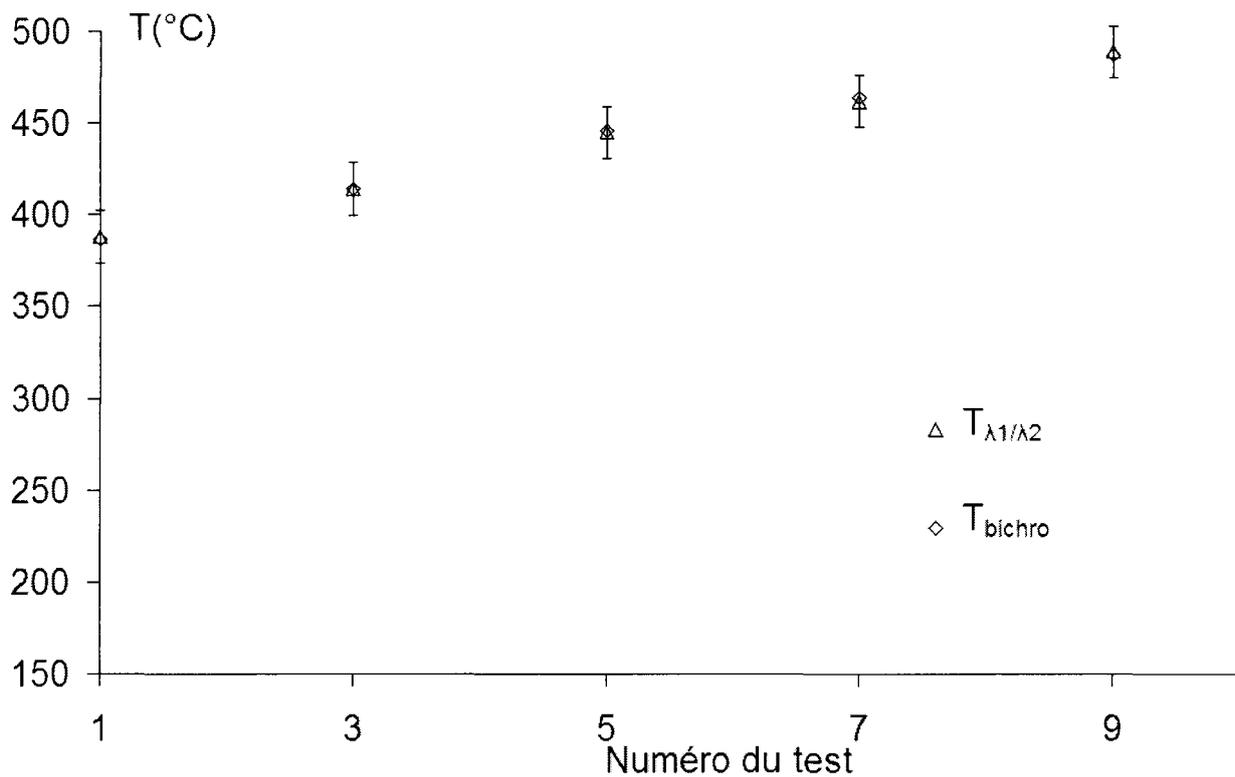


Figure IV.19 : Évolution de la température du disque

#### IV.10 Conclusion

Ainsi nous avons développé un pyromètre bichromatique rapide à fibre optique, permettant d'effectuer des mesures simultanées de température et d'émissivité pour une gamme de température de 200 à 1000°C, avec un temps de réponse minimale de 8  $\mu\text{s}$ , pour les longueurs d'onde de 2,55  $\mu\text{m}$  et 3,9  $\mu\text{m}$ , avec une résolution spatiale de 2,4 mm pour une distance entre la fibre optique et la cible de 5 mm.

## V Mesure de température sur bancs d'essais

Dans ce chapitre nous présentons les mesures de températures et d'émissivité réalisées avec le pyromètre bichromatique rapide développé au LME sur deux bancs expérimentaux :

- le banc de freinage du C3T,
- le tribomètre du LML.

### V.1 Mesure sur un banc de freinage

#### *V.1.1 Description du banc de freinage*

Nous présentons ici les essais réalisés sur le banc de freinage SCHENCK au C3T (Centre Technologique en Transports Terrestres, Valenciennes) (Figure V.1).

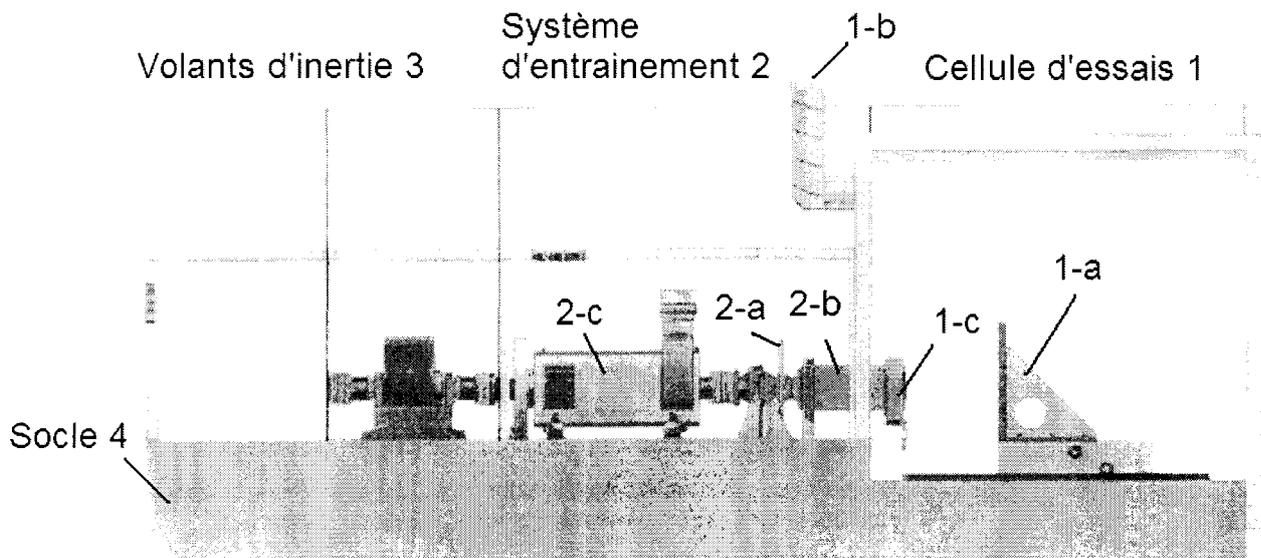


Figure V.1 : Représentation du banc de freinage

Le banc de freinage est composé de la cellule d'essais, du système d'entraînement, des volants d'inertie et du socle. La cellule d'essais (1) est une enceinte close assurant un contrôle de la température ambiante et permettant une ventilation du frein. L'enceinte possède deux hublots autorisant des mesures de température par pyrométrie. Le système de frein à tester est placé à une extrémité de cette ligne d'arbre à l'intérieur d'une cellule d'essai. À l'intérieur de

celle-ci on retrouve une équerre (1-a) sur laquelle viennent s'adapter différents types d'étriers, une buse soufflante (1-b) qui permet de refroidir le frein, un arbre d'entraînement (1-c) pour la mise en rotation des disques. Un collecteur tournant permet la transmission des signaux de mesure de thermocouples installés sur la partie tournante du frein. Un PC assure le pilotage, l'acquisition et le contrôle en temps réel de plusieurs paramètres tels que le couple, la pression de freinage et la vitesse.

Le système de freinage est composé d'un disque ventilé de 259 mm équipé avec 2 thermocouples de type K placé au rayon de friction, à 6 mm sous la surface du disque et deux patins (surface patin : 30 cm<sup>2</sup>) équipés avec 2 thermocouples de type K placés à 5 mm sous la surface de contact (Figure V.2 et Figure V.3). La fibre optique du pyromètre bichromatique est placée proche du contact patin disque en utilisant un support de fixation noir afin d'éviter les réflexions de l'environnement (Figure V.3).

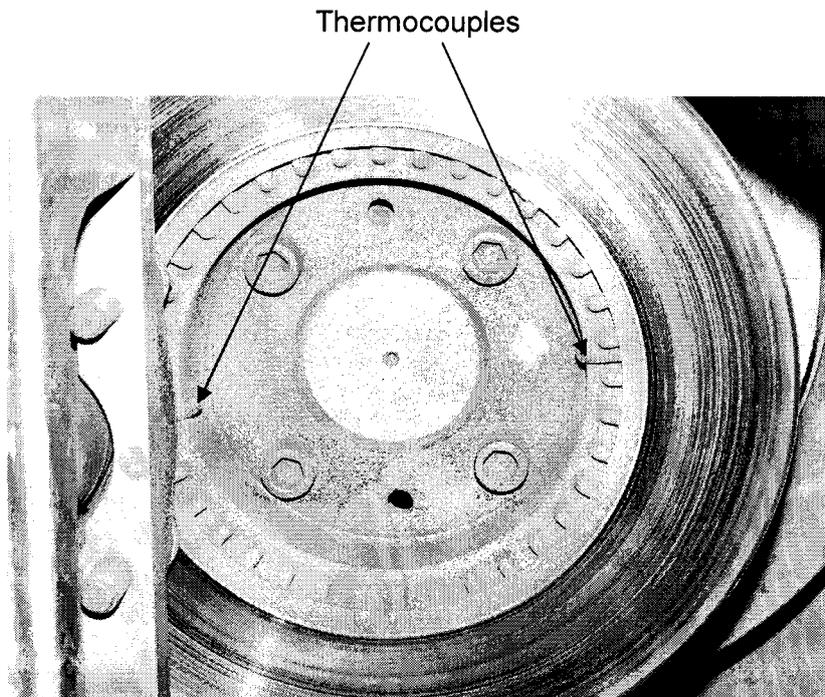


Figure V.2 : Mesures de la température par thermocouples

La distance entre la fibre et la surface du disque est 5 mm. Selon la Figure IV.7, le diamètre du spot est de 2.4 mm. Pour contrôler la mesure du pyromètre bichromatique, la température de surface du disque est aussi mesurée avec un pyromètre monochromatique IMPAC<sup>TM</sup> (référence pyromètre IP 140, gamme de température 75-550°C, bande spectrale 2-2,8µm).

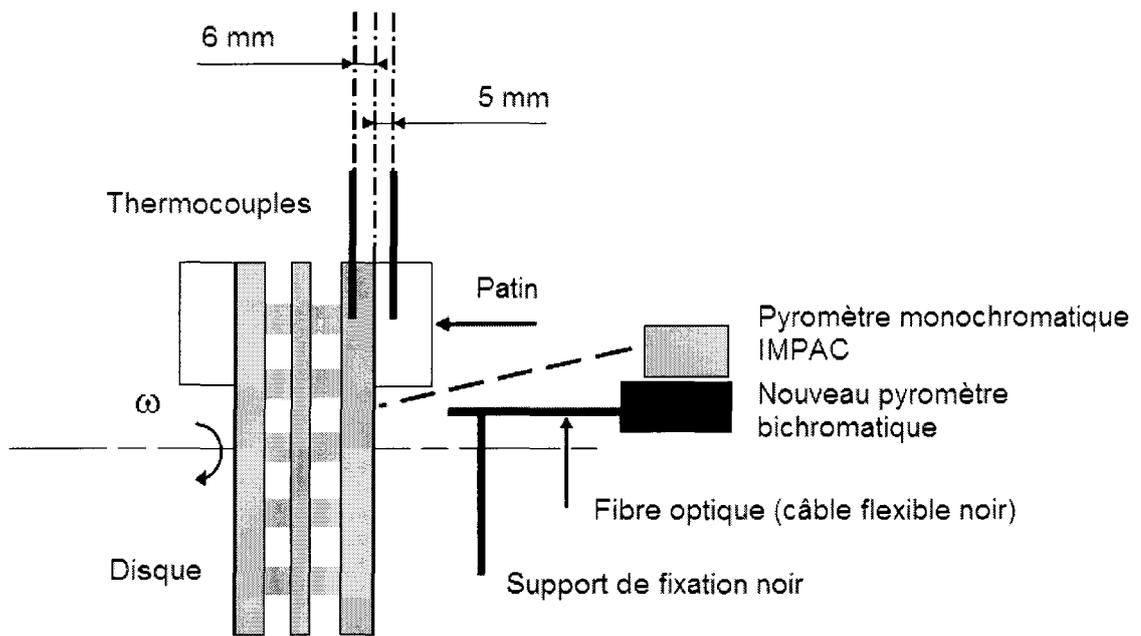


Figure V.3 : Disque de frein et patin : mesure de températures

### V.1.2 Description des essais

Deux types de test ont été réalisés sur le banc de freinage du C3T (Table V.1):

- freinage de maintien: freinage avec un couple constant et une vitesse de rotation constante,
- freinage de ralentissement : vitesse de rotation décroissante.

Freinage de maintien	Freinage de ralentissement
$\Omega = 1000 \text{ tr.min}^{-1}$ $C_{\text{freinage}} = 50 \text{ N.m}$ $p_{\text{freinage}} = 0,105 \text{ MPa}$	$\Omega = 1292 \text{ to } 373 \text{ tr.min}^{-1}$ $p_{\text{freinage}} = 2,46 \text{ MPa}$

Tableau V.1: Caractéristiques des essais

La fréquence d'acquisition est de 100 Hz, pour satisfaire la condition d'échantillonnage du théorème de Shannon.

V.1.3 Résultats

a) Freinage de maintien

La Figure V.4 montre les températures mesurées pendant un freinage de maintien:

- $T_{\lambda_1/\lambda_2}$  est la température de surface obtenue avec le pyromètre bichromatique (rapport des signaux de chaque détecteur),
- $T_{\lambda_1}$  et  $T_{\lambda_2}$  sont les températures monochromatiques obtenues avec chaque détecteur du pyromètre bichromatique, en supposant un comportement de corps noir pour la surface du disque ( $\epsilon=1$ ),
- $T_{pyro}$  est la température obtenue avec le pyromètre monochromatique IMPAC<sup>TM</sup>, supposant un comportement de corps noir pour la surface du disque ( $\epsilon=1$ ),
- $T_{Disque}$  est la température de masse du disque obtenue avec le thermocouple.

Les trois températures monochromatiques ( $T_{\lambda_1}$ ,  $T_{\lambda_2}$ ,  $T_{pyro}$ ) sont obtenues en supposant un comportement de corps noir de la surface du disque, elles sont donc sous estimées par rapport à la température réelle de la surface.

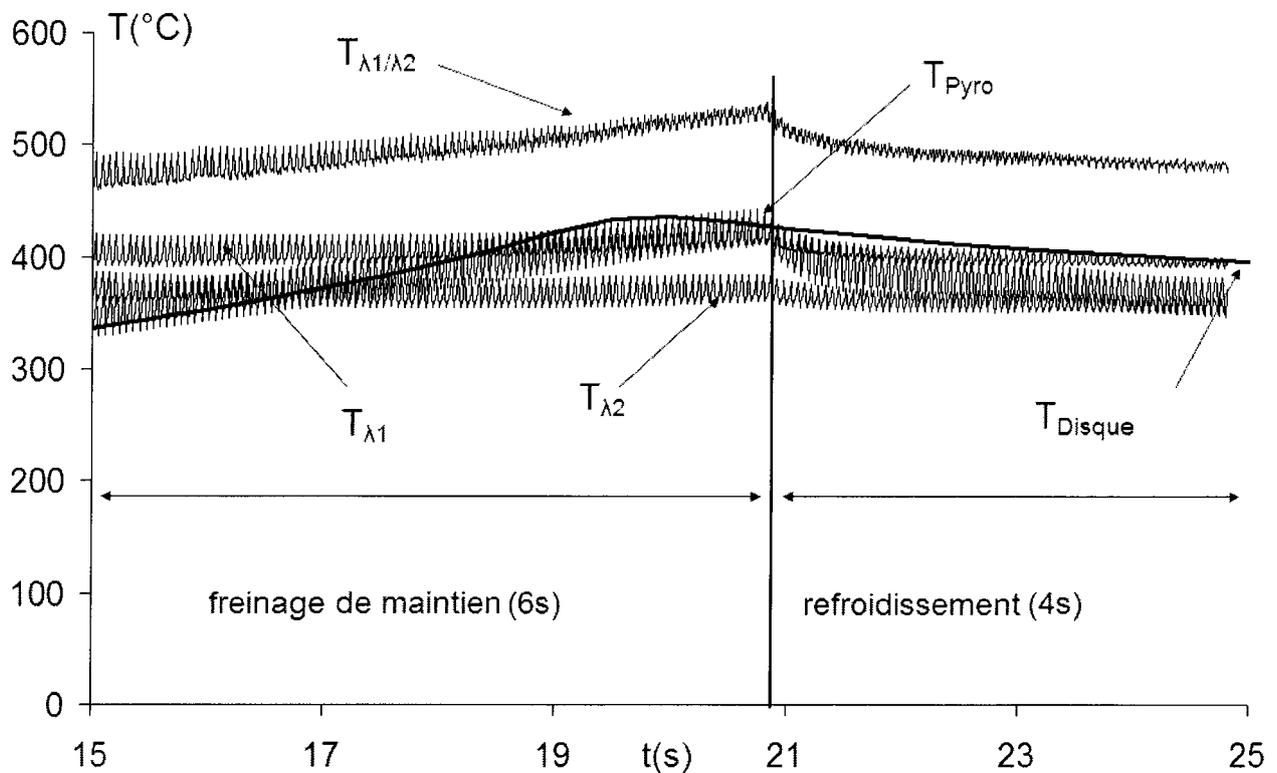


Figure V.4 : Évolution des températures de surface pendant un freinage de maintien

Comme on peut le constater sur la Figure V.4, les oscillations sont la conséquence de la rotation du disque. On peut noter que les températures monochromatiques  $T_{\lambda 1}$  et  $T_{\lambda 2}$  obtenues par les 2 détecteurs sont très proches de la température monochromatique obtenue avec le pyromètre monochromatique IMPAC. Cependant une différence significative est observée entre la température bichromatique  $T_{\lambda 1/\lambda 2}$  et les températures monochromatiques  $T_{\lambda 1}$ ,  $T_{\lambda 2}$  et  $T_{pyro}$  (supposant un comportement de corps noir pour la surface du disque). Cette différence s'explique par l'évolution de l'émissivité du disque au cours du freinage. La figure V.5 montre l'évolution de l'émissivité au cours du freinage calculé à partir de l'équation (IV.4).

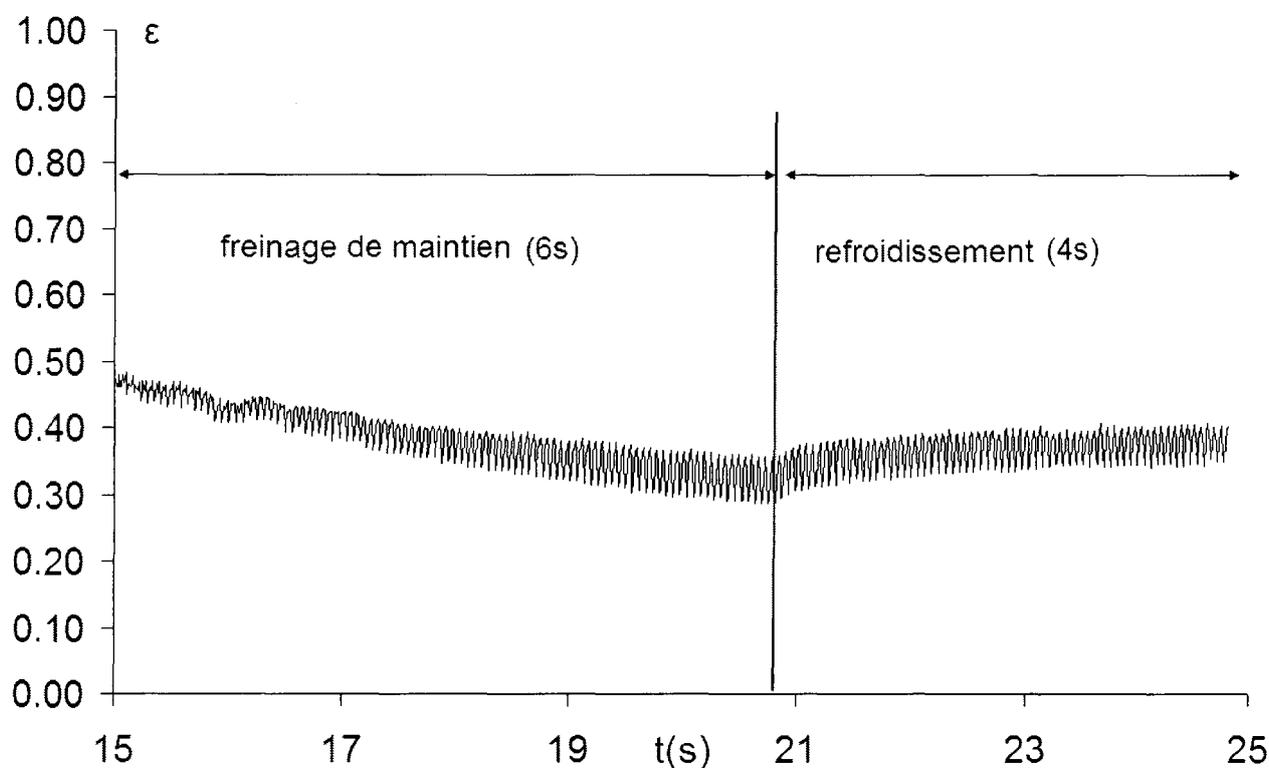


Figure V.5 : Évolution de l'émissivité du disque de frein au cours du freinage de maintien

L'émissivité se situe autour de 0,5 au début du freinage puis diminue jusqu'à 0,35 environ à  $t=20$  s puis augmente pour atteindre une valeur de l'ordre de 0,4 à la fin de la séquence de freinage. L'évolution de l'émissivité au cours du temps peut s'expliquer par la variation de température et la modification de l'état de surface du disque au cours du freinage. La température bichromatique est de l'ordre de  $500^{\circ}\text{C}$ , on peut donc estimer que l'incertitude

sur la température est inférieure à 14°C (Figure IV.18) et que l'incertitude estimée sur la mesure de l'émissivité est inférieure à 0,09 (Figure IV.19).

b) Freinage de ralentissement (ou d'arrêt)

La Figure V.6 montre l'évolution des températures enregistrées sur le disque au cours d'un freinage de ralentissement. Les températures en début de freinage sont relativement élevées de l'ordre de 600°C pour  $T_{\lambda 1/\lambda 2}$  et de l'ordre de 280°C pour  $T_{\text{Disque}}$  car le disque a été préalablement chauffé en effectuant plusieurs freinages d'arrêt successifs. L'évolution du couple est également représentée sur cette figure. On constate que l'augmentation des températures coïncide avec l'augmentation du couple sur l'arbre.

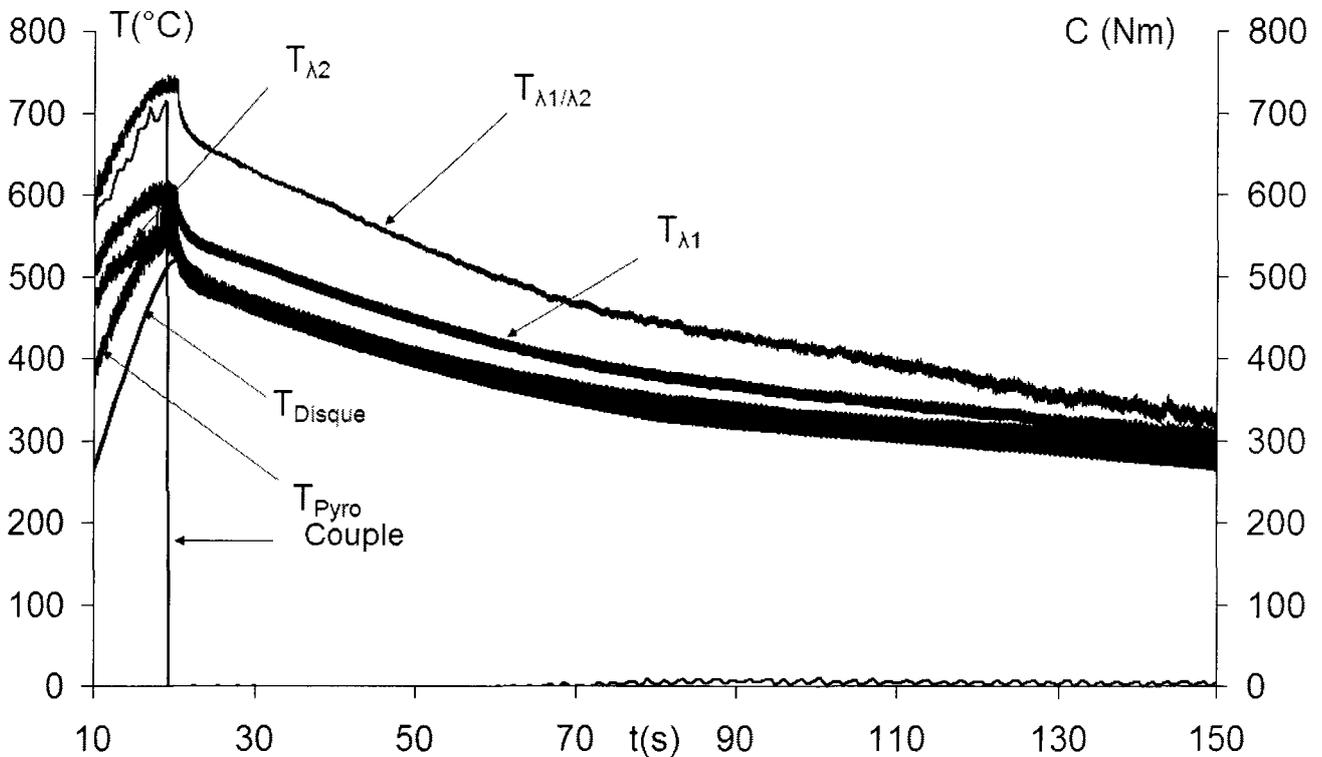


Figure V.6 : Évolution de la température du disque de frein et du couple pendant un freinage de ralentissement

La température augmente rapidement au début du freinage, la température maximale enregistrée est atteinte après 20 s enfin de freinage, ensuite la température diminue. Les températures monochromatiques  $T_{\lambda 1}$ ,  $T_{\lambda 2}$  obtenues avec le nouveau pyromètre sont assez proches de la température monochromatique fournie par le pyromètre monochromatique IMPAC. Une différence de l'ordre de 150 °C est observée entre les températures

monochromatiques (en supposant un comportement de corps noir pour la surface du disque) et la température bichromatique obtenue avec le pyromètre à fibre optique. Cette différence peut s'expliquer par l'évolution de la valeur de l'émissivité de surface du disque différente de 1. Cette évolution est présentée dans la Figure V.7.

L'émissivité de la surface du disque de frein augmente avec la réduction de la température (Figure V.7). L'émissivité a une valeur de 0,45 au début du freinage, pour la température maximum la valeur est 0,4 et à la fin de l'essai l'émissivité vaut 0,7. L'augmentation de l'émissivité avec la réduction de la température est cohérente avec la bibliographie [39, 42, 49, 51]. La variation de l'émissivité est la conséquence de l'évolution des propriétés de la surface de friction durant le freinage. La valeur de la température bichromatique est de l'ordre de 750°C en fin de freinage. L'étalonnage a permis d'évaluer les incertitudes sur la température et l'émissivité jusqu'à 550°C, on peut néanmoins estimer que l'incertitude sur la mesure de température est inférieure à 13,8°C (incertitude estimée à 550°C) et que l'incertitude sur l'estimation de l'émissivité est inférieure à 0,08 (incertitude estimée à 550°C).

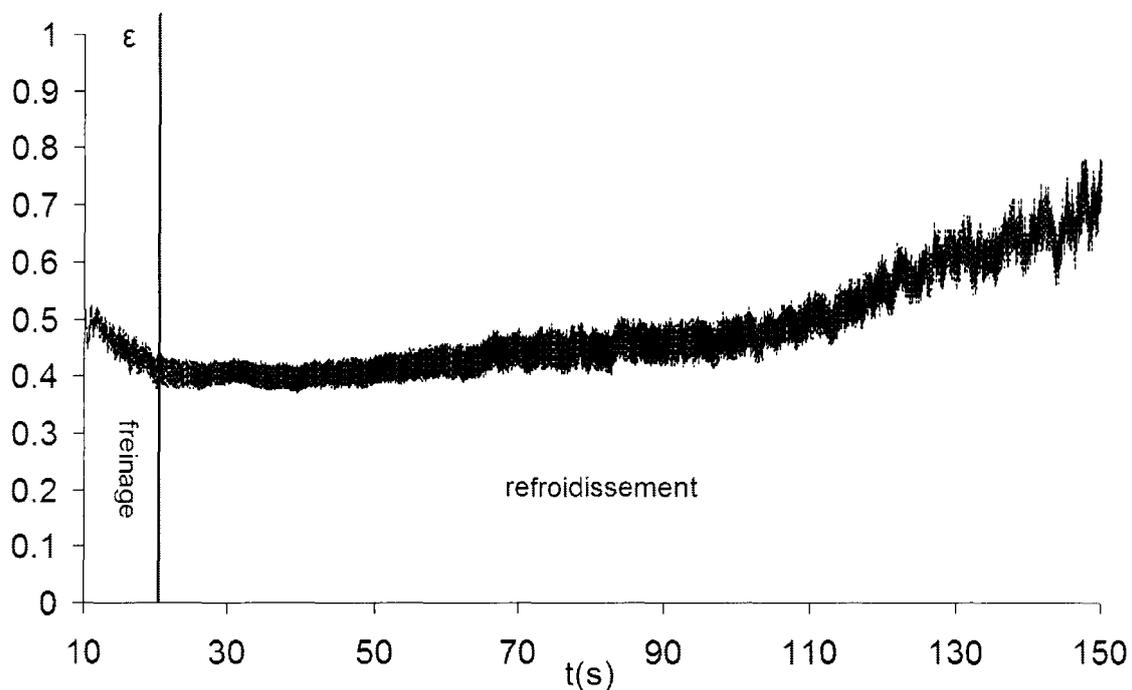


Figure V.7 : Évolution de l'émissivité du disque de frein pendant un freinage de ralentissement

## c) Mesures d'émissivité après les essais de freinage

Des mesures directes de l'émissivité ont été réalisées sur le disque de frein après le freinage. Le disque est chauffé à une température de 550 °C. Une partie du disque a été recouverte avec une peinture noire d'émissivité connue ( $\epsilon = 0,93 \pm 0,02$ ). La température de surface est mesurée avec une caméra infra rouge (CEDIP<sup>TM</sup>,  $\lambda = 3-5 \mu\text{m}$ ) et le pyromètre bichromatique. L'émissivité du disque est déterminée à partir des images caméra en utilisant le rapport entre la luminance du disque et la luminance de la partie peinte du disque. La Figure V.8 montre les valeurs de l'émissivité obtenue au cours du freinage en utilisant le pyromètre bichromatique et l'émissivité obtenue après le freinage en utilisant la caméra et le pyromètre bichromatique.

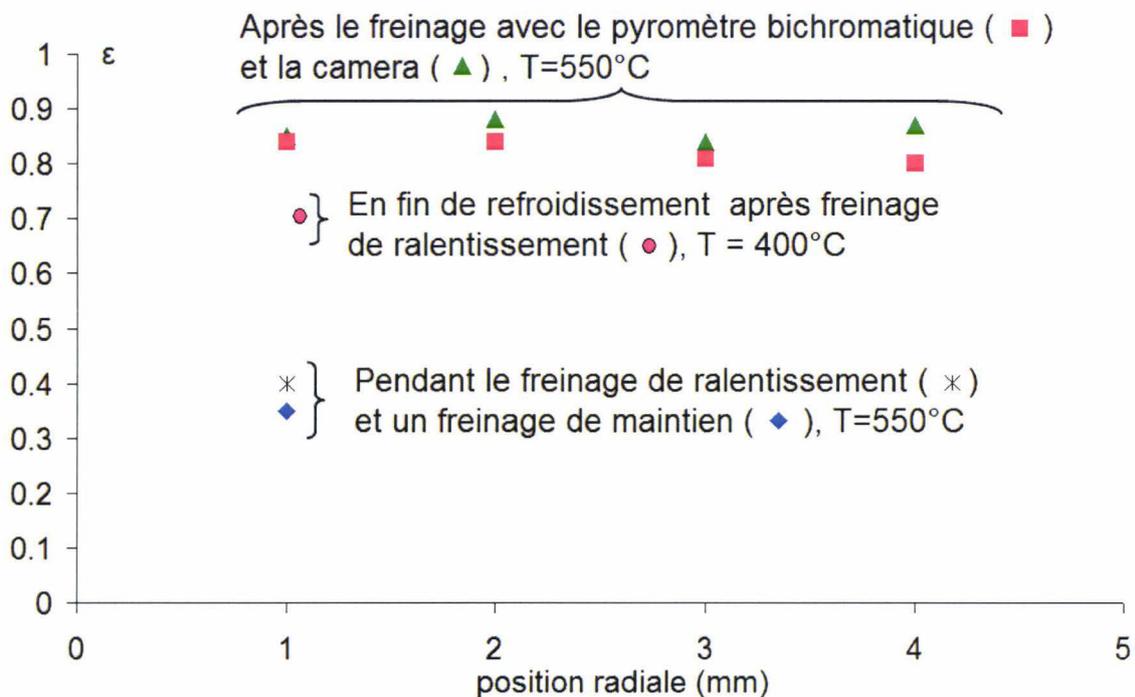


Figure V.8' : Émissivité du disque de frein

Comme on peut le constater sur la figure V.8, il y a une bonne corrélation entre les mesures directes de l'émissivité effectuées avec la caméra IR et le pyromètre bichromatique. Cependant les valeurs de l'émissivité obtenues après le freinage en utilisant la méthode directe sont supérieures (de l'ordre de 0,8) aux valeurs de l'émissivité obtenue durant le freinage (de l'ordre de 0,4). Cette différence peut être expliquée par l'oxydation de la surface du disque observée après le freinage. Une étude bibliographique [51] montre que l'émissivité à  $T = 600 \text{ °C}$  et pour  $\lambda$  entre 2,5 et 5  $\mu\text{m}$ , varie entre 0,35 et 0,2 pour des métaux brillants et entre 0,7 et 0,9 pour les métaux oxydés.

## V.2 Mesure sur un tribomètre de freinage

Afin d'étudier l'influence des variations de températures sur le comportement tribologique du contact patin-disque, des essais ont été réalisés sur le tribomètre de freinage du LML (Laboratoire de Mécanique de Lille).

### V.2.1 Description du tribomètre

Le tribomètre de freinage du LML (Laboratoire de Mécanique de Lille) a été développé pour l'étude des couples de matériaux de friction. Ce banc d'essais inertiel de type pion-disque permet la réalisation de différentes séquences d'essais : freinages d'arrêt isolés, succession de freinages d'arrêt rapprochés et freinage de maintien. Par l'application de règles de changement d'échelle, les essais réalisés sur le tribomètre sont mécaniquement et thermiquement représentatifs de freinages réalisés en service. La figure V.9 présente un schéma d'architecture générale du tribomètre : le disque d'essais est situé à l'extrémité d'une ligne d'arbre entraînée en rotation par un moteur asynchrone et le pion est monté sur une platine mobile en translation. Deux vérins hydrauliques associés à une servo-valve permettent l'application de l'effort normal au contact disque-pion.

L'instrumentation standard se compose d'une cellule de mesure d'effort 3D et d'un capteur de déplacements linéaires (LVDT) placés à l'arrière du pion, du tachymètre moteur et d'un couplemètre situé sur la ligne d'arbre.

Une instrumentation orientée sur le suivi des températures a été mise en œuvre. La température de masse du disque et du patin est mesurée grâce à plusieurs thermocouples de type K. 4 thermocouples sont placés dans le disque : 3 thermocouples sont placés à 2 mm sous la surface de friction répartis uniformément sur le disque ( $120^\circ$  entre chaque thermocouple) au rayon moyen de frottement et un thermocouple à 5 mm, pour la même position qu'un des thermocouples à 2 mm. Un thermocouple est placé dans le patin à 2 mm sous la surface au rayon de friction.

La température de surface du disque est mesurée par trois dispositifs radiométriques différents :

- $T_{\lambda_1/\lambda_2}$  est la température obtenue avec le pyromètre bichromatique rapide à fibre optique,

- $T_{\lambda 1}$  et  $T_{\lambda 2}$  sont les températures obtenues avec chaque détecteur du pyromètre bichromatique, en supposant un comportement de corps noir pour la surface du disque ( $\epsilon=1$ ),
- $T_{Pyro}$  est la température obtenue avec le pyromètre monochromatique IMPAC<sup>TM</sup>, supposant un comportement de corps noir pour la surface du disque ( $\epsilon=1$ ),
- $T_{Caméra}$  est la température obtenue avec une caméra infrarouge CEDIP<sup>TM</sup>, supposant un comportement de corps noir pour la surface du disque ( $\epsilon=1$ ).

Une centrale d'acquisition DM3000 GRAPHTEC<sup>TM</sup> permet d'enregistrer les signaux des pyromètres et des thermocouples. La centrale d'acquisition de la caméra permet d'obtenir les signaux fournis par cette dernière.

Une pastille réfléchissante a été placée sur le disque, dans une zone hors frottement, afin d'utiliser un dispositif top tour permettant de synchroniser les mesures effectuées par les trois dispositifs radiométriques utilisés (figure V.10). Le premier passage de la pastille devant le top tour va déclencher l'acquisition par la centrale d'enregistrement, une image sera enregistrée par la caméra pour chaque passage de la pastille réfléchissante. Les trois dispositifs sont placés de manière à viser des zones les plus proches possibles afin de pouvoir comparer les différentes mesures entre elles.

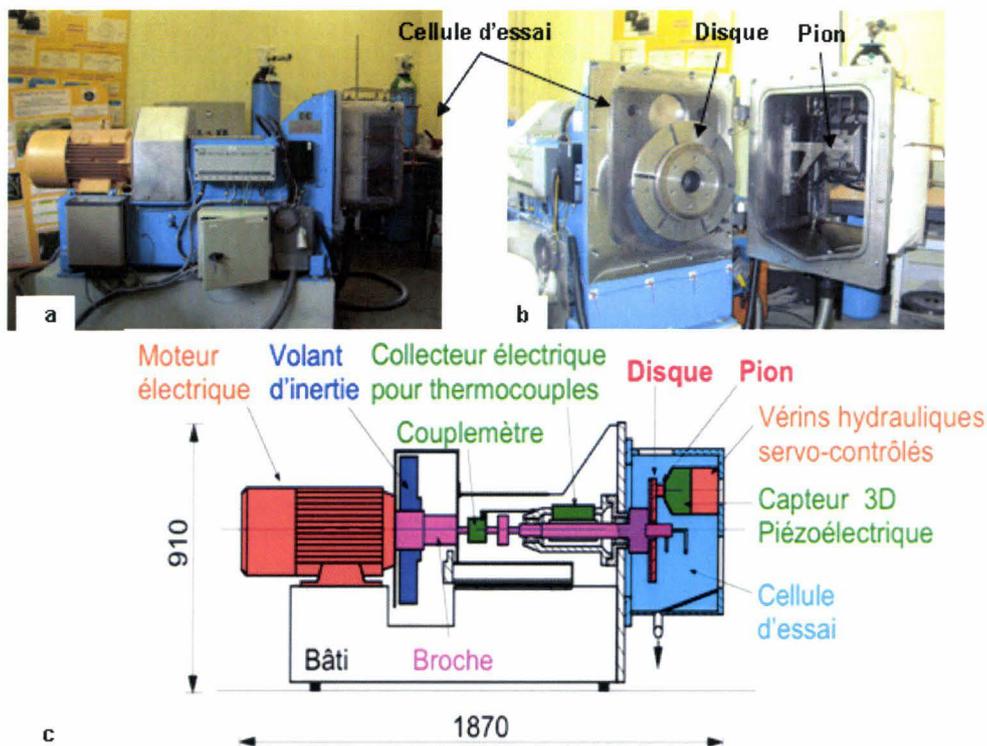


Figure V.9 : Tribomètre du LML : photo avec la porte de la cellule d'essai fermée (a) et ouverte (b) et schéma d'architecture générale (c)

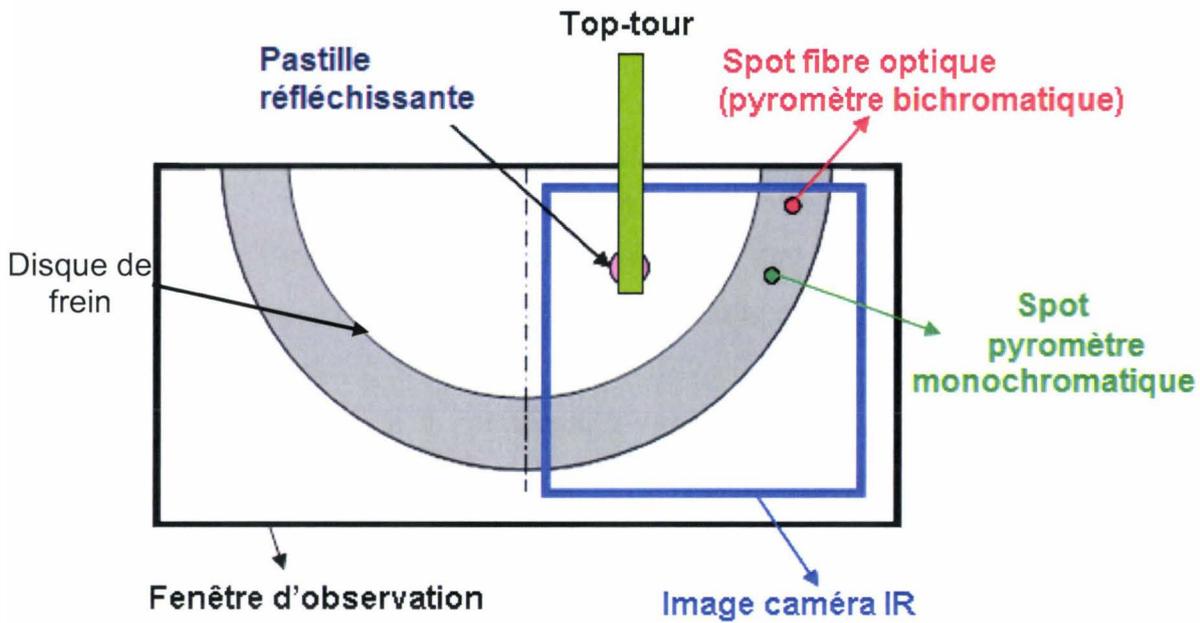


Figure V.10 : Schéma de principe des mesures radiométriques

### V.2.2 Description des essais

Les essais sont réalisés sur un couple de matériaux ferroviaire : acier XC 48 pour le disque et matériau composite Flertex 671 pour le patin. Le patin a une forme rallongée dans la direction glissante avec une largeur de 16 mm. Le disque a une piste de frottement de 16 mm de largeur. Le rayon moyen de frottement est de 100 mm. Ces différentes caractéristiques sont représentées sur la figure V.11. Le patin et le disque ont respectivement une épaisseur de 14 mm et 22 mm.

Des essais de freinage d'arrêt ont été réalisés sur le tribomètre (Tableau V.2).

Paramètres essais	
$F_N$	870 N
$\Omega$	1500 tr.min <sup>-1</sup>
Inertie	8 kg.m <sup>2</sup>

Tableau V.2 : Paramètres des essais

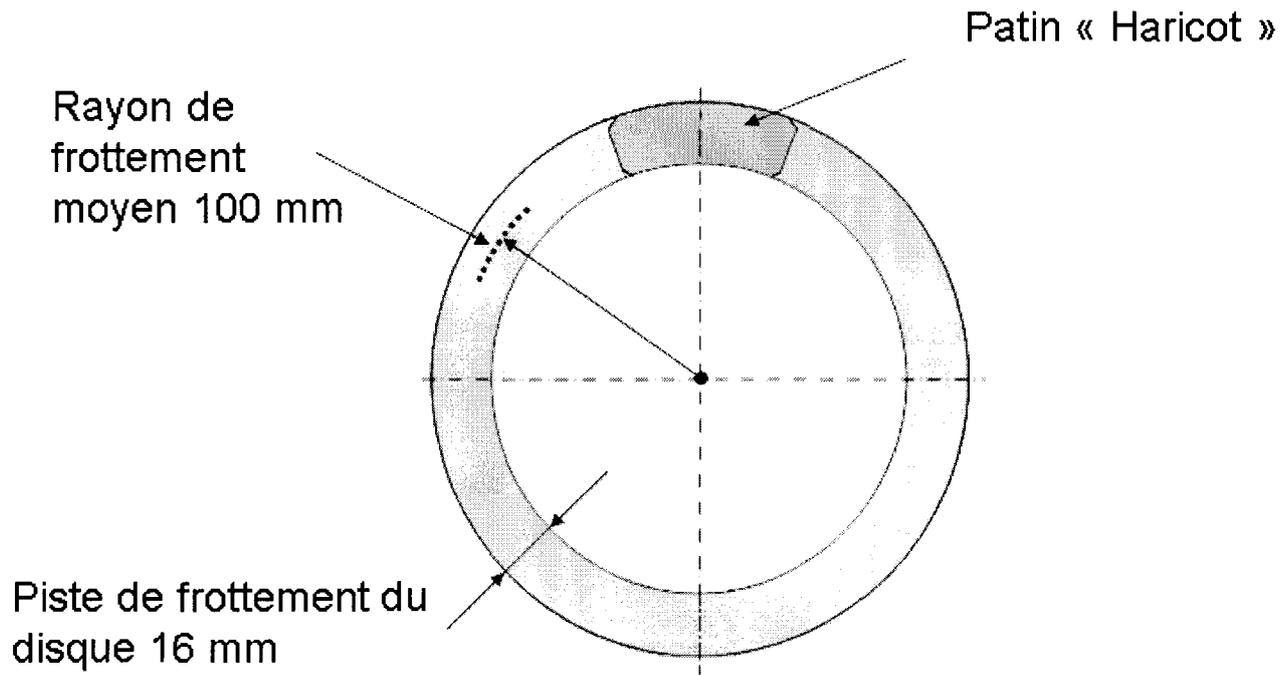


Figure V.11 : Schéma du disque et du patin

Etant donné la vitesse de rotation du disque et la fréquence d'acquisition de la centrale, on obtient au maximum 40 mesures par tour. Ce nombre de mesures augmente au cours de l'essai, la vitesse de rotation du disque diminuant.

### V.2.3 Résultats

La figure V.12 présente les températures enregistrées au cours d'un freinage. Etant donné la période d'acquisition (1 ms), les résultats ne peuvent être présentés sur la durée totale du freinage, en effet la densité de points ne permet pas de constater les variations de température au cours d'un tour (0,04 s). Il a donc été décidé d'étudier les variations de température sur une durée réduite de 0,5 s. On constate sur cette figure une correspondance entre les deux températures monochromatiques mesurées par les détecteurs du pyromètre bichromatique. Comme pour les mesures sur banc de freinage, ces deux températures sont sous estimées par rapport à la température de surface réelle du disque, du fait du réglage de l'émissivité sur l'émissivité du corps noir, la température obtenue avec le pyromètre bichromatique est supérieure aux deux autres températures radiométriques. En revanche on constate que la température donnée par le pyromètre monochromatique ne correspond pas aux deux autres températures monochromatiques. Cette température est parfois même supérieure à

la température bichromatique. En effet les deux pyromètres ne visent pas la même zone du disque.

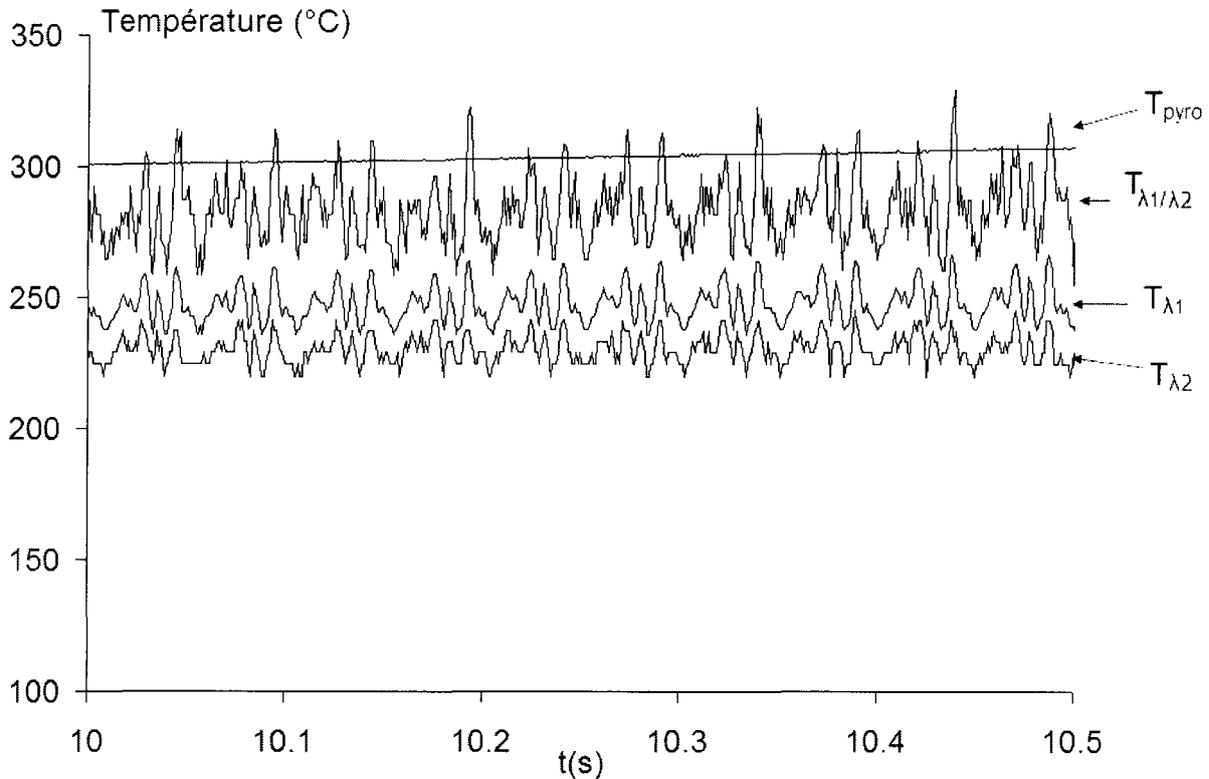


Figure V.12 : Evolution de la température de surface au cours du freinage

Les températures mesurées avec les thermocouples (Figure V.13) dans le disque sont supérieures aux températures mesurées avec les deux détecteurs indépendamment ce qui confirme le fait que les températures monochromatiques soient sous estimées.

La figure V.14 montre l'évolution de l'émissivité au cours du freinage. On remarque que l'émissivité se situe autour de la valeur 0,55.

L'image caméra va permettre de vérifier la valeur d'émissivité fournie par le pyromètre bichromatique. En effet par défaut la caméra est réglée sur une émissivité de 1. Ainsi les températures relevées sur les images de la caméra sont également sous estimées. Le logiciel de post traitement de la caméra permet de modifier l'émissivité supposée de la surface visée. Le top tour permet de synchroniser les images de la caméra et les enregistrements effectués avec la centrale d'acquisition. La figure V.15 présente deux profils de température obtenus à partir d'une image caméra au rayon moyen de frottement. L'un des profils correspond à la température obtenue en considérant un comportement de corps noir de la surface du disque, le deuxième profil de température est obtenu en prenant une émissivité de 0,55 qui correspond à

l'émissivité moyenne mesurée par le pyromètre bichromatique. Ces deux profils sont comparés à la température bichromatique obtenue avec le pyromètre à fibre optique. On constate qu'en corrigeant l'émissivité à 0,55, on retrouve des valeurs de températures de surface cohérentes avec la valeur fournie par le pyromètre bichromatique.

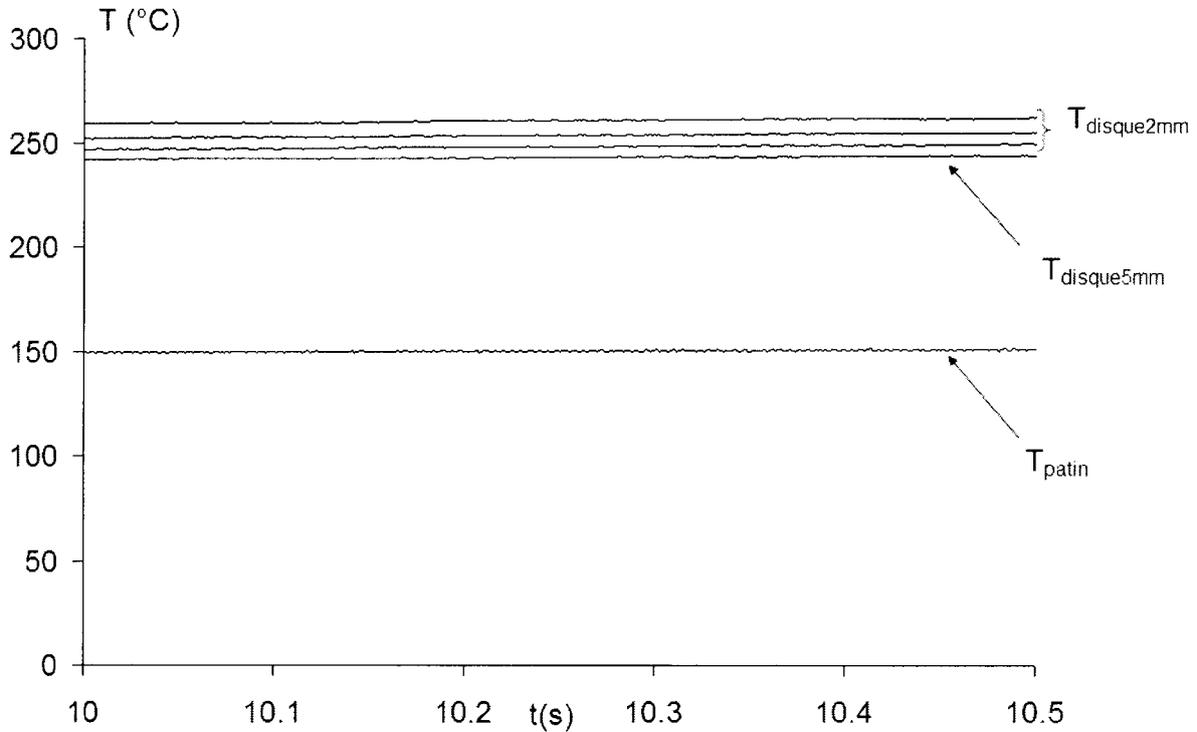


Figure V.13 : Evolution des températures dans le disque et le patin au cours du freinage

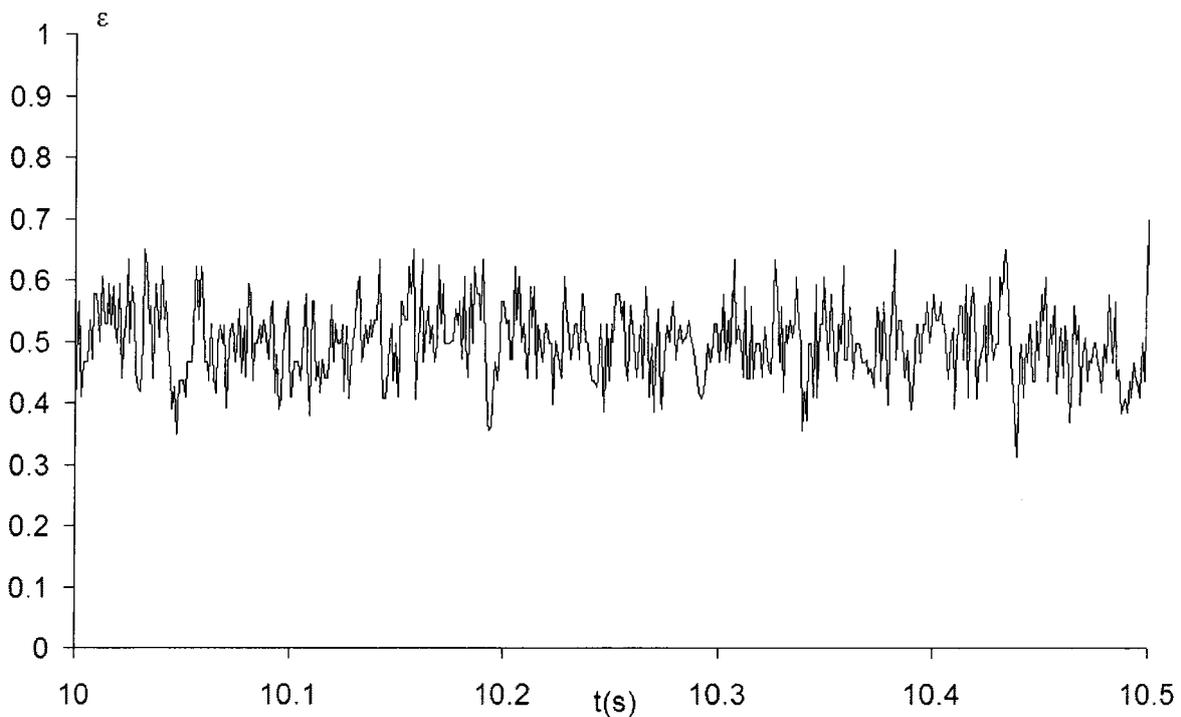


Figure V.14 : Evolution de l'émissivité du disque au cours du freinage

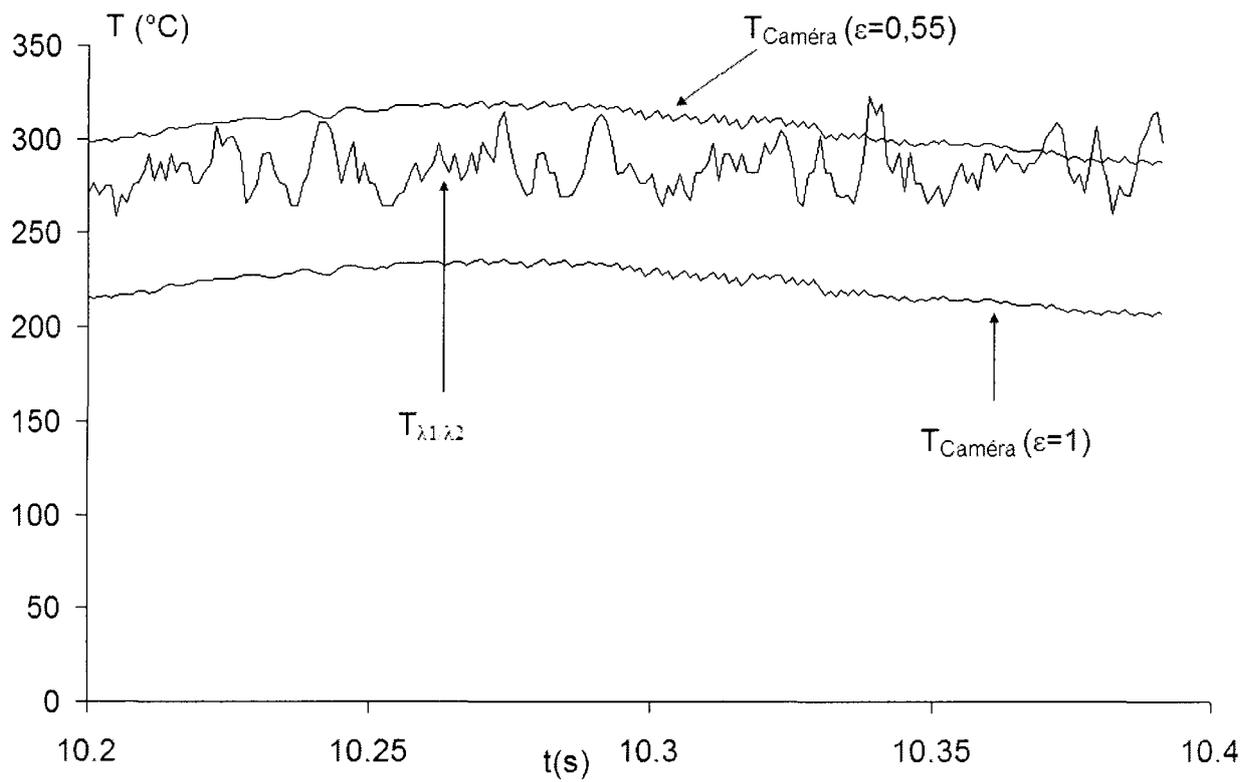


Figure V.15 : Comparaison des résultats obtenus par pyrométrie bichromatique et thermographie IR

Le tribomètre de freinage permet également d'enregistrer les variations du coefficient de frottement au cours du freinage. La figure V.16 représente les variations du coefficient de frottement et de la température bichromatique obtenus au cours du freinage. On remarque que le coefficient frottement varie peu (sa valeur est comprise entre 0,3 et 0,35) au cours du freinage contrairement à la température.

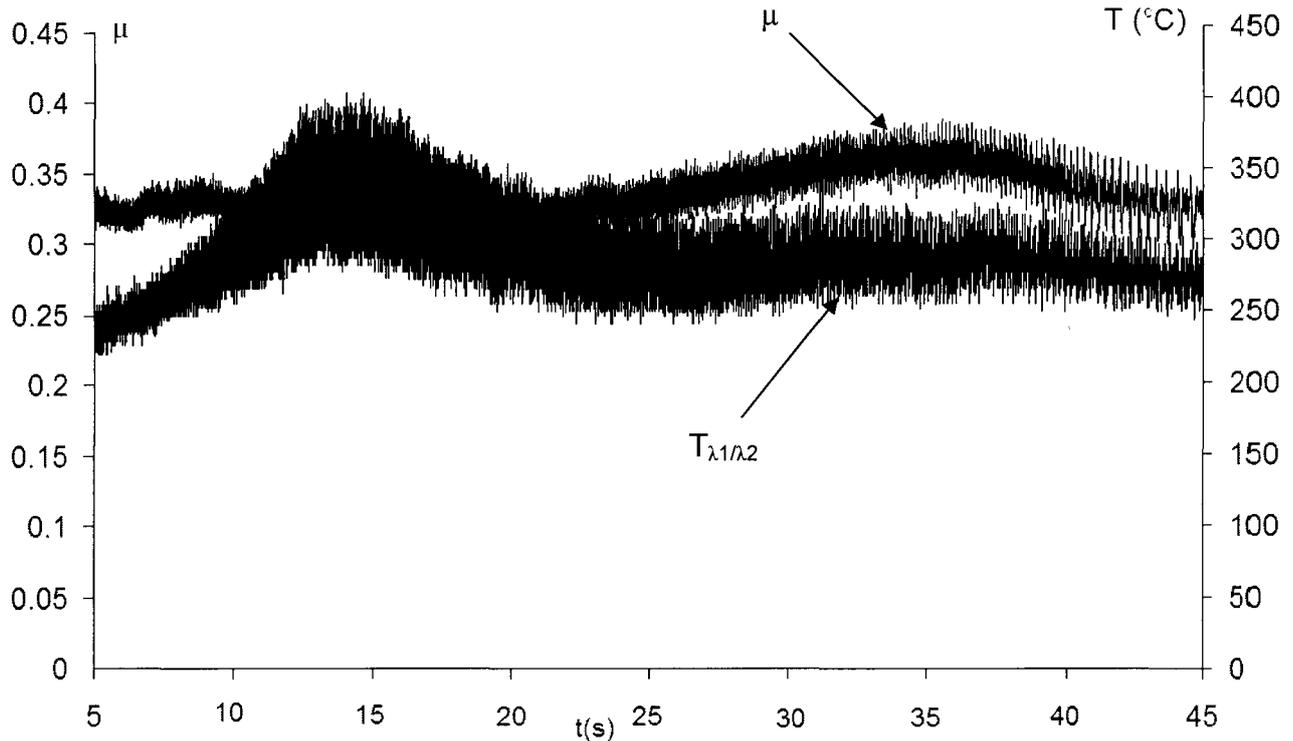


Figure V.16 : Evolution du coefficient de frottement et de la température au cours du freinage

### V.3 Conclusion

Les essais réalisés sur le banc de freinage du C3T et sur le tribomètre du LML de Lille ont permis d'estimer l'évolution de la température de surface d'un disque de frein pendant le freinage et de mettre en évidence l'influence de l'émissivité sur la mesure de température. Des différences allant jusqu'à 150°C ont été observées entre la température mesurée par le pyromètre bichromatique et les températures obtenues avec des instruments monochromatiques. Des variations significatives de l'émissivité ont été observées au cours des différents freinages. Des mesures directes d'émissivité réalisées sur le disque de frein après le freinage ont permis de mettre en évidence la dépendance de l'émissivité avec l'état d'oxydation de la surface. Les mesures de température de surface obtenues par pyrométrie bichromatique sur le disque de frein du tribomètre du LML de Lille ont été comparées avec des mesures obtenues par thermographie infrarouge et un bon accord a été trouvé. Le coefficient de frottement a été également obtenu pendant un essai de freinage. Par la suite, l'utilisation du pyromètre bichromatique et des moyens de mesures tribologiques (MEB, profilométrie) permettra d'étudier les interactions thermique/tribologie sur le tribomètre du LML de Lille dans les cas des freinages haute énergie.

## Conclusions générales et perspectives

L'objectif de ce travail était de développer une métrologie adaptée à la mesure de température de surface d'un disque de frein en situation de freinage.

L'étude bibliographique des phénomènes liés au freinage effectuée au **chapitre 1** a permis de définir en détail les composants d'un système de freinage à friction. L'étude des différentes techniques de modélisation du contact frottant a permis de montrer l'importance d'une mesure fiable de température de surface du disque de frein pendant le freinage dans le but d'améliorer les modèles ou de les mettre en œuvre.

Différentes techniques de mesure de température ont été présentées dans le **chapitre 2**. Il s'agit des techniques utilisables dans le cadre de la mesure de température de surface du disque. Cette étude a permis de définir les différents points à améliorer. En conclusion de ce chapitre notre choix s'est porté sur un dispositif bichromatique rapide à fibre optique, permettant ainsi d'effectuer la mesure de température de surface sans avoir à connaître l'émissivité de la surface. La fibre optique permet de se placer au plus près du contact et de limiter la taille du spot de mesure.

Dans le **chapitre 3**, nous avons traité les différents problèmes liés à la résolution spatiale et au temps de réponse d'un capteur radiométrique mais aussi une solution envisageable pour réduire ces effets de « déformation » de la mesure. Cette étude a été menée avec un pyromètre ayant des caractéristiques médiocres par rapport à celles que nous recherchons dans le cadre de nos essais afin d'amplifier les effets liés aux caractéristiques dynamiques du détecteur. Un modèle de comportement du pyromètre a été développé et vérifié expérimentalement. Ce modèle a permis de définir la fonction de transfert du capteur. L'utilisation de la transformée inverse a permis de retrouver la valeur réelle de température de surface à partir de la mesure de température fournie par le détecteur.

Le **chapitre 4** a traité de la conception, de l'étalonnage et de la validation d'un pyromètre bichromatique rapide à fibre optique. A partir des observations effectuées aux chapitres précédents, un cahier des charges a pu être dressé afin de concevoir le dispositif adapté à la mesure de température en surface du disque. Le pyromètre bichromatique rapide à fibre optique que l'on a conçu permet d'effectuer des mesures de température et d'émissivité dans la gamme 200-800°C avec un temps de réponse de l'ordre de 8  $\mu$ s. La fibre optique permet de se placer au plus près de contact et de limiter la taille du spot de mesure, de l'ordre de 2,4 mm à 5 mm de la surface. La mesure de température avec le pyromètre bichromatique

a été validée en effectuant une mesure simultanée avec un pyromètre bichromatique commercialisé par la société IMPAC.

Dans le **chapitre 5**, des essais ont été effectués sur deux dispositifs expérimentaux différents : le banc de freinage du C3T et le tribomètre de freinage du LML. Ces essais ont permis d'estimer l'évolution de la température de surface d'un disque de frein pendant le freinage et de mettre en évidence l'influence de l'émissivité sur la mesure de température. Des écarts de température allant jusqu'à 150°C ont été observés entre la température obtenue avec le pyromètre bichromatique et la température obtenue avec un dispositif monochromatique. Le pyromètre bichromatique a été utilisé pour étudier les interactions thermique/tribologie. Les résultats ont montré que le coefficient de frottement varie très peu pendant l'essai de freinage d'arrêt réalisé contrairement à la température de surface et l'émissivité au cours du freinage. L'utilisation du pyromètre bichromatique et des moyens de mesures tribologiques (MEB, profilométrie) permettra d'étudier les interactions thermique/tribologie sur le tribomètre du LML de Lille dans les cas des freinages haute énergie.

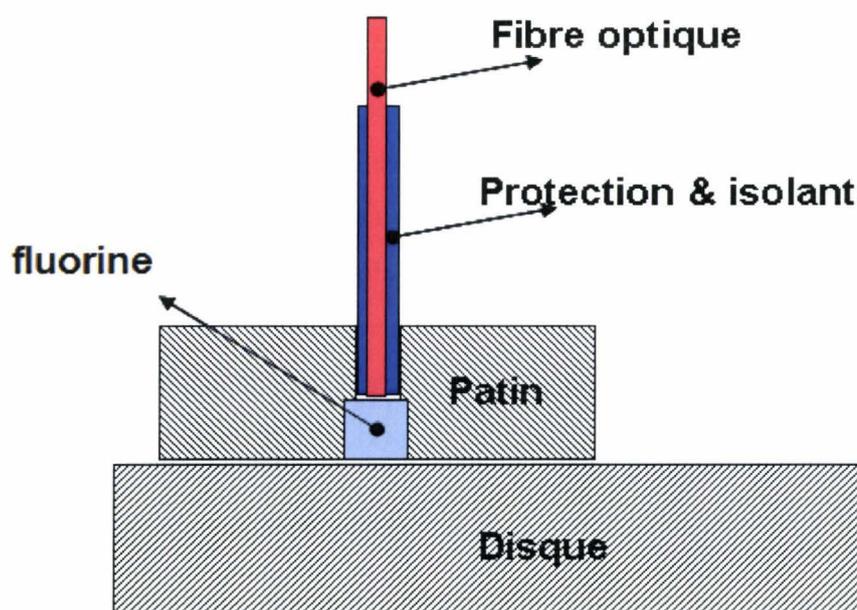


Figure 1 : Principe de la mesure à travers le patin

Par la suite, la technique bispectrale mise en place permettra la détermination des températures « flash » de la surface de contact patin-disque. Un dispositif expérimental a été développé au LME. La technique consiste à déterminer cette température «flash» en insérant dans un patin un hublot en fluorine et la fibre optique du pyromètre de façon à obtenir une

cartographie thermique de la surface de contact et d'observer la formation de localisations thermiques (points chauds, bandes chaudes, ...). La figure 2 présente le schéma du dispositif expérimental.

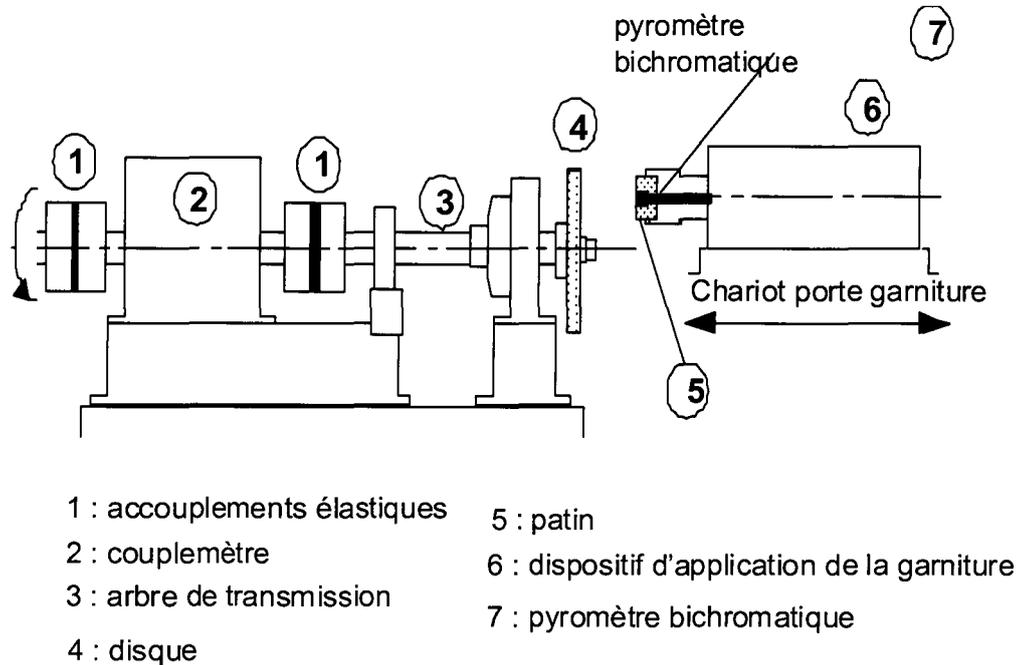


Figure 2 : Banc expérimental du LME

Des essais ont déjà été réalisés sur ce tribomètre. La température de surface du disque a été mesurée au cours de ces essais dans le contact par le dispositif à fibre optique et en sortie du contact par un pyromètre monochromatique (figure 3).

L'émissivité étant supposée constante sur le disque, la mesure d'émissivité effectuée dans le contact (figure 4) permet de corriger la température mesurée par le pyromètre à l'extérieur du contact. Connaissant la position du spot du pyromètre monochromatique on peut recalibrer les deux signaux de température, on obtient ainsi les courbes présentées sur la figure 5.

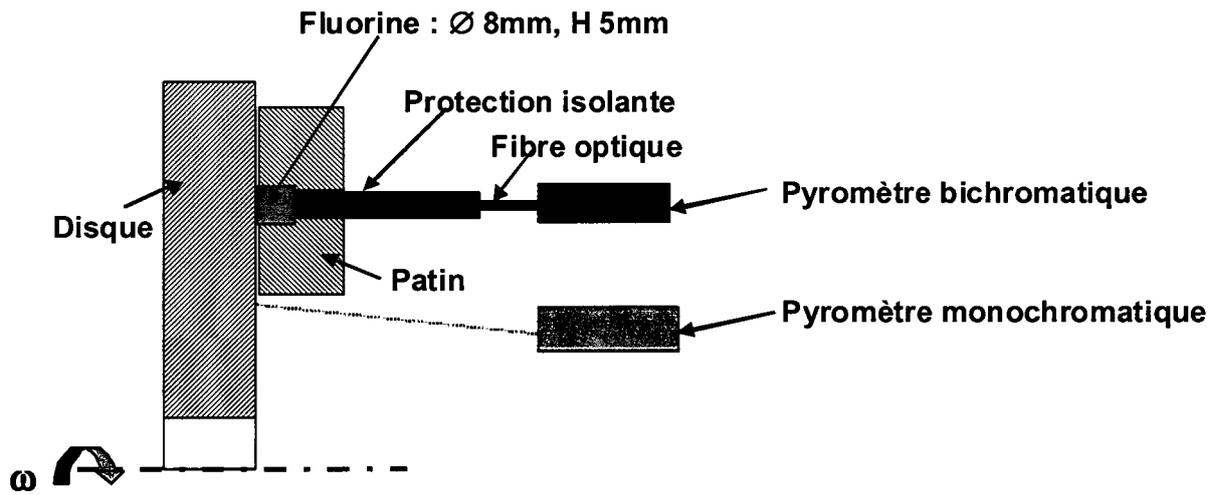


Figure 3 : Dispositif de mesure de températures de surface du disque

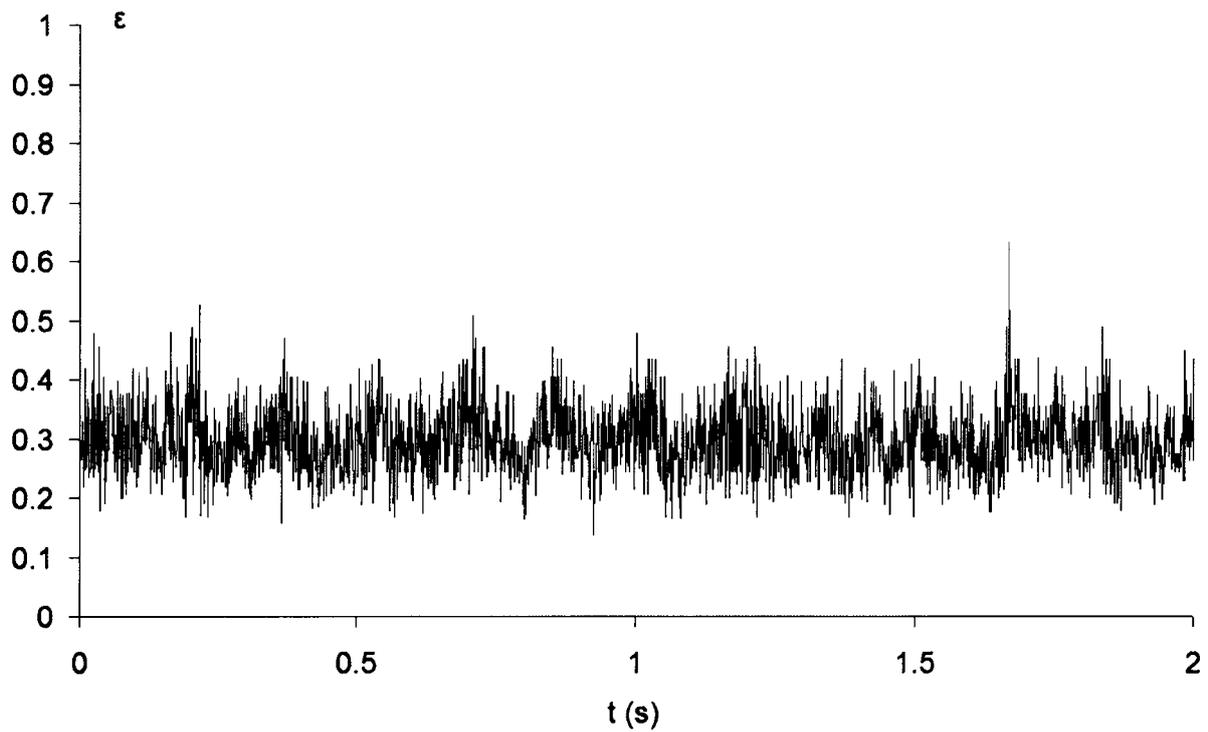


Figure 4 : Mesure d'émissivité à travers le patin

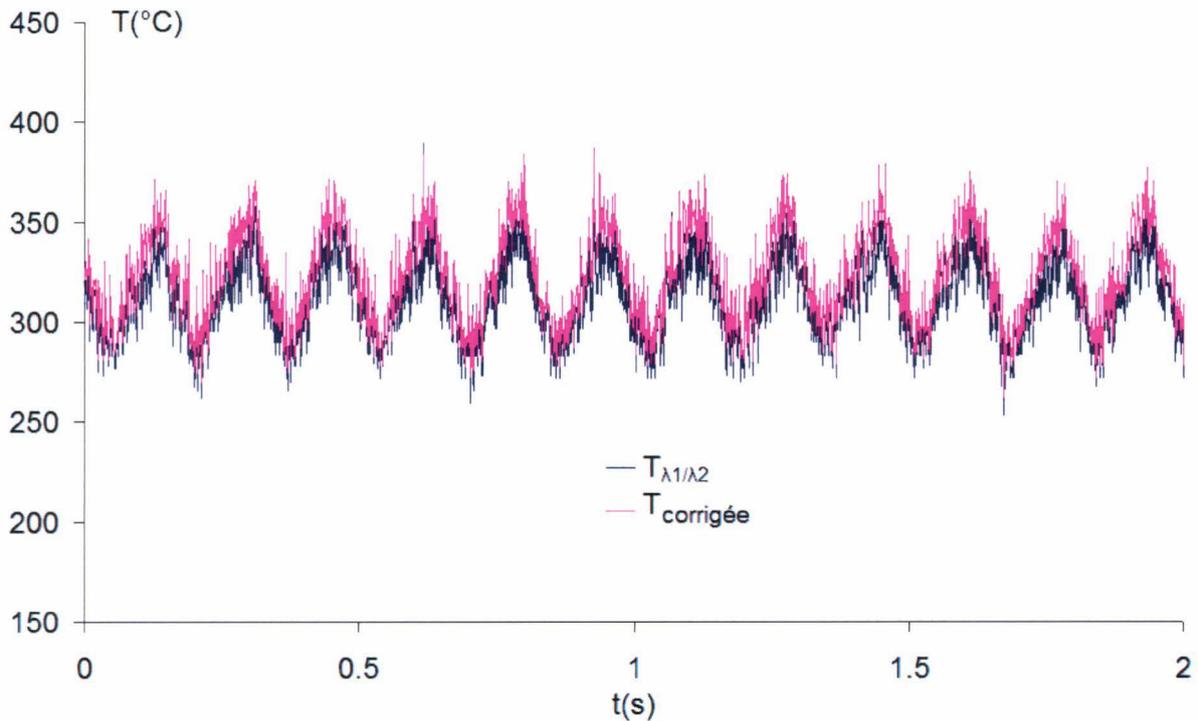


Figure 5 : Evolution des températures

Ces premiers résultats sont intéressants. En effet on constate que la température à l'extérieur du contact est représentative de la température mesurée dans le contact. Pour l'instant le nombre d'essais effectués ne permet pas de tirer de conclusion, des campagnes d'essais sont prévues pour pouvoir valider ces premières observations

L'utilisation du pyromètre bichromatique pourra également permettre de déterminer le coefficient de partage, en utilisant la température réelle de surface du disque et les températures mesurées dans le patin et le disque.

## References bibliographiques

1. J-J. Carré, « Technologie du freinage, freins à disque », *Techniques de l'ingénieur*, **B 5574** (1993)
2. J. Denape, N. Laraqi, « Aspect thermique du frottement : mise en évidence expérimentale et éléments de modélisation », *Mec. Ind.*, **1**, 563-579 (2000)
3. H. Blok, « The flash temperature concept », *Wear*, **6**, 483-494 (1963)
4. D. Richard, « Thermique des contacts avec troisième corps solide », *Thèse de L'INSA Lyon* (Septembre 2008)
5. S. Panier, P. Dufrénoy, P. Brémond, « Infrared characterization on thermal gradients on disc brakes », *13th International Conference on Thermal Engineering and Thermogrammetry*, **S1107**, (Juin 2003)
6. T.J. Mackin, S.C. Noe, K.J. Ball et Al., « Thermal cracking in disc brakes », *Engineering Failure Analysis*, **9(1)**, 63-76 (Février 2002).
7. F. Cartigny, « Etude thermique d'un frein ferroviaire refroidi par circulation liquide », *Thèse de l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis*, (2004)
8. Carslaw H.S., Jaeger C., « Conduction of heat in solids », *Oxford Clarendon Press* (1958)
9. Y. Wang, C.M. Rodkiewiz, « Temperature maps for pin on disk configurations in dry sliding », *Tribology Int.*, **27 (4)**, 259-266 (1994)
10. N. Laraqi, « Sur la stylisation thermique des contacts imparfaits dans le cas du frottement sec », *Tribologie en environnement lubrifié et en ambiances non standards SIRPE*, **Vol. 2**, 213-222 (1997)
11. N. Laraqi, « Velocity and relative contact size effects on the thermal constriction resistance in sliding solids », *J. Heat Transfer ASME*, **119**, 173-177 (1997)
12. M. Raynaud, « Le problème inverse de conduction de la chaleur », *Techniques de l'ingénieur*, **BE 8265** (1997)
13. M. Raynaud, J. Bransier, « A new finite-difference method for the nonlinear inverse heat conduction problem », *Numerical Heat Transfer*, **9 (1)**, 27-42 (1986)
14. J.V. Beck, « Nonlinear estimation applied to the nonlinear inverse heat conduction problem », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **13**, 703-716 (1970)
15. T. Bouache, « Comportement thermique et caractérisation des échanges interfaciaux d'un frein à disque par approches théorique et expérimentale », *Thèse de l'Université de Paris X Nanterre* (2006)

16. F.E. Jr. Kennedy, « Surface temperature measurement », *Friction, Lubrification and Wear Technology, ASM Handbook*, **18**, 438-444 (1992).
17. J.H. Hollomon, L.D. Jaffe, « Time temperature in tempering steel », *Trans. AIME*, 223-249 (1945)
18. J. Barralis, G. Maeder, « Précis de métallurgie », *AFNOR et Nathan*, 89 (1983)
19. O. Dalverny, J. Denape, « Construction de cartes de températures interfaciales en frottement sec », *Actes du 14<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique*, Toulouse, 208-213 (1999)
20. J-Y. Paris, J. Denape, « Frottement acier-céramique à grande vitesse : évaluation des températures de contact par analyse métallurgique », *Actes du 12<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique*, Strasbourg, 189-192 (1995)
21. J.J. Santini, F.E.Jr Kennedy, « An experimental investigation of surfaces temperatures and wear in disk brakes », *Lubrication Engineering*, **31**, 402-417 (1975)
22. A. Floquet, « Températures de contact en frottement sec. Déterminations théoriques et expérimentales », *Thèse de l'Université Claude Bernard de Lyon* (1978)
23. S. Lingard, « Estimation of flash temperature in dry sliding », *Proc. Inst. Mech. Eng*, **198 C(8)**, 91-97 (1984)
24. S. Mattei, « Traité Génie Énergétique Rayonnement thermique des matériaux opaques », *Techniques de l'Ingénieur*, **BE 8 210**, 1-24 (2005).
25. P. Hervé, « Mesure de l'émissivité thermique », *Techniques de l'ingénieur R 2737* (2005).
26. J. Hladik, « Métrologie des propriétés thermophysiques des matériaux », Masson, (1990).
27. J.F. Sacadura, « Measurement Techniques for Thermal Radiation Properties », *Proc. 9<sup>th</sup>, Int. Heat Transfer Conf. Vol 1*, 207-222. (Jerusalem 1990).
28. F. Cabannes, « Pyrométrie optique, Traité : Mesures et contrôle », *Techniques de l'ingénieur R2610* (1990).
29. F. Cabannes, « Température de surface : Mesure radiative », *Techniques de l'ingénieur R 2735*, (1996).
30. P. Ferdinand, « Thermomètres à fibre optique sans contact », *Techniques de l'ingénieur R 2801*, (2003).
31. R. Komanduri, Z.B. Hou., « A review of the experimental techniques for the measurement of heat and temperatures generated in some manufacturing process and tribology », *Tribology International* **34**, 653-682 (2001).
32. T. Ueda, K. Yamada, K. Nakayama, « Temperature of Work materials irradiated with CO<sub>2</sub> laser », *Annals of the CIRP* **46**, 117-122 (1997).

33. H. Zhao, N. Ladommatos, « Optical Diagnostics for soot and temperature measurement in diesel engines », *Prog Energy Combust Sci* **24**, 221-255 (1998).
34. B. Müller, U. Renz, « Time resolved temperature measurements in manufacturing », *Measurements* **34**, 363-370 (2003).
35. L. Viellard, P. Herve, L. Azizi, H. Bouaert, « Mesure simultanée de la température et de l'émissivité sur un four industriel de recuit en continu », *Congres SFT 1996*, 84-89 (1996).
36. T. Inagaki, T. Ishii, « On the proposal of quantitative temperature measurement using three-color technique combined with several infrared radiometers having different detection wavelength bands », *Infrared Physics & Technology* **41**, 325-337 (2000).
37. A.C. Legrand, « Thermographie multispectrale haute et basse température. Application au contrôle non destructif », *Thèse de l'Université Bourgogne* (2002).
38. Y. Tago, F. Akimoto, K. Kitaga, N. Arai, « Spectroscopic Measurements of surface temperature and emissivity by two-dimensional four-color thermometry with narrow band », *Energy*, 485-495 (2005).
39. F. Cartigny, R. Copin, M. Siroux, S. Harmand, Y. Desplanques, G. Degallaix, B. Desmet, « Cartographies d'émissivité de la surface d'un disque de frein », *Congrès SFT 2000*, 351-356 (Lyon 2000)
40. D. Pajani, P. Bremond, « Thermographie infrarouge », *Techniques de l'ingénieur R 2740* (2001).
41. S. Panier, P. Dufrenoy, W. Dieter, « An experimental investigation of hot spots in railway disc brakes », *Wear* **256**, 764-773 (2004).
42. B. Desmet, M. Siroux, F. Cartigny, S. Harmand, Y. Desplanques, G. Degallaix, « Métrologie thermique du contact en freinage », *European Conference on braking JEF Lille 2002*, 369-376 (2002).
43. F. Benillouche, D. Pajani, P. Bremond, P. Potet; « Thermographie infrarouge d'objets tournant à grande vitesse », *Ingénieurs de l'automobile* **667**, 51-53 (1992).
44. Y. Rabin, D. Rittel, « A model for the time response of solid-embedded thermocouples », *Experimental Mechanics*, **39**, 133-137 (1999)
45. J. Padet, « Convection thermique et massique », *Techniques de l'ingénieur, BE 8206* (2005)
46. J.P. Bardon, « La mesure des grandeurs thermiques (température, flux de chaleur, coefficient de transfert ...) aux surfaces et aux interfaces », *Journées Européennes du freinage 13 et 14 mars 2002*, 297-316 (2002).

47. G. Gaussorgues, « Caractérisations des systèmes infrarouges », *Techniques de l'ingénieur*, E 4080 (1997).
48. G. Gravier, L. Benaroya, A. Ozerov, R. Gribonval, F. Bimbot, « Experiments in audio source separation with one sensor for robust speech recognition », *Speech Communication*, (2006).
49. T. Borca-Tasciuc, G. Chen, « Temperature measurement of fine wires by photothermal radiometry », *Rev. Sci. Instrument.* **68** (1), 4080-4083 (1997).
50. J.F. Sacadura, « Initiations aux transferts thermiques », *Technique et Documentation*, (1999)
51. S. Lefèvre, « Métrologie thermique adaptée à un dispositif de freinage ferroviaire », *Rapport de Post Doctorat, Université de Valenciennes* (2006).
52. W. Bauer, H. Oertel, M. Rink, « Spectral emissivity of bright and oxyded metals at high temperatures », *Fifteen Symposium on thermophysical Properties*, (Boulder, Colorado 2003).
53. J.A. Harrington, « Infrared Fiber Optics », *adapted from an article to appear in OSA Handbook, Vol 3*, to be published by McGraw Hill (2001)
54. F. Desvignes, « Détection et détecteurs de rayonnements optiques », *Collection mesures physiques* (1997)
55. G. Asch, L. Blum, P. Desgoutte, J. Fouletier, B. Cretinon, A. Piquet, « Les capteurs en instrumentation industrielle », (1998)
56. Document technique, *Le Verre Fluoré*, (2006).
57. T. Duvaut, D. Georgeault, J.L. Beaudoin, « Multiwavelength infrared pyrometry : optimization and computer simulations », *Infrared Physics & Technology*, **36**, 1089-1103 (1995)
58. Y. N'Guessan, « Contribution à l'étude des propriétés radiatives des matériaux opaques ou semi-transparents, à température ambiante par une méthode radiométrique en régime modulé », *Thèse Université Paris XII* (1996).
59. Y. Tago, F. Akimoto, K. Kitagawa, N. Arai, S. Churchill, A.K. Gupta, « Spectroscopic measurements of high emissivity materials using two-dimensional two-colour thermometry », *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power-Trans. of ASME*, **127**, 472-477 (2005)
60. Y. Tago, F. Akimoto, K. Kitagawa, N. Arai, « Measurements of surface temperature and emissivity by two-dimensionnal four colour thermometry with narrow bandwidth, *Energy*, **30**, 485-495 (2005)

61. M. Priel, « Incertitudes de mesures et tolérances », *Techniques de l'ingénieur*, R 285 (1999)
62. M. Siroux, Habilitation à diriger des recherches, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, (2008)
63. M. Siroux, S. Harmand, B. Desmet, « Experimental study using infrared thermography on the convective heat transfer of a TGV brake disc in the actual environment », *Optical Engineering* **41** (7), 1558-1564 (2002).

## Annexe A : Rappels sur la thermométrie optique

### I Emission infrarouge d'un corps réel

#### I.1 Introduction

Tout corps, ayant une température supérieure à 0 K, émet un rayonnement électromagnétique, provenant de l'agitation de la matière sous l'effet de la température. Cette agitation crée des dipôles oscillants locaux (même dans un corps globalement électriquement neutre) qui vont émettre un rayonnement.

Entre deux corps qui ne sont pas en contact, séparés par du vide, s'échange une énergie électromagnétique dont les caractéristiques sont définies par la luminance énergétique  $L_\lambda$ . Cette grandeur est un flux monochromatique ( $\lambda$ ), directionnel ( $\Omega$ ) et défini pour un élément unitaire de surface apparent ( $dS_{app}$ ) :

$$L_{\lambda\theta} = \frac{d\phi_\lambda}{dS_{app} d\Omega d\lambda} \text{ en } W.m^{-3}.sr^{-1} \quad (A.1)$$

où  $\Phi_\lambda$  est le flux énergétique.

La luminance énergétique intégrée sur tout le spectre donne la luminance énergétique totale :

$$L_{T\theta} = \int_0^\infty L_{\lambda\theta} d\lambda \text{ en } W.m^2.sr \quad (A.2)$$

#### I.2 Le corps noir

##### *I.2.1 Loi de Planck*

Le corps émettant idéal, défini comme isotherme et totalement absorbant, est appelé corps noir. Il émet un rayonnement qui suit une loi ne dépendant que de la longueur d'onde et de la température. La luminance qu'il émet  $L_\lambda^0$  est isotrope et suit la loi dite de Planck :

$$L_\lambda^0(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (A.3)$$

Avec  $C_1 = 2hc_0^2 = 1,19 \cdot 10^{-16} \text{ W.m}^2$  et  $C_2 = \frac{hc_0}{k} = 14388 \mu\text{m.K}^{-1}$

### 1.2.2 Formulation de Wien

Pour  $\lambda T < 4800 \mu\text{m.K}$ , la formulation de Wien :

$$L_w^0 = C_1 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) \quad (\text{A.4})$$

Donne une bonne approximation de la loi de Planck, inférieure à 5% pour cet intervalle de température.

### 1.2.3 Loi de déplacement

L'émittance est le flux émis dans tout l'espace par unité de surface de la source

Les isothermes de la loi de Planck se caractérisent par une courbe d'émittance spectrale en cloche (Fig. A.1) et leur pic est caractérisé par une loi de déplacement en fonction de la température :

$$\lambda_m T = 2897,8 \text{ en } \mu\text{m.K} \quad (\text{A.5})$$

Issue de la résolution de l'équation transcendante  $\frac{dL_\lambda^0}{d\lambda} = 0$

A température ambiante (300 K), le maximum d'émission est atteint pour une longueur d'onde de  $10 \mu\text{m}$ .

Lors de l'échauffement d'un corps, on observe donc un glissement du pic d'émission, depuis l'infrarouge, en passant par le visible jusqu'à l'ultraviolet (Fig. A.2)

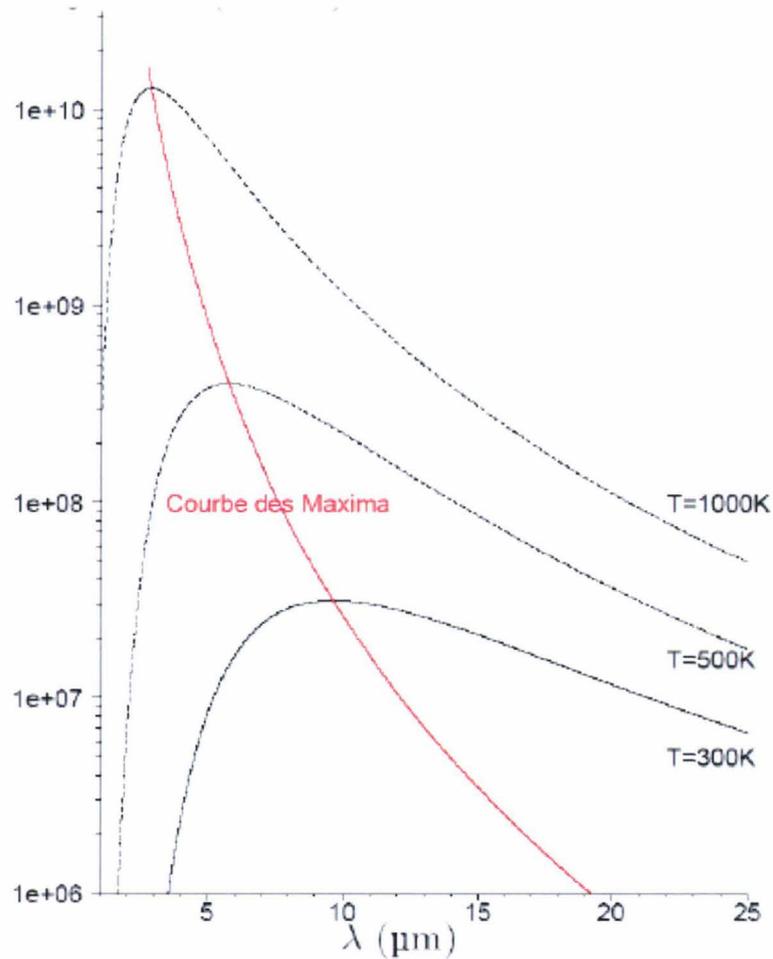


Figure A.1 : Emission spectrale du corps noir pour différentes températures

### I.3 Les corps réels

#### *I.3.1 Emissivité*

Les corps réels, donc non noirs, émettent d'un point M, dans un cône d'angle au sommet  $\theta$ , pour une longueur d'onde  $\lambda$  et une température T une luminance  $L_{\lambda\theta}$  dont la loi est similaire à celle du corps noir, pondérée par un facteur d'émission (émissivité) notée  $\epsilon$  :

$$L_{\lambda\theta}(M, \theta, \lambda, T) = \epsilon_{\lambda\theta}(M, \theta, \lambda, T) L_{\lambda}^0(M, \theta, \lambda, T) \quad (\text{A.6})$$

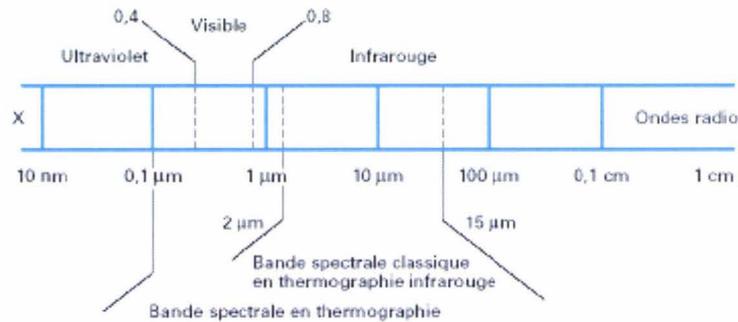


Figure A.2 : Spectre correspondant à l'émission thermique

### 1.3.2 Facteur d'absorption

On définit aussi le facteur d'absorption comme étant le rapport du flux absorbé sur le flux incident, pour un point M d'une surface à une température T, pour une longueur d'onde  $\lambda$  et une direction  $\theta$  donnée,  $\alpha_{\lambda\theta}(M, \theta, \lambda, T)$ .

### 1.3.3 Facteur de réflexion

De même pour le facteur de réflexion, ratio du flux réfléchi sur le flux incident  $\rho_{\lambda\theta}(M, \theta, \lambda, T)$ .

### 1.3.4 Discussion

De ces trois facteurs, seul l'émissivité est une caractéristique propre de la surface : les facteurs d'absorption et de réflexion dépendent de la source qui émet le rayonnement incident. En rayonnement total (intégré sur tout le spectre), il est aussi possible de définir l'émissivité et l'absorption totales :

$$L_T = \varepsilon_\theta L_T^0 \quad (\text{A.7})$$

Remarque : dans le cas général,  $\varepsilon_\theta \neq \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda\theta} d\lambda$  car l'émissivité est un rapport d'intégrale (du flux émis réel sur le flux émis du corps noir à la même température et dans les mêmes conditions d'expérimentation) et non l'intégrale du rapport de ces grandeurs.

### 1.3.5 Loi de Kirchoff

En appliquant la conservation du flux lors de la réflexion d'un rayonnement sur une surface opaque, on retrouve la loi de Kirchoff :

$$\alpha_{\lambda\theta} + \rho_{\lambda} = 1 \quad (\text{A.8})$$

Pour un matériau opaque, on peut considérer que les facteurs d'émission et d'absorption directionnels et monochromatiques sont égaux pour un corps à une température T :

$$\alpha_{\lambda\theta} = \varepsilon_{\lambda\theta} \quad (\text{A.9})$$

### 1.3.6 Cas particuliers

#### a) Le corps gris

Le corps gris possède des propriétés optiques telles que son facteur d'émission est indépendant de la longueur d'onde :

$$\varepsilon_{\lambda\theta} = \varepsilon_{\theta} \quad \forall \lambda \quad (\text{A.10})$$

On trouve dans cette catégorie des oxydes, les surfaces recouvertes de sciure, le tungstène incandescent, la surface de brique réfractaire. Les diélectriques sont pratiquement des corps gris dans le rayonnement visible. L'hypothèse du corps gris est prise généralement par défaut, lorsque les caractéristiques émettantes sont inconnues. On pourra considérer certains corps comme étant gris par bandes spectrales.

#### b) La loi de Lambert

Certaines surfaces dites « lambertiennes » émettent de manière isotrope et satisfont à la loi de Lambert :

$$\varepsilon_{\lambda\theta} = \varepsilon_{\lambda} \quad \forall \theta \quad (\text{A.11})$$

C'est le cas en première approximation des surfaces incandescentes.

### 1.3.7 Emissivité de corps réels

L'émissivité d'une surface dépend d'une part de la nature physico-chimique du matériau émettant et d'autre part son état de surface. On classe les matériaux, d'un point de vue optique (émissivité), suivant les caractéristiques de conductibilité électrique. La principale caractéristique différenciant les conducteurs des isolants est l'indicatrice

d'émission (évolution de l'émissivité en fonction de l'angle d'émission  $\theta$ ) (Fig.A.3) : les isolants obéissent quasiment à la loi de Lambert, et les conducteurs présentent un pic d'émissivité pour des angles rasant la surface d'émission.

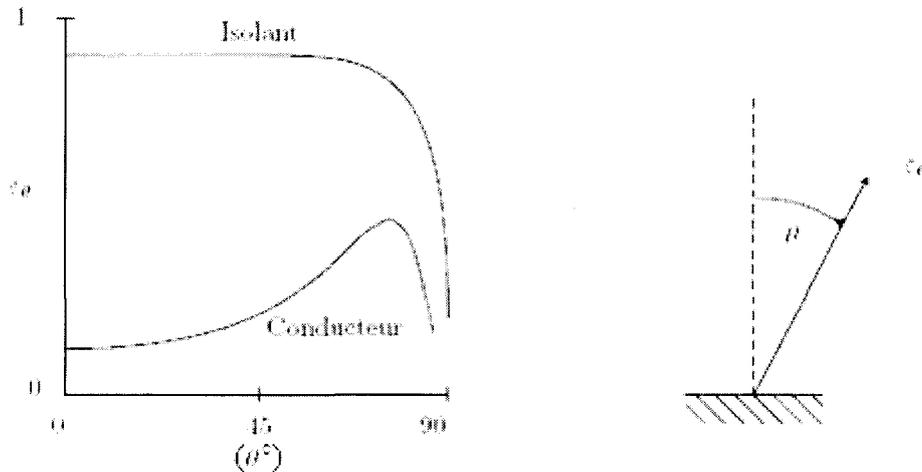


Figure A.3 : Evolution de l'émissivité normale en fonction de l'angle d'émission.

Les métaux émettent préférentiellement au ras de la surface.

L'émissivité des métaux est par ailleurs bien plus faible que celle des isolants (Fig. A.4). On peut constater que l'oxydation est un facteur augmentant l'émissivité (en créant, à travers les rugosités à la surface, une multitude de microscopiques corps noirs) et que le polissage la fait donc diminuer. Sur la figure A.5, l'influence de la rugosité sur l'émissivité de l'or est nette : d'une part, l'émissivité augmente avec la rugosité, et d'autre part, la polarisation de l'émission s'en trouve fortement affectée. Cette tendance à l'augmentation de l'émissivité en fonction de la rugosité est reportée dans la figure A.6. Pour l'étude des métaux, il serait donc tout indiqué d'effectuer des mesures, non pas à la verticale de l'échantillon, mais de manière oblique, de façon à augmenter le rapport signal sur bruit. Généralement, la mesure à la verticale est maintenue car le flux directionnel y est maximal.

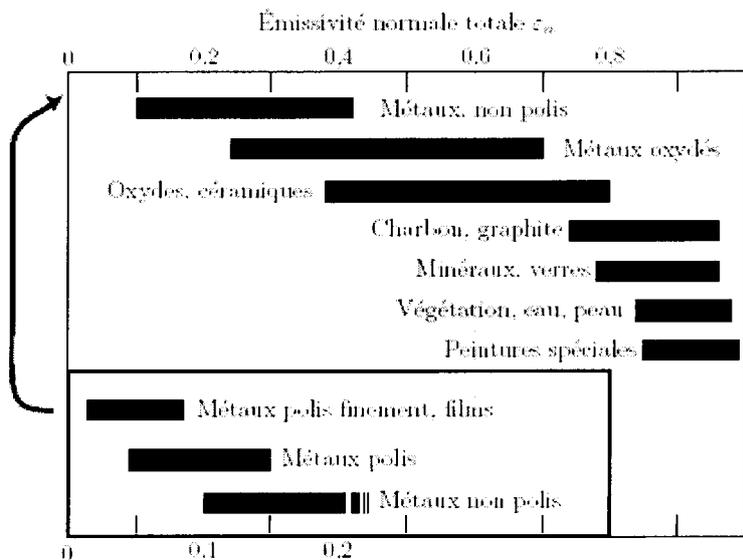


Figure A.4 : Intervalles de valeur pour l'émissivité de différentes catégories de matériaux.

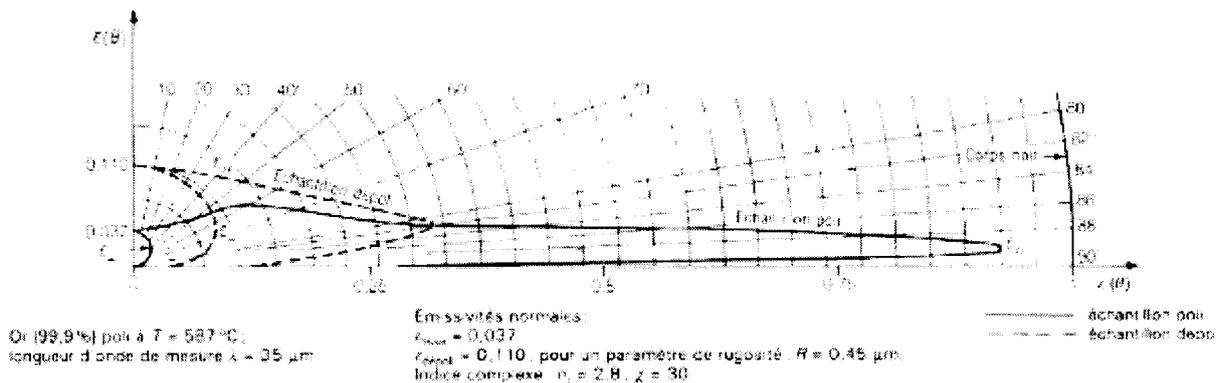


Figure A.5 : Indicatrice d'émission pour un échantillon d'or poli et dépoli

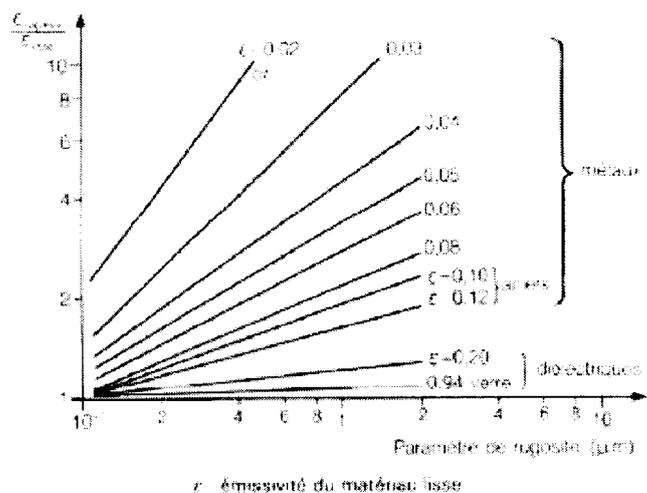
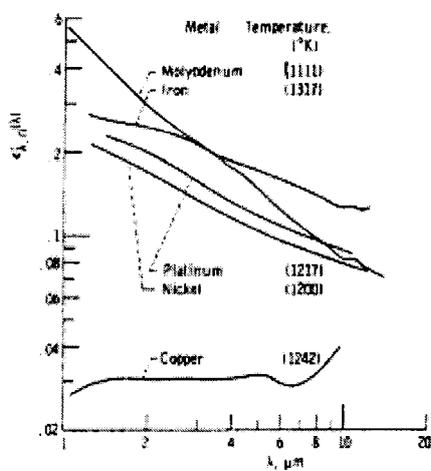


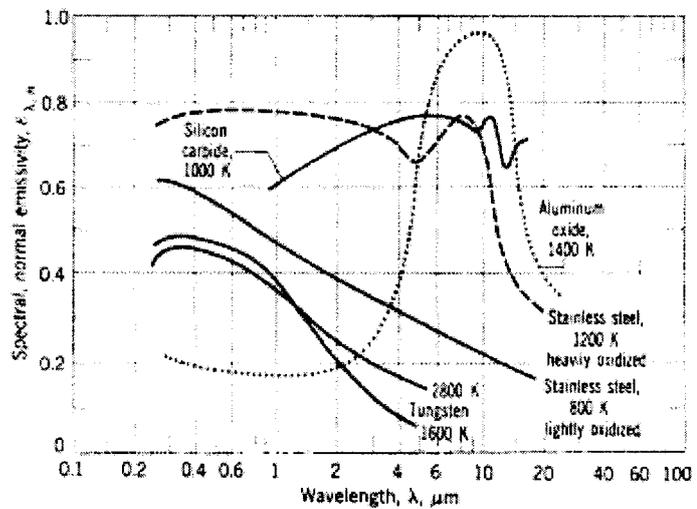
Figure A.6 : Evolution de l'émissivité en fonction de la rugosité

## I.4 Les conducteurs électriques

Les conducteurs (les métaux) ont une émissivité dépendant de la longueur d'onde (voir Fig. A.7(a) et A.7(b)). A part quelques cas particuliers, tel que le cuivre pour lequel l'émissivité reste constante entre 1,5 et 5  $\mu\text{m}$ , l'émissivité des métaux décroît avec la longueur d'onde, certains de manière quasi-linéaire (Platine, Nickel...). Comme on peut le voir sur la figure A.7(b), la rugosité de la surface peut changer radicalement l'allure de l'émissivité d'un acier inoxydable. Connaître la variation de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde paraît donc intéressant pour les mesures de thermométrie IR.



(a) métaux



(b) matériaux divers

Figure A.7 : Influence de la longueur d'onde sur l'émissivité pour différents matériaux et différentes températures

## **Annexe B : Identification de paramètres par minimisation**

Les 4 paramètres à identifier sont A, B,  $t_i$ ,  $\tau$ . Le vecteur X des paramètres à identifier se met donc sous la forme :

$$X = [t_i, \tau, A, B] \quad (\text{B.1})$$

Identifier les différents paramètres revient à minimiser la fonctionnelle :

$$J(X) = E(y - y^*)^2 \quad (\text{B.2})$$

où y est la mesure et  $y^*$  le modèle

Nous avons utilisé ici la méthode de minimisation basée sur la descente du gradient de la fonctionnelle. Le calcul est itératif et le vecteur de paramètre se rapproche, à chaque itération vers le vecteur paramètre optimal :

$$J^{n+1} = J^n - \rho \nabla J_n^T \cdot \nabla J_n \quad (\text{B.3})$$

On choisit un vecteur de paramètre initial  $p_0$  et un facteur multiplicatif  $\rho$  que l'on ajuste en fonction de la vitesse de convergence. Au pas suivant, on calcule de nouveau le gradient et ainsi de suite. Concernant  $\nabla J^n$ , la dérivée suivant chaque direction s'obtient simplement avec :

$$\left. \frac{dJ^n}{dX} \right|_i \approx \frac{J^n(X + e_i) - J^n(X)}{e_i} \quad (\text{B.4})$$

En effectuant le calcul pour chaque direction on obtient finalement :

$$X^{n+1} = X^n - \rho \nabla J^n \quad (\text{B.5})$$

## Annexe C : Modélisation de la réponse des filtres optiques

On considère le cas d'un filtre optique symétrique dont l'allure de la courbe de réponse est représentée sur la figure C.1.

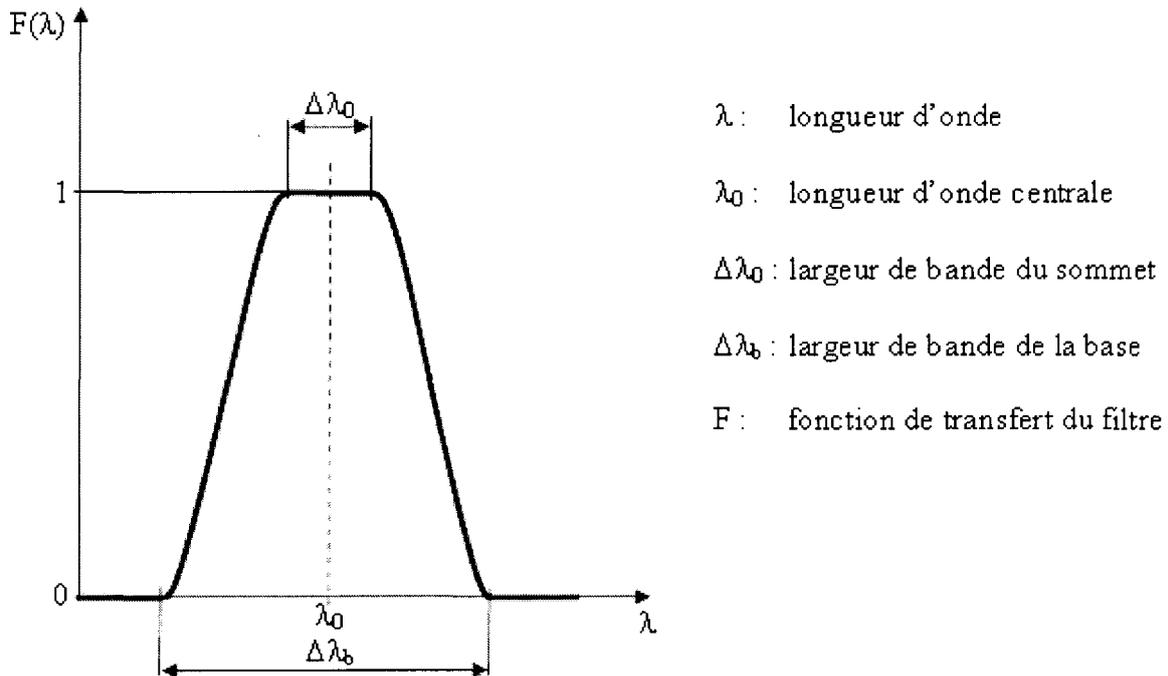


Figure C.1 : Courbe de réponse d'un filtre optique

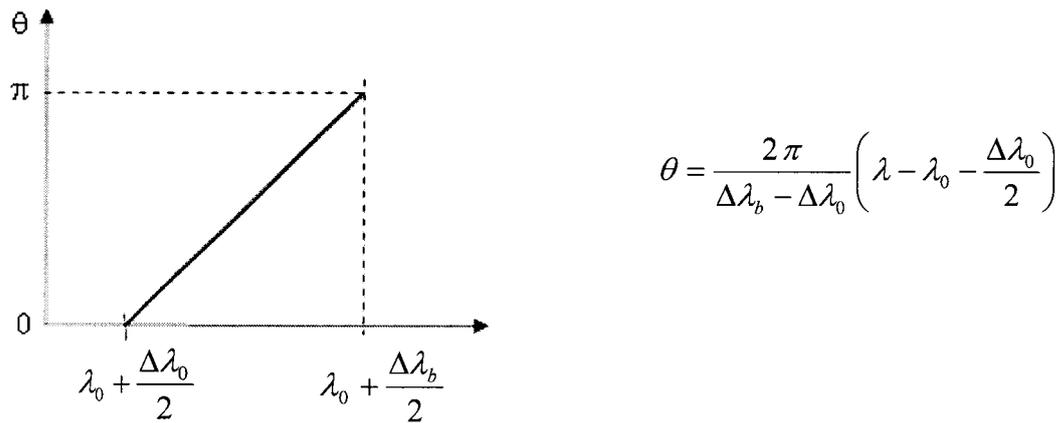
La réponse du filtre est définie par les expressions suivantes :

$$\lambda_0 \leq \lambda \leq \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda_0}{2} \Rightarrow F(\lambda) = 1 \quad (\text{C.1})$$

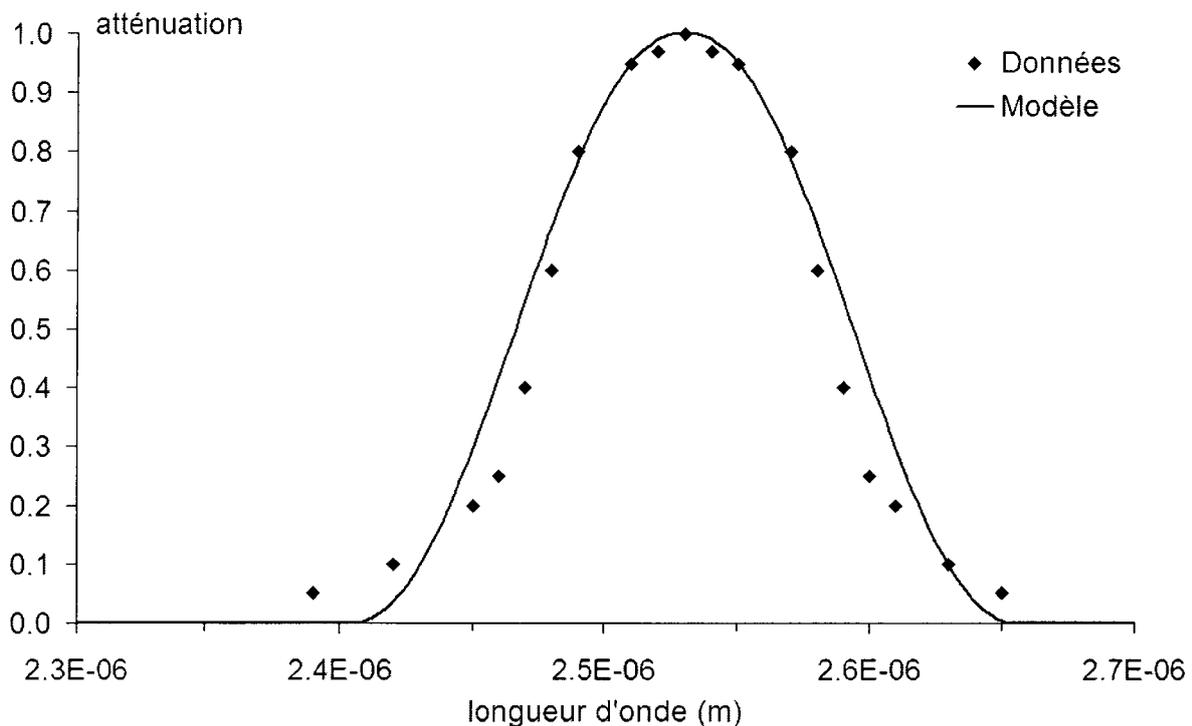
$$\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda_0}{2} \leq \lambda \leq \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda_b}{2} \Rightarrow F(\lambda) = \frac{1}{2}(1 + \cos(\theta)) \quad (\text{C.2})$$

$$\lambda \geq \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda_b}{2} \Rightarrow F(\lambda) = 0 \quad (\text{C.3})$$

Le terme  $\theta$  est défini sur la figure C.2.

Figure C.2 : Définition du terme  $\theta$ 

Ce modèle de courbe de réponse de filtre monochromatique est utilisé pour représenter les deux détecteurs du pyromètre bichromatique. Les figures C.3 et C.4 représentent la superposition du modèle et des données fournies par le constructeur. On remarque une bonne correspondance entre les deux valeurs.

Figure C.3 : Comparaison données et modèle pour le filtre à  $\lambda_1$

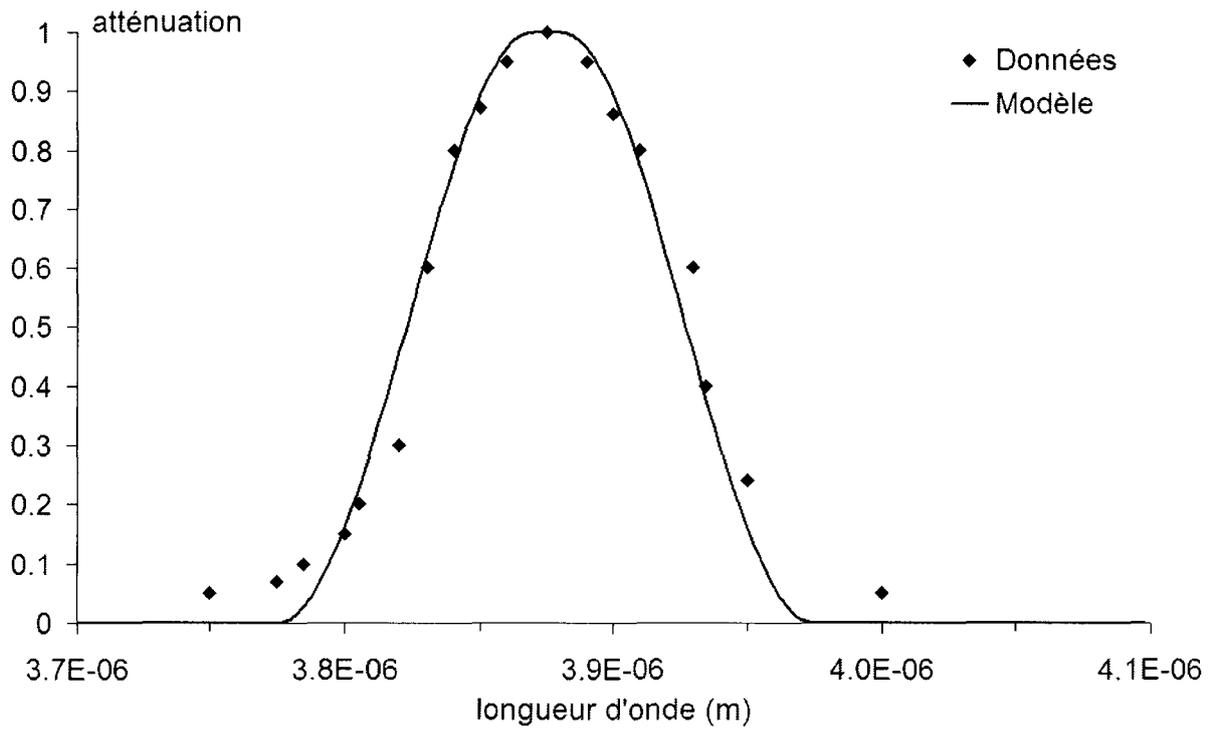


Figure C.4 : Comparaison données et modèle pour le filtre à  $\lambda_2$

## Annexe D : Détermination des incertitudes

Soit une grandeur  $y$  dépendant de  $N$  variables  $x_i$ ,  $y=f(x_i)$

L'erreur maximum possible sur  $y$  s'obtient à partir de la formule suivante :

$$\Delta y = \sum_{i=1}^N \left| \frac{\partial f}{\partial x_i} \right| \Delta x_i \quad (\text{D.1})$$

Il s'agit de la formule de la différentielle totale. L'erreur peut également être calculée par la loi de propagation de l'incertitude.

Soit :

$u_c(y)$  : Incertitude type composé de la variable de  $y$

$\frac{\partial f}{\partial x_i}$  : Dérivée partielle de la fonction  $f$  par rapport à la variable  $x_i$

$u(x_i)$  : Incertitude type de la variable  $x_i$

$u(x_i, x_j)$  : Covariance entre les variables  $x_i$  et  $x_j$

L'incertitude est obtenue en appliquant la formule suivante :

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^N \left[ \frac{\partial f}{\partial x_i} \right]^2 u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} u(x_i, x_j) \quad (\text{D.2})$$

Si les variables  $x_i$  et  $x_j$  ne sont pas corrélées, alors la formule devient :

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^N \left[ \frac{\partial f}{\partial x_i} \right]^2 u^2(x_i) \quad (\text{D.3})$$

La température s'obtient à partir de la formule suivante :

$$T = \frac{C_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left( \frac{S_{\lambda_1} A_{\lambda_2} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5}{S_{\lambda_2} A_{\lambda_1} \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5} \right)} \quad (\text{D.4})$$

La température est fonction de 6 variables

$$T = f(S_{\lambda_1}, S_{\lambda_2}, A_{\lambda_1}, A_{\lambda_2}, \lambda_1, \lambda_2) \quad (\text{D.5})$$

Les 2 détecteurs étant soumis à la même source, il semble correct d'envisager que les signaux qu'ils délivrent soient corrélés. Ainsi l'incertitude sur la mesure de température se calcule à partir de la formule (D.2).

$$\begin{aligned} \Delta T^2 = & \left( \frac{\partial T}{\partial \sigma_{\lambda_1}} \right)^2 (\Delta \sigma_{\lambda_1})^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial \sigma_{\lambda_2}} \right)^2 (\Delta \sigma_{\lambda_2})^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial A_{\lambda_1}} \right)^2 (\Delta A_{\lambda_1})^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial A_{\lambda_2}} \right)^2 (\Delta A_{\lambda_2})^2 \\ & + \left( \frac{\partial T}{\partial \lambda_1} \right)^2 (\Delta \lambda_1)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial \lambda_2} \right)^2 (\Delta \lambda_2)^2 + 2 \frac{\partial T}{\partial \sigma_{\lambda_1}} \frac{\partial T}{\partial \sigma_{\lambda_2}} \text{cov}(\sigma_{\lambda_1}, \sigma_{\lambda_2}) \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

Calcul des dérivées partielles :

$$\frac{\partial T}{\partial \sigma_{\lambda_1}} = \frac{C_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left( \frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right)^2 \sigma_{\lambda_1}} = \frac{T}{\ln \left( \frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right) \sigma_{\lambda_1}} \quad (\text{D.7})$$

$$\frac{\partial T}{\partial \sigma_{\lambda_2}} = \frac{C_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left( \frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right)^2 \sigma_{\lambda_2}} = \frac{T}{\ln \left( \frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right) \sigma_{\lambda_2}} \quad (\text{D.8})$$

$$\frac{\partial T}{\partial A_{\lambda_1}} = \frac{C_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left( \frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right)^2 A_{\lambda_1}} = \frac{T}{\ln \left( \frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right) A_{\lambda_1}} \quad (\text{D.9})$$

$$\frac{\partial T}{\partial A_{\lambda_2}} = \frac{C_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left( \frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right)^2 A_{\lambda_2}} = \frac{T}{\ln \left( \frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2}}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1}} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right) A_{\lambda_2}} \quad (\text{D.10})$$

$$\frac{\partial T}{\partial \lambda_1} = \frac{C_2}{\lambda_1^2} \frac{1}{\ln\left(\frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5}\right)} - 5 \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)}{\ln\left(\frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5}\right)^2 \lambda_1}$$

$$= \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} - \frac{5}{\ln\left(\frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5}\right)} \right) \frac{T}{\lambda_1}$$
(D.11)

$$\frac{\partial T}{\partial \lambda_2} = 5 \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)}{\ln\left(\frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5}\right)^2 \lambda_2} - \frac{C_2}{\lambda_2^2} \frac{1}{\ln\left(\frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5}\right)}$$

$$= \left( \frac{5}{\ln\left(\frac{\sigma_{\lambda_1} A_{\lambda_2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5}{\sigma_{\lambda_2} A_{\lambda_1} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5}\right)} - \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) \frac{T}{\lambda_2}$$
(D.12)

L'émissivité se calcule à partir de la formule suivante :

$$\varepsilon = \frac{\frac{S_{\lambda_i}}{A_{\lambda_i}}}{C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right)}$$
(D.13)

On constate que l'émissivité dépend de 4 variables :

$$\varepsilon = f(S_{\lambda_i}, A_{\lambda_i}, \lambda_i, T)$$
(D.14)

L'incertitude va être calculée à partir de la loi de propagation des signaux :

$$\Delta \varepsilon^2 = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial S_{\lambda_i}}\right)^2 \Delta S_{\lambda_i}^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)^2 \Delta T^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda_i}\right)^2 \Delta \lambda_i^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial A_{\lambda_i}}\right)^2 \Delta A_{\lambda_i}^2$$
(D.15)

Calcul des dérivées partielles :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial S_{\lambda_i}} = \frac{1}{A_{\lambda_i} C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right)} \quad (\text{D.16})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} = -\frac{\frac{S_{\lambda_i}}{A_{\lambda_i}} C_2}{C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right) \lambda_i T} \quad (\text{D.17})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda_i} = 5 \frac{\frac{S_{\lambda_i}}{A_{\lambda_i}}}{C_1 \lambda_i^{-4} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right)} - \frac{\frac{S_{\lambda_i}}{A_{\lambda_i}}}{C_1 \lambda_i^{-3} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right)} \frac{C_2}{T} \quad (\text{D.18})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial A_{\lambda_i}} = -\frac{\frac{S_{\lambda_i}}{A_{\lambda_i}}}{C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right)} \quad (\text{D.19})$$

L'incertitude relative s'obtient donc à partir de la formule suivante :

$$\frac{\Delta \varepsilon^2}{\varepsilon^2} = \frac{\Delta S_{\lambda_i}^2}{S_{\lambda_i}^2} + \left(\frac{C_2}{\lambda_i}\right)^2 \frac{\Delta T^2}{T^2} + \left(5 - \frac{C_2}{\lambda_i T}\right)^2 \frac{\Delta \lambda_i^2}{\lambda_i^2} + \frac{\Delta A_{\lambda_i}^2}{A_{\lambda_i}^2} \quad (\text{D.20})$$

La constante de chaîne  $A_{\lambda_i}$  s'obtient à partir de l'étalonnage.

$$A_{\lambda_i} = \frac{S_{\lambda_i}}{\varepsilon_{CN} C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}}\right)} \quad (\text{D.21})$$

L'incertitude s'obtient à partir de la loi de propagation des incertitudes :

$$\Delta A_{\lambda_i}^2 = \left(\frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial S_{\lambda_i}}\right)^2 \Delta S_{\lambda_i}^2 + \left(\frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial T_{CN}}\right)^2 \Delta T_{CN}^2 + \left(\frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial \varepsilon_{CN}}\right)^2 \Delta \varepsilon_{CN}^2 + \left(\frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial \lambda_i}\right)^2 \Delta \lambda_i^2 \quad (\text{D.22})$$

Calcul des dérivées partielles :

$$\frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial S_{\lambda_i}} = \frac{1}{\varepsilon_{CN} C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}}\right)} \quad (D.23)$$

$$\frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial T_{CN}} = -\frac{S_{\lambda_i}}{\varepsilon_{CN} C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}}\right)} \frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}^2} \quad (D.24)$$

$$\frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial \varepsilon_{CN}} = \frac{S_{\lambda_i}}{\varepsilon_{CN}^2 C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}}\right)} \quad (D.25)$$

$$\frac{\partial A_{\lambda_i}}{\partial \lambda_i} = 5 \frac{S_{\lambda_i}}{C_1 \varepsilon_{CN} \lambda_i^{-4} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}}\right)} - \frac{S_{\lambda_i}}{C_1 \varepsilon_{CN} \lambda_i^{-3} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}}\right)} \frac{C_2}{T_{CN}} \quad (D.26)$$

L'incertitude sur la constante  $A_{\lambda_i}$  s'obtient à partir de la formule suivante :

$$\frac{\Delta A_{\lambda_i}^2}{A_{\lambda_i}^2} = \frac{\Delta S_{\lambda_i}^2}{S_{\lambda_i}^2} + \left(\frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}}\right)^2 \frac{\Delta T_{CN}^2}{T_{CN}^2} + \frac{\Delta \varepsilon_{CN}^2}{\varepsilon_{CN}^2} + \left(5 - \frac{C_2}{\lambda_i T_{CN}}\right)^2 \frac{\Delta \lambda_i^2}{\lambda_i^2} \quad (D.27)$$

## RESUME

La mesure de température est un élément essentiel à la compréhension des phénomènes thermomécaniques se produisant à l'interface du contact patin-disque. Les conditions de mesure de température de surface d'un disque frein au cours du freinage étant assez restrictives, il a été nécessaire de développer une métrologie thermique adaptée. Un pyromètre bichromatique rapide à fibre optique a été ainsi conçu, développé et validé. Le pyromètre est composé d'une fibre optique en verre fluoré et de deux détecteurs HgCdTe équipés avec deux filtres passe-bandes. Ce pyromètre permet de réaliser simultanément la mesure de température et d'émissivité de surface d'un disque de frein, dans la gamme 200-1000°C avec un temps de réponse de l'ordre de 8  $\mu$ s. Le pyromètre a été étalonné à l'aide d'un corps noir et validé grâce à des mesures réalisées sur une cible de température et d'émissivité connue. Des essais réalisés sur deux bancs de freinage différents ont permis de mettre en évidence des variations d'émissivité au cours du freinage et leur importance sur la mesure de température d'un disque de frein pendant le freinage.

Mots Clés : pyrométrie bichromatique, freinage, température, émissivité

## ABSTRACT

Heat generated in the pad-disc contact during braking is the main cause of surface degradations such as oxidation, wear and thermo-mechanical failure, in particular cracking. In order to estimate the consequences of thermal damage, a fiber optic two-color pyrometer was conceived, developed and validated for brake disc surface temperature and emissivity measurement. The two-color pyrometer consists of a fluoride glass optical fiber, two HgCdTe detectors equipped with bandwidth filters and a data conditioning and acquisition device. The two-color pyrometer measures the brake disc temperature in the 200-800°C range with a time resolution of 8  $\mu$ s. The calibration formula for the signals obtained using a blackbody of known temperature is used to compute the true temperature. The uncertainty estimation for temperature and emissivity was obtained from the calibration results. Tests were carried out on known temperature target and a satisfactory correlation was found between results obtained with our two-color pyrometer and those obtained with a commercial two-color pyrometer. Hold braking and deceleration braking tests performed on two different braking test benches enabled us to reach the brake disc surface temperature and emissivity during braking. Experimental results show a significant variation of disc emissivity during braking. Direct measurement of emissivity was carried out on the brake disc after braking and shows the emissivity dependence with the surface quality.

Keywords: two-color pyrometer, braking, emissivity, temperature

Bibliothèque Universitaire de Valenciennes



00900607