

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE

SPÉCIALITÉ : ÉLECTRONIQUE - OPTRONIQUE

par

Nicolas NAUDIN

DÉVELOPPEMENT D'UN SYSTÈME OPTRONIQUE INFRAROUGE POUR LA MESURE
DE TEMPÉRATURE DE GOUTTES EN MOUVEMENT RAPIDE ET EN COMBUSTION

Soutenue le 23 novembre 1995 devant la Commission d'Examen :

MM.	A.	MARTINEZ	Président
	A.	AHMED	
	J.	BOUCHER	Rapporteur
	J.	FARRÉ	Directeur de thèse
	G.	LAVERGNE	
	N.	ROTH	
	D.	STEPOWSKI	Rapporteur

Titre français :

Développement d'un système optronique infrarouge pour la mesure de température de gouttes en mouvement rapide et en combustion.

Résumé :

Cette étude s'inscrit dans un thème de recherche sur les écoulements internes dans les chambres de combustion afin d'améliorer le rendement et la propreté de moteurs aéronautiques ou automobiles. A cet effet, il est important de valider expérimentalement des modèles théoriques décrivant le processus d'évaporation du carburant liquide injecté sous forme d'un brouillard de gouttelettes. L'objectif des travaux présentés est de concevoir un système opto-électronique infrarouge appliqué à la mesure de température de gouttes de carburant. La prise en compte des différents aspects d'une chaîne radiométrique infrarouge : transferts par rayonnement, optique, électronique et traitement, a permis la conception et la réalisation d'un système de mesure de température autour d'un détecteur monoélément travaillant dans la bande 8-12 microns. Le système permet la mesure de la température de surface de gouttes de 200 microns dans un jet monodisperse. Les mesures IR ont pu être confrontées aux modèles théoriques et comparées à une autre technique expérimentale basée sur la réfractométrie. Une étude prospective du suivi et de la mesure simultanée de température de gouttes sur leur trajectoire est effectuée. Les caractéristiques optimales d'un détecteur IR matriciel adapté à cette application sont analysées. La faisabilité d'une extension de la thermométrie IR à la mesure de température de gouttes en combustion a été démontrée. Des résultats préliminaires sur la mesure de température de gouttes en combustion à l'intérieur d'une flamme sont présentés.

Mots clés :

Infrarouge, Système optronique, Détecteurs infrarouges, Détection synchrone, Thermométrie, Combustion.

Titre anglais :

Development of an optoelectronic infrared system for the temperature measurement of moving and burning droplets.

Résumé en anglais :

This study falls within the field of research into internal flows in combustion chambers, with the purpose of improving the efficiency and reducing the pollution of aircraft and automotive engines. For this, it is important to validate experimentally the theoretical models describing the vaporization process of fuel injected as a spray of droplets. The aim of this study is the development of an opto-electronic infrared system dedicated to the temperature measurement of vaporizing fuel droplets. Modelling of the various aspects of an IR radiometer : infrared radiation detection, optics, electronics and signal processing, has led to the design of a system using a LWIR (8-12 microns) single detector. The system measures the surface temperature of droplets of 200 microns in diameter in a monodispersed droplet chain. Infrared measurements have been compared to the theoretical models and to an experimental rainbow refractometer technique. A prospective study has been conducted in order to track and measure simultaneously the temperature of moving droplets along their trajectory. The specifications of an IR focal plane array fulfilling the requirements of this application have been discussed. Concerning the combustion process, the feasibility of the IR thermometry of burning droplets is demonstrated. Preliminary results concerning the IR temperature measurement of droplets burning in a flame are presented.

Keywords :

Infrared, Optoelectronic system, Infrared detectors, Thermometry, Lock-in process, Combustion.



Avant propos

Ce travail, effectué au sein du Département d'Etudes et de Recherches en Mécanique et Energétique des Systèmes du CERT/ONERA, n'aurait pu être mené à bien sans l'accord, l'aide, le soutien de nombreuses personnes. Je remercie :

M. François Liousse, chef de département, qui m'a accueilli et ainsi fourni le cadre nécessaire à la réalisation de cette thèse.

Les membres du jury de thèse :

Monsieur Augustin Martinez, professeur à l'INSA Toulouse, qui m'a fait l'honneur de présider ce jury,

Messieurs Jacques Boucher, professeur à l'INPT-ENSEEIH, et Denis Stepowski, directeur de recherches au CNRS, rapporteurs de cette thèse, pour leurs remarques fructueuses,

Messieurs Asis Ahmed, responsable du service mécanique des fluides et thermique à la régie RENAULT, et Norbert Roth, ingénieur à l'ITLR-Université de Stuttgart, pour l'intérêt qu'ils ont manifesté à l'égard de nos travaux.

J'adresse mes vifs remerciements à Gérard Lavergne, responsable du groupe écoulements diphasiques réactifs et foyers au DERMES. Je tiens à lui témoigner ici ma reconnaissance pour son aide, ses encouragements et la confiance qu'il m'a accordée lors du déroulement de ces travaux.

Du stage de DEA à la direction de cette thèse, Jean Farré, responsable du département électronique, optronique et physique de l'ENSAE, a suivi mes travaux durant quatre ans. Je le remercie des échanges que nous avons eus, et de sa confiance dans la conduite de ces recherches.

Je tiens à remercier Olivier Adam, Dominique Bissières, et Olivier Ravel, stagiaires de thèse, auxquels j'associe Michel Riboulet, ingénieur au CERT/DERTS, qui, par leur disponibilité et leur aide précieuse tant au niveau numérique qu'expérimental, m'ont aidé à pénétrer « le monde des gouttes ».

Tout au long de ce séjour au DERMES, j'espère avoir su témoigner ma reconnaissance à tous ceux, ingénieurs, techniciens, stagiaires qui, par leurs conseils, leur expérience, leur enthousiasme, leur gentillesse, ont favorisé ce travail et ce dans une ambiance sympathique. A tous ceux là, j'exprime mes remerciements pour l'accueil qui m'a été réservé.

A toute ma petite famille, bien sûr.

A Maïté, avec une attention toute particulière.

Table des matières

Introduction	1
CHAPITRE I	
Mesure de température de gouttes : étude bibliographique, introduction à la mesure infrarouge	6
I.1 <i>Mesure par thermocouple.....</i>	6
I.2 <i>Méthodes non intrusives :.....</i>	7
I.2.1 <i>Méthode de mesure par Fluorescence Induite :.....</i>	7
I.2.2 <i>Techniques de mesure par méthodes optiques : Réfractométrie « arc en ciel » :.....</i>	9
I.3 <i>Emission infrarouge :.....</i>	17
I.4 <i>Rappels relatifs aux transferts par rayonnement.....</i>	17
I.4.1 <i>Notion de Luminance.....</i>	18
I.4.2 <i>Rappels sur le rayonnement du corps noir.....</i>	18
I.4.3 <i>Luminance de la goutte, Notion d'émissivité.....</i>	19
I.5 <i>Calcul d'émissivité des gouttes.....</i>	20
I.5.1 <i>Propriétés absorbantes de l'éthanol et du méthanol.....</i>	21
I.5.2 <i>Emissivité des gouttes d'éthanol et de méthanol.....</i>	22
I.6 <i>Notion de température équivalente ou apparente.....</i>	24
I.7 <i>Choix de la bande spectrale de travail.....</i>	24
I.7.1 <i>Influence de l'émissivité de la goutte.....</i>	25
I.7.2 <i>Flux propre rayonné par la goutte.....</i>	26
I.7.3 <i>Influence du flux de fond ambiant</i>	27
I.7.4 <i>Le contraste thermique.....</i>	28
I.8 <i>Imagerie thermique et mesure IR de température.....</i>	29
I.8.1 <i>Uniformité de réponse dans le champ.....</i>	31
I.8.2 <i>Résolution spatiale.....</i>	31
I.8.3 <i>Résolution en température.....</i>	32

CHAPITRE II

Mesure de température dans un jet monodisperse	37
II.1 Introduction.....	37
II.2 Dispositif expérimental et choix des éléments du système.....	39
II.2.1 Génération de gouttes monodisperses.....	40
II.2.2 Description du dispositif optique.....	43
II.2.3 Mise en oeuvre du détecteur infrarouge.....	53
II.3 Analyse du signal IR.....	57
II.4 Principe de mesure : méthode de disparition du signal.....	57
II.5 Détermination automatique de la température apparente par détection synchrone.....	60
II.6 Résolution en température du système.....	67
II.6.1 DTEB théorique.....	67
II.6.2 DTEB expérimental.....	68
II.7 Température apparente et température absolue de la goutte.....	72
II.7.1 Bilan radiométrique de la scène thermique.....	72
II.7.2 Influence de l'émissivité sur la détermination de la température absolue.....	75
II.7.3 Calibration expérimentale.....	75
II.8 Exactitude et incertitudes : Maîtrise des grandeurs d'entrée.....	77

CHAPITRE III

Validation expérimentale de modèles d'évaporation de gouttes	79
III.1 Rappels sur la modélisation de l'évaporation d'une goutte en mouvement.....	79
III.1.1 Phénomène d'évaporation.....	80
III.1.2 Cas de la goutte isolée : modélisation de l'évaporation.....	80
III.1.3 Goutte en déplacement : équation du mouvement.....	83
III.1.4 Cas du jet monodisperse : interactions entre gouttes.....	84
III.1.5 Modélisation du jet. Influence des propriétés physiques.....	85
III.2 Simulation de l'évaporation dans le cas du jet monodisperse.....	87
III.3 Résultats.....	92
III.3.1 Evaporation d'une goutte de méthanol en interaction.....	92
III.3.2 Evaporation d'une goutte d'éthanol en interaction.....	95
III.3.3 Complémentarité de deux méthodes expérimentales et confrontation aux modèles.....	99

CHAPITRE IV

Mesure Infrarouge de température de goutte en combustion	101
IV.1 Introduction	101
IV.2 Inflammation du jet de goutte monodisperse : banc expérimental.....	102
IV.3 Faisabilité d'une mesure IR dans un jet de gouttes en combustion.....	104
IV.3.1 Température des gaz environnants.....	104
IV.4 Emission de la flamme dans le spectre infrarouge.....	106
IV.4.1 Rayonnement des différentes espèces présentes en fin de combustion.....	106
IV.4.2 Détermination du spectre de flamme : mesures.....	109
IV.4.3 Choix de la bande spectrale de travail : choix du filtre optique.....	116
IV.5 Allure et analyse du signal IR.....	116
IV.6 Résolution en température du système.....	117
IV.7 Résultats.....	119
IV.7.1 Influence du filament accroche-flamme.....	119
IV.7.2 Interprétation des mesures. Comparaison avec la Réfractométrie « arc en ciel ».....	120

CHAPITRE V

Etude de la mesure de température de goutte sur sa trajectoire.....	123
V.1 Position du problème.....	123
V.2 Restitution d'une image : Balayage spatial optomécanique et/ ou électronique de la scène thermique....	125
V.2.1 Monodétecteur associé à un balayage optomécanique bidimensionnel.....	125
V.2.2 Barrette de détecteurs associée à un balayage optomécanique monodimensionnel.....	127
V.2.3 Balayage électronique : utilisation d'une mosaïque de détecteurs.....	127
V.2.4 Remarques sur les différents types de balayage spatial.....	128
V.3 Algorithme de suivi de goutte à l'aide d'un capteur monoélément.....	129
V.4 Faisabilité d'une solution utilisant un détecteur multiéléments.....	134
V.4.1 Formulation du DTEB.....	134
V.4.2 Définition des paramètres.....	135
V.4.3 Expression du DTEB en fonction de la réponse en courant.....	136
V.4.4 Expression du DTEB en fonction de la détectivité spécifique.....	139
V.4.5 Mode de lecture, temps d'intégration et expression de la bande passante de détection.....	139
V.4.6 Influence des paramètres du DTEB sur l'aptitude à la mesure.....	141

<i>V.5 Evaluation du DTEB de trois différentes solutions.....</i>	<i>142</i>
<i> V.5.1 Evaluation du temps d'intégration.....</i>	<i>144</i>
<i> V.5.2 Evaluation du DTEB.....</i>	<i>146</i>
<i>V.6 Algorithmes de suivi et lecture de la matrice adaptés à la mesure de température de gouttes.....</i>	<i>148</i>
<i>V.7 Conclusion.....</i>	<i>154</i>
Conclusion	156
Bibliographie	159
Annexe 1 : Le rayonnement du corps noir.....	164
Annexe 2 : Grandeurs caractéristiques des détecteurs IR.....	167
Annexe 3 : Spécifications des éléments	177

Introduction

Introduction

a- Contexte de l'étude.

Les applications potentielles de l'imagerie thermique et de la mesure infrarouge sont nombreuses et couvrent des domaines très variés dès lors que l'on rappelle :

- que le domaine d'émission de la matière se situe dans le spectre infrarouge pour les températures communément rencontrées à la surface de la terre,
- que la mesure du rayonnement infrarouge émis par un corps procure une information plus ou moins riche sur ses propriétés émissives et sur la distribution spatiale et temporelle de sa température,
- que les détecteurs infrarouges actuels sont particulièrement performants et que leur souplesse de fonctionnement ne cesse de s'accroître.

Dans le cadre d'une collaboration entre le département d'électronique/optronique de l'ENSAE et le CERT/DERMES, les travaux exposés dans ce mémoire visent à répondre à une de ces applications. Cette étude s'inscrit dans un thème de recherche initié depuis quelques années au DERMES sur l'étude des écoulements internes dans les chambres de combustion. L'objectif précis de nos travaux est de concevoir un système optronique infrarouge appliqué à la mesure de la température de gouttes de carburant : en effet, dans de nombreux écoulements sièges de réactions chimiques, et en particulier dans les foyers de réacteurs, ainsi que dans les cylindres de moteur à explosion, le carburant est injecté en phase liquide dispersée sous forme d'un brouillard de gouttelettes. Durant le trajet du carburant dans la chambre de combustion, des transferts de chaleur et de masse entre les gouttes et leur environnement gazeux entrent en jeu et pilotent des phases

transitoires de mise en température et de vaporisation avant la phase de combustion. Les conditions d'injection du carburant auront une influence prépondérante sur les performances de foyers de moteurs : plages de stabilité, rendement de combustion, propreté du moteur. Dans le contexte actuel, l'enjeu que représente une meilleure connaissance des processus de base apparaît donc indispensable pour les motoristes en matière de rendement et de propreté.

Les recherches en cours portent notamment sur les différents phénomènes fondamentaux de mise en température et d'évaporation pilotant la combustion, pour lesquels la simulation numérique et l'approche expérimentale sont menées en parallèle. En effet, des mesures expérimentales s'avèrent indispensables pour fournir des conditions initiales aux modèles théoriques, afin de les rendre les plus prédictifs possibles. Dans ce but, de nombreux travaux expérimentaux faisant appel à la vidéo rapide, ou à des techniques laser ont pu être menés pour l'étude des taille, vitesse et de la trajectographie des gouttes.

En revanche, *la température de la goutte* durant la phase de mise en température qui s'avère un paramètre critique pour une modélisation complète du comportement de ces gouttes, reste très peu étudiée en raison des difficultés expérimentales rencontrées. Cette mesure est rendue très délicate par la nécessité de mettre en oeuvre des techniques non intrusives (i.e n'introduisant pas de modification du phénomène physique au cours de sa mesure) applicables à une goutte de petite taille, en mouvement rapide. Parmi ces méthodes, une approche qui n'a pas été envisagée jusqu'ici à notre connaissance, hormis les travaux initiés en 1990 au DERMES, est la mesure de température d'une goutte en mouvement, basée sur son émission thermique dans le spectre infrarouge (IR). Les travaux présentés dans ce mémoire visent à contribuer par cette technique à l'étude des processus de base que nous venons de décrire.

Il est bon de souligner ici que la mesure IR de température d'une goutte en mouvement sera particulièrement délicate, qu'elle peut difficilement être abordée à l'aide des caméras infrarouges disponibles sur le marché et qu'elle nécessite donc le développement d'un outil spécifique. En effet, il faut distinguer l'imagerie

thermique de la mesure par thermographie infrarouge. L'imagerie thermique est une technique très attrayante permettant de visualiser de manière performante des flux radiatifs surfaciques. Une caméra infrarouge restitue une image en fonction de la répartition de luminance IR sur un objet c'est à dire en fonction de sa distribution spatiale de température et d'émissivité. Cependant, dans la plupart des cas, l'information restituée n'est pas suffisamment fiable pour permettre d'en déduire la température du corps observé. Dans le cadre de nos travaux, il est indispensable d'assurer la maîtrise des différentes contraintes de la mesure dès lors qu'il s'agit de réaliser un outil de mesure de température.

Rappelons d'autre part qu'une chaîne radiométrique de mesure infrarouge est à considérer dans un ensemble comprenant la source de rayonnement à étudier, l'environnement dans lequel se trouve cette scène thermique, et le système de détection infrarouge proprement dit, composé des différentes parties : optique, électronique et traitement. Lorsque l'on appréhende la conception et la caractérisation d'un tel système, on passera nécessairement par une approche pluridisciplinaire comprenant des aspects thermique (caractérisation des transferts par rayonnement), diphasique (simulation du comportement de la goutte, analyse et interprétation des résultats) et enfin l'aspect optronique qui constitue une part importante de notre travail (définition de l'optique du système de mesure, optimisation de la détection IR et de l'acquisition du signal).

b- Cadre de la recherche et plan du mémoire.

Pour le DERMES, ces recherches doivent permettre la validation expérimentale de modèles théoriques destinés à simuler des processus fondamentaux d'évaporation et de combustion.

Or, les procédés de combustion réels dans les chambres de moteurs sont très complexes et mettent en oeuvre simultanément l'évaporation d'un brouillard de gouttes, des écoulements complexes autour des gouttes, des interactions entre les phases (liquide-vapeur) et entre les gouttes. De plus, les modèles théoriques

développés dans la littérature et au DERMES, ne permettent pour le moment que de résoudre des situations relativement simples (gouttes isolées etc).

Ainsi, les jets de gouttes issus d'injecteurs réels étant peu adaptés, il s'agit d'idéaliser les situations expérimentales afin de se consacrer à l'étude détaillée des processus de base d'évaporation et de combustion ; de fait, l'approche expérimentale se fera sur des cas d'injection très fondamentaux, comparés aux conditions d'injection réelles dans les chambres de combustion.

Ce manuscrit comporte cinq chapitres.

Une partie bibliographique recense les différentes techniques de mesure de température de gouttes. Une de ces techniques dite de « refractométrie arc-en ciel » est mise en oeuvre au laboratoire et fera l'objet d'une présentation plus détaillée. Les caractéristiques de la mesure infrarouge (IR) sont exposées, afin de la positionner par rapport aux autres techniques. La seconde partie du chapitre I est consacrée à l'étude des propriétés radiométriques de la goutte. Les contraintes de la mesure IR par rapport à l'imagerie sont soulignées. L'émissivité de gouttes de 200 microns de diamètre est calculée pour l'éthanol et le méthanol qui sont les liquides de simulation utilisés. Un facteur de mérite adapté à un système IR de mesure, la Différence de Température Equivalente au Bruit (DTEB), est formulé dans le cas de la mesure de température de goutte. La simulation du DTEB pour deux bandes spectrales a conduit au choix d'un système travaillant dans la bande 8 - 11 microns.

Afin de se pencher sur l'étude des phénomènes de base que sont l'évaporation et la combustion de gouttes, la conception d'un outil de mesure IR de température dans un jet de gouttes monodisperses (i.e mêmes conditions d'injection, même taille et même espacement entre gouttes) est décrite au chapitre II. Un tel jet, composé de gouttes ayant toutes la même « histoire », est stationnaire et permet de s'affranchir des contraintes du suivi sur la trajectoire des gouttes. Un soin particulier a été apporté au choix des parties optique et électronique du système. Un principe de

mesure basé sur une méthode de zéro est adopté, associé à une chaîne de détection synchrone. La caractérisation du système IR conclut ce chapitre.

Au cours du chapitre III, les résultats obtenus sont confrontés aux modèles théoriques d'évaporation de gouttes ainsi qu'à une autre technique expérimentale, la mesure par réfractométrie arc-en-ciel. L'ensemble des résultats présentés, la comparaison avec la simulation, les mesures complémentaires de la réfractométrie arc en ciel, montrent que la méthode de mesure infrarouge répond de façon satisfaisante à la mesure de température de surface de gouttes en évaporation.

La faisabilité de la mesure IR de température de gouttes dans un jet monodisperse en combustion est étudiée au chapitre IV. Même si la faisabilité d'une telle mesure paraît à priori improbable, elle n'a pas encore été démontrée ou infirmée par ailleurs ; le spectre de rayonnement de la flamme est mesuré et présente des fenêtres de transmission dans le spectre IR. Après limitation d'une bande de travail par filtrage optique, la faisabilité de la mesure IR à l'aide de ce système est vérifiée. Des mesures préliminaires de la température de gouttes en combustion au milieu d'une flamme sont présentées.

Enfin, au cours du chapitre V, il s'agit de réaliser une étude prospective du suivi et de la mesure simultanée de température de gouttes sur leur trajectoire, lorsque celles-ci sont injectées dans une veine d'essai du laboratoire. On montrera que la réalisation de cette mesure nécessite des détecteurs infrarouges multiéléments performants, qui n'ont pu être mis en oeuvre dans le cadre de cette étude. Les paramètres de la mosaïque photodéetectrice et du circuit de lecture sont pris en compte pour la simulation du DTEB. Une comparaison entre différentes solutions permet de conclure sur les caractéristiques optimales d'un détecteur matriciel satisfaisant à notre application.

Chapitre I

Mesure de température de gouttes :

étude bibliographique,

introduction à la mesure infrarouge.

De nombreuses techniques ont été développées pour l'étude des taille, vitesse et trajectoire des gouttes (vidéo rapide, techniques laser, etc.). La *température* qui s'avère un paramètre critique pour une modélisation complète du comportement de ces gouttes, reste très peu étudiée en raison des difficultés expérimentales rencontrées. En effet, cette mesure est rendue très délicate par la nécessité de mettre en oeuvre des techniques non intrusives applicables à un objet de petite taille, et transporté dans un écoulement réactif (combustion par exemple).

I.1 Mesure par thermocouple.

Charlesworth et al., Trommelen et al., Wong et al. [1,2,3] ont mesuré la température de gouttes suspendues à un microthermocouple (figure I.1). La mesure par thermocouple est bien connue : le principe, basé sur l'effet Seebeck, utilise deux conducteurs A et B formant entre eux deux jonctions aux températures T_A et T_B . Le thermocouple délivre une f.e.m qui dépend de la nature des conducteurs A et B et des températures T_A et T_B , l'une de ces deux températures étant généralement connue, sert de référence. L'avantage est que la mesure ne nécessite pas de circulation de courant dans le capteur ce qui n'introduit pas d'incertitude liée à l'auto-échauffement. La possibilité de réaliser des jonctions de petite taille (microthermocouples) permet des mesures ponctuelles, le coût réduit ainsi que la mise en oeuvre aisée expliquent le choix de cette technique pour les premières expérimentations sur des gouttes *immobiles*. Toutefois, la nécessité de suspendre la

goutte afin de déterminer sa température perturbe inévitablement la goutte et son environnement. Les transferts de chaleur dans et au voisinage de celle-ci s'en trouvent modifiés, ce qui rend difficile l'interprétation des résultats.

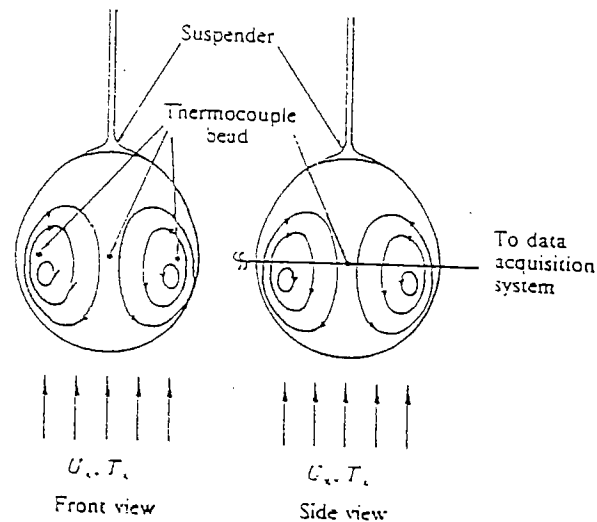


figure I.1 : Arrangement de microthermocouples pour la mesure de la température interne d'une goutte de 2mm de diamètre suspendue [3].

I.2 Méthodes non intrusives :

Les travaux plus récents se sont orientés vers des techniques non intrusives. Dans ce domaine, les techniques optiques recensées et détaillées par Mayinger [4] sont largement répandues. Deux techniques bien adaptées à la mesure de la température de gouttes seront décrites ici succinctement.

I.2.1 Méthode de mesure par Fluorescence Induite :

Une technique utilisant la fluorescence induite a été proposée par Murray et Melton [5] afin de mesurer le champ de température dans un brouillard de

carburant. Cette même technique, connue sous le nom de fluorescence exciplex ou thermométrie exciplex, a été mise en oeuvre pour la mesure de température de goutte en chute libre [6] (figure I.2), et pour étudier le champ de température à l'intérieur d'une goutte de décane [7]. La thermométrie exciplex requiert l'addition d'un dopant organique dans le liquide constituant la goutte. Le phénomène photophysique de la fluorescence exciplex peut être résumé par l'équation suivante :



Une molécule de base M (ou monomer) est excitée par absorption de lumière (U.V) pour former un premier radical à l'état excité M*. M* réagit avec une autre molécule de base G (qui peut être M elle-même, ce qui est le cas dans notre application) pour former un exciplex E* (excited state complex, appelé aussi excimer si G=M). Le ratio entre l'intensité d'émission de l'exciplex et l'intensité d'émission du monomer (dont les spectres, présentés en figure I.2, sont décalés) est directement dépendant de la température et sert de base à la mesure de température des gouttes.

La résolution en température annoncée à la suite de ces travaux est de l'ordre de 1°C. Deux difficultés, ou limitations, peuvent apparaître lors de l'exploitation de cette technique :

- Excepté une mise en oeuvre complexe, l'adjonction de dopant à l'intérieur de la goutte soulève quelques incertitudes lorsque l'on connaît l'influence importante des propriétés physiques du liquide sur le déroulement des processus d'évaporation et de combustion.

- Melton et Wells ont étudié la profondeur d'excitation de la lumière incidente. Celle-ci ne dépend pas de la taille de la goutte mais de la concentration du dopant. Il en ressort que pour une goutte de faible diamètre (<150microns) la température mesurée reflète une température moyenne dans la goutte, alors qu'elle s'apparentera à une température de surface pour de grosses tailles de gouttes (~1mm).

- Enfin, les mesures par fluorescence sont très perturbées en présence de molécules d'oxygène [6] qui annihilent l'émission de fluorescence des états excités M* et E*. Cette condition rendrait alors difficile l'utilisation de cette méthode pour des mesures en combustion.

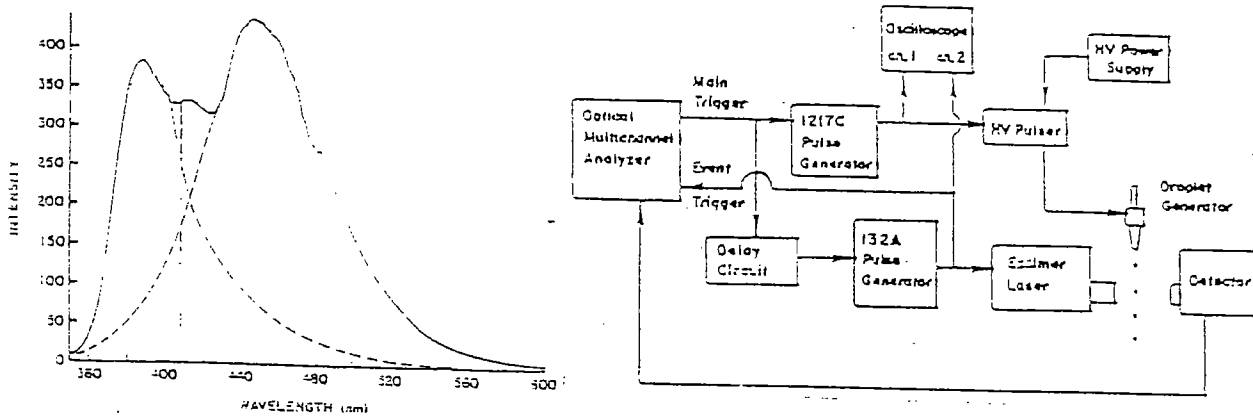


figure 1.2: Mesure de température de gouttes par fluorescence induite [6]:
banc expérimental et spectres d'émission de monomer et de l'excimer.

I.2.2 Techniques de mesure par méthodes optiques : Réfractométrie « arc en ciel » :

De très nombreux travaux sur les analyseurs de particules ont abouti au développement de techniques optiques basées sur la diffusion de la lumière par une sphère, décrite par la théorie de Mie-Lorentz. Citons les travaux de Roth et al.[8,9,10] qui utilisent la mesure de position du premier arc-en-ciel apparaissant lorsque la goutte est illuminée par un faisceau laser. On montre qu'il existe une relation liant l'indice de réfraction du liquide à la température de celui-ci, et ceci quasi-indépendamment du diamètre de la goutte. En déterminant la position de l'arc-en-ciel, on mesure l'indice de réfraction d'où l'on déduit la température de la goutte. Un banc de mesure utilisant cette technique de réfractométrie arc-en ciel est mis en oeuvre au DERMES, dans le cadre de travaux en cours [13]. Complémentaire de la mesure infrarouge, il offre la possibilité de confronter les résultats expérimentaux, et fera donc l'objet d'une présentation plus détaillée au paragraphe suivant. Enfin,

citons l'extension de cette technique à la mesure simultanée des taille, vitesse et température dans un brouillard de gouttes à la suite des travaux de Sankar et al.[11] qui ont intégré cette technique au sein d'un système d'analyse de particules à phase Doppler (figure I.3).

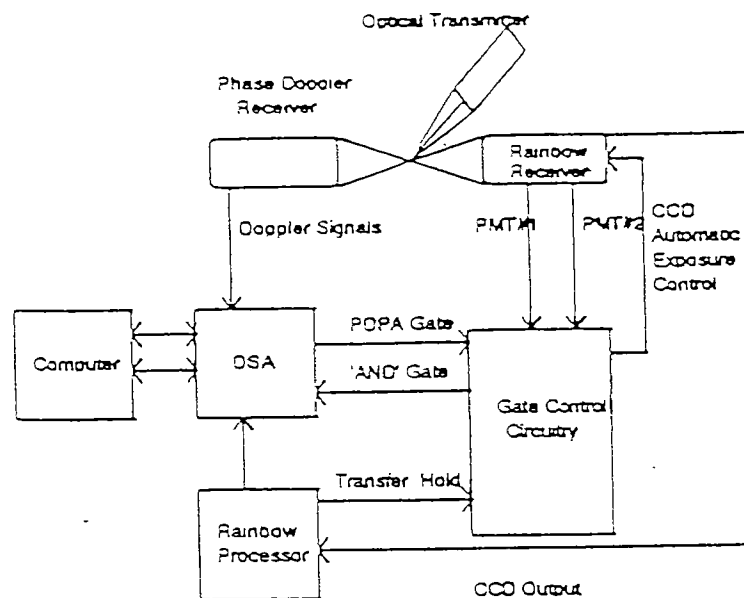


figure I.3: Système intégré : Analyseur Phase Doppler/Réfractomètre arc-en ciel [11].

a- Présentation du banc expérimental. Principe de mesure.

Ces techniques optiques, largement répandues pour la mesure de taille et vitesse, n'ont été que récemment étendues à la mesure de température de gouttes. Elles seront décrites ici dans le cas de l'étude d'un jet de gouttes monodisperses. Partant des résultats de Mie qui décrit la diffusion d'une onde plane par une particule sphérique homogène, on exploite en pratique la diffusion d'un faisceau laser incident sur la goutte (figure I.4). Celui-ci est soit réfléchi sur la surface de la goutte, soit subit n réfractions (pour un rayon d'ordre n) à l'intérieur de celle-ci avant d'être diffusé. Les variations du trajet optique et de l'angle de diffusion entre chacun de ces rayons sont fonctions des caractéristiques en taille, vitesse et température de la goutte (figure I.5).

La distribution de l'intensité lumineuse diffusée avec un angle de diffusion θ pour un angle de polarisation Φ dépend de l'indice complexe de réfraction du liquide et du paramètre de taille de Mie $\alpha = \pi \cdot d_g / \lambda$, où d_g est le diamètre de la goutte et λ la longueur d'onde du rayon incident. Pour un paramètre de taille $\alpha > 30$, la diffusion de la lumière peut être approximée à l'aide de l'optique géométrique (pour une source laser de longueur d'onde = 632.8nm en application au DERMES, cette condition est vérifiée pour des diamètres de gouttes supérieurs à 10 microns).

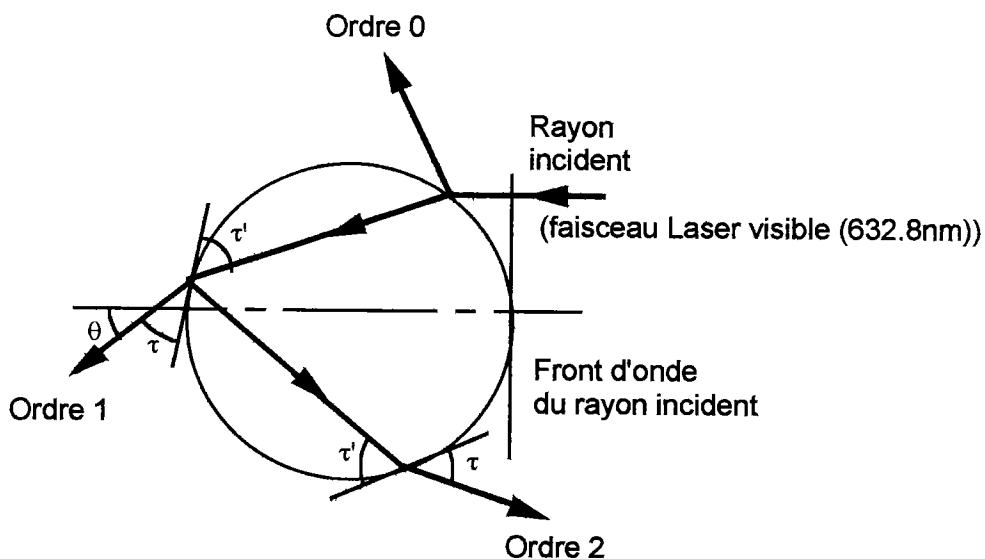


figure I.4 : diffusion par la goutte du rayon laser incident.

b- Mesure du diamètre des gouttes :

Le faisceau laser incident étant focalisé sur le jet de gouttes, la lumière laser est diffusée par la goutte et produit pour chaque goutte, en diffusion avant, un réseau d'interférences. Dans le cas d'un jet monodisperse, toutes les gouttes ont même diamètre et permettent d'obtenir un réseau stationnaire. La mesure du diamètre repose sur l'évaluation de l'interfrange de ce réseau d'interférences. L'évolution de l'interfrange en diffusion avant, pour des angles compris entre 20° et 80° fournit une mesure précise du diamètre des gouttes [12]. Pour ces valeurs d'angles, le réseau d'interférences est dû à la différence de marche entre les rayons

réfléchis (ordre 0) et les rayons réfractés d'ordre 1. L'interfrange est évaluée, en utilisant les règles de l'optique géométrique pour ces rayons, par la relation:

$$\frac{\Delta\theta_F \cdot d_g}{\lambda} = \frac{2}{\cos(\theta/2) + \frac{m \cdot \sin(\theta/2)}{\sqrt{1+m^2 - 2m \cdot \cos(\theta/2)}}$$

avec:

$\Delta\theta_F$	espacement angulaire de l'interfrange
m	partie réelle de l'indice de réfraction du liquide
λ	longueur d'onde de la lumière incidente
d_g	diamètre des gouttes
θ	angle d'observation

En pratique, les franges d'interférences observées pour $\theta=30^\circ$ sont collimatées sur une barrette CCD placée à une distance L du train de gouttes. L'interfrange I entre deux maxima d'intensité lumineuse correspond à $\Delta\theta_F = I/L$. On en déduit le diamètre de goutte:

$$d_g = \frac{2\lambda L}{I \left(\cos(\theta/2) + \frac{m \cdot \sin(\theta/2)}{\sqrt{1+m^2 - 2m \cdot \cos(\theta/2)}} \right)}$$

Les mesures effectuées ont permis d'obtenir une précision sur le diamètre inférieure à 1% sur le banc du DERMES [13].

c- Mesure de la vitesse :

La mesure de la vitesse exploite une des caractéristiques du jet monodisperse qui est l'espacement régulier des gouttes. Les gouttes agissent comme un réseau et jouent le rôle de fentes de Young. Une tranche laser, obtenue en plaçant deux lentilles cylindriques devant un second faisceau, éclaire ce « réseau » et génère des franges de Young sur une barrette CCD placée à distance L du jet. La mesure de l'interfrange I fournit alors l'espacement d entre les gouttes :

$$d = \frac{\lambda L}{I}$$

Une goutte étant produite à chaque période d'excitation de la céramique, on en déduit la vitesse :

$$V_g = S_g \cdot f$$

la précision sur la mesure de V_g sur le banc expérimental du DERMES est évaluée à moins de 2% [13].

d- Mesure de la température :

La mesure de température utilise de même la diffusion, par la goutte, d'un faisceau de lumière monochromatique. Cette mesure repose sur deux observations :

- pour les rayons d'ordre ≥ 2 , l'angle de diffusion arrière appelé angle d'arc en ciel est fonction de l'indice de réfraction, et ceci quasi-indépendamment du diamètre de la goutte.

- l'indice de réfraction du liquide constituant la goutte varie avec la température.

Le trajet d'un rayon lumineux interceptant la surface de la goutte avec un angle d'incidence τ est illustré par la figure I.4. A chaque interaction, la lumière est réfléchi et réfractée. La mesure de taille des gouttes utilise la différence de marche des rayons réfléchis (ordre 0) et des rayons d'ordre 1 qui quittent la goutte en diffusion avant. Pour les rayons d'ordre supérieur ou égal à 2, la partie réfractée du rayon émerge de la goutte avec un angle θ en diffusion arrière et la partie réfléchi demeure à l'intérieur de la goutte.

Plus généralement, pour le rayon d'ordre $(n+1)$, l'angle de diffusion arrière s'écrit $\theta = 2\tau - 2n\tau$. Pour τ variant de 0 à 90° , $\partial\theta/\partial\tau$ passe par un extremum. Cela signifie qu'il y a dans la direction définie par cet angle une accumulation de lumière que l'on qualifie « d'arc-en-ciel ». Cette appellation qui peut paraître impropre dans le cas d'une source incidente monochromatique correspond au phénomène analogue observé avec une source polychromatique : le dioptré formé par le changement de milieu à la surface de la goutte agit comme un prisme pour séparer les différentes longueurs d'onde. Dans notre application, l'arc en ciel est lui aussi

monochromatique : le premier arc en ciel est provoqué par le rayon d'ordre 2, le deuxième par le rayon d'ordre 3, etc. Pour les ordres supérieurs, des arcs en ciel sont aussi présents mais moins lumineux que le premier. C'est donc celui-ci qui sera observé. L'optique géométrique montre que l'angle d'arc en ciel est très peu dépendant du diamètre de la goutte. Il dépend donc uniquement de l'ordre et de l'indice de réfraction. L'indice de réfraction est lui-même fonction de la densité et donc de la température. Les variations de l'angle d'arc en ciel serviront alors de base à la mesure de l'évolution en température des gouttes.

Expérimentalement, l'angle d'arc en ciel est relevé sur une barrette CCD. Un étalonnage préalable est effectué par deux méthodes parallèles : en calibrant avec des espèces connues ou en utilisant les résultats de la théorie d'Airy-Walker [13,14]. La résolution en température du banc expérimental du DERMES est évaluée à $\pm 5^{\circ}\text{C}$ [13].

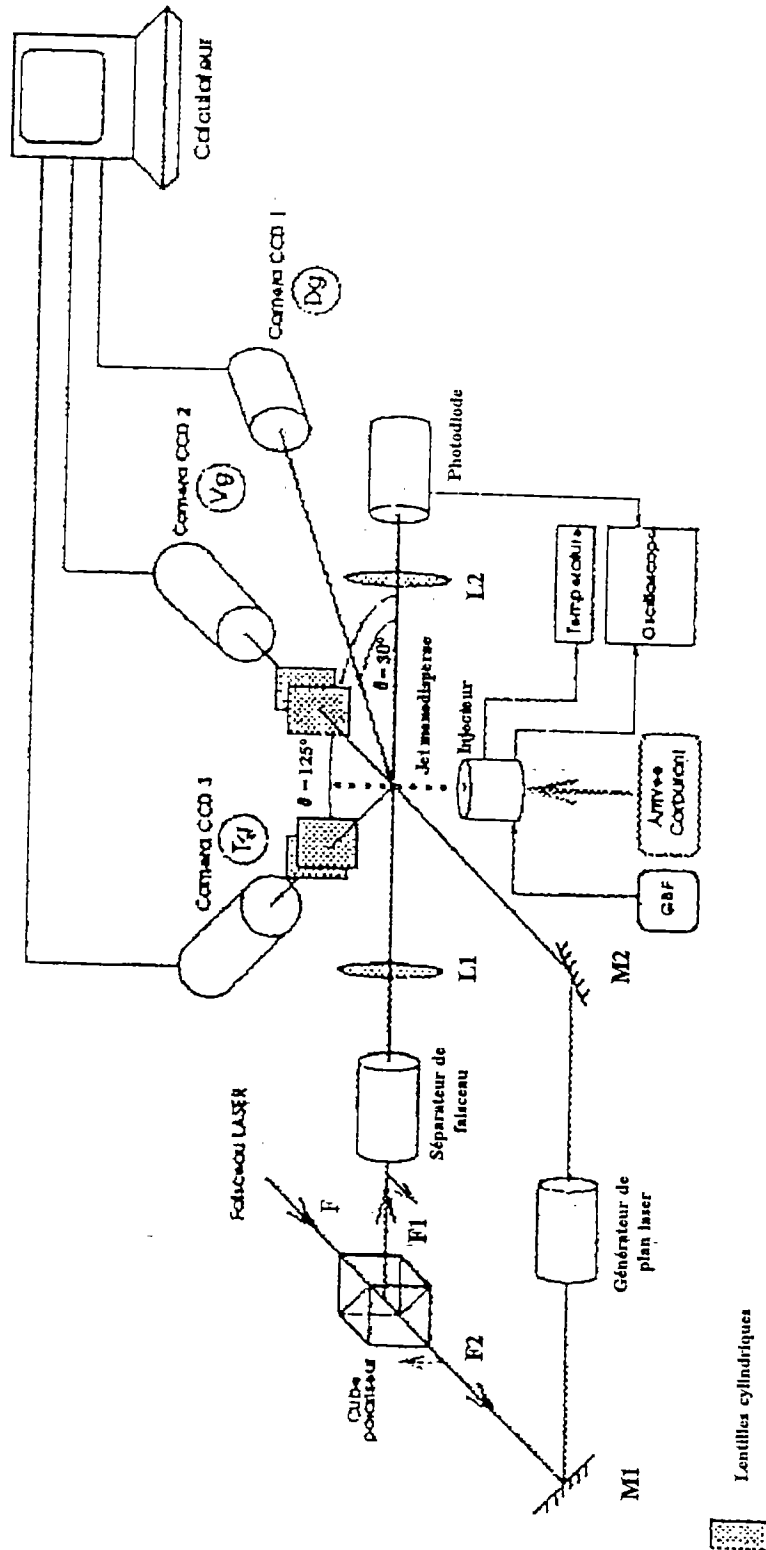


figure I.5 : Schéma du banc de mesure par méthodes optiques :
mesure des taille, vitesse et température de gouttes [13].

	Fluorescence induite	Réfractométrie « arc en ciel »	Rayonnement thermique dans le spectre Infrarouge
Nature de la mesure de température :	La température mesurée peut s'apparenter à une température de peau ou à une température moyenne suivant la concentration de dopant utilisée.	la température mesurée reflète un trajet moyen dans la goutte.	la mesure infrarouge n'est envisageable que si l'émissivité du corps étudié est élevée : de fait, on mesure une température de surface.
Mise en oeuvre :	La mise en oeuvre de chacune de ces méthodes est relativement délicate et d'un coût élevé.		
Remarques : (+/-)	<ul style="list-style-type: none"> - la trajectoire des gouttes doit être connue au préalable. - la méthode fait appel à plusieurs systèmes de mesure => la mise en oeuvre est très lourde. + les résultats annoncés donnent une résolution en température de l'ordre de 1°C. - la faisabilité de cette technique pour une mesure en combustion semble compromise. 	<ul style="list-style-type: none"> + Cette méthode est très précise pour la mesure de taille et vitesse (< 2%) - la trajectoire des gouttes doit être connue au préalable. - Son extension à la mesure de température est plus délicate. + elle est particulièrement adaptée à l'étude des phénomènes de combustion. + Le banc mis en oeuvre au laboratoire nous fournira une mesure complémentaire précieuse. 	<ul style="list-style-type: none"> A notre connaissance, cette technique présente un caractère original quant à la précision et la faisabilité de certaines mesures. - Le coût élevé des composants IR est pénalisant. + Le développement rapide de ces composants ouvre des perspectives intéressantes comme le suivi d'une ou plusieurs gouttes sur une trajectoire quelconque.

Tableau I.6 : Remarques sur les méthodes présentées.

I.3 Emission infrarouge :

En se positionnant par rapport aux différentes techniques de mesure existantes (tableau I.6), l'objet des travaux présentés dans ce mémoire est d'étudier la faisabilité et de développer une approche originale de mesure de température de gouttes en mouvement, à partir de leur émission naturelle dans le spectre infrarouge. Des travaux de pyrométrie bispectrale ont été menés par Hofmeister et al.[15], visant à mesurer la température de surface de gouttes de métal en fusion en chute libre. S'agissant de gouttes de carburant à température ambiante, les flux rayonnés sont bien moindres et posent un problème différent. Les travaux de Nana et al.[16,17] qui ont débuté cette recherche au DERMES, ont montré la faisabilité de cette mesure IR, avec une précision inférieure à 1°C sur une goutte de méthanol d'environ 1 mm de diamètre, suspendue à un thermocouple. Ces résultats seront rappelés au chapitre suivant. Cette mesure de température étant basée sur le rayonnement thermique de la goutte dans le spectre infrarouge, quelques notions relatives aux transferts par rayonnement qui ont trait à notre application sont rappelées succinctement. Un rappel de quelques définitions et lois relatives au rayonnement thermique est joint en Annexe 1.

I.4 Rappels relatifs aux transferts par rayonnement [Annexe 1]:

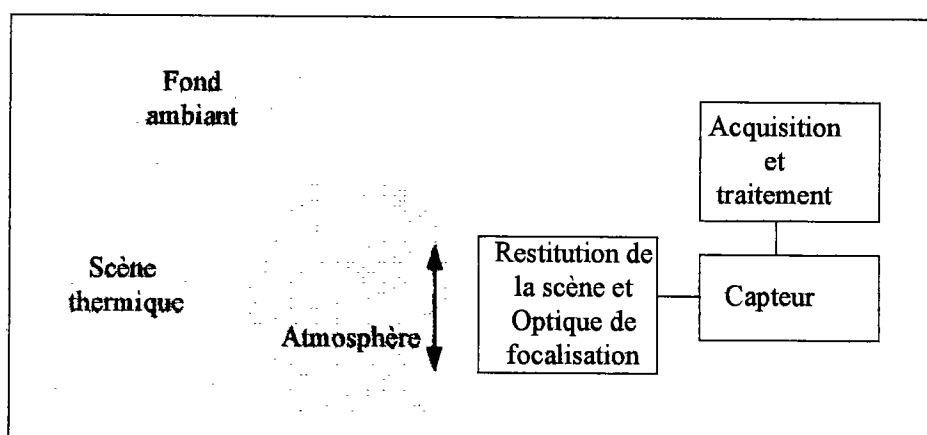


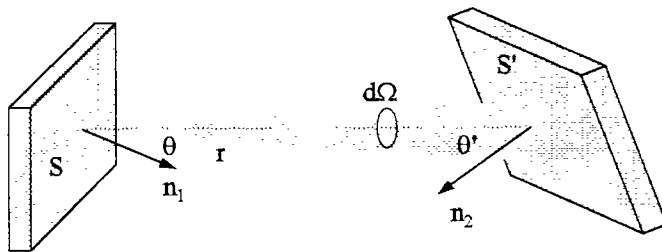
figure I.7 : Description générale d'un système de thermographie infrarouge.

I.4.1 Notion de Luminance.

Le flux émis par une source rayonnant dans tout l'espace est noté Φ exprimé en Watts. Lorsque l'on s'intéresse à une direction particulière de l'espace, l'aspect géométrique est introduit à l'aide de la notion d'angle solide $d\Omega$ (en stéradian) sous lequel on voit, depuis un point O une surface dS :

$$d\Omega = \frac{dS \cdot \cos\theta}{r^2} \quad \text{en (Sr)}$$

Le flux échangé entre deux surfaces dS et dS' à distance r est donné par la formule de Bouguer :



$$d^2\Phi = L \cdot dS \cdot \cos\theta \frac{dS' \cdot \cos\theta'}{r^2} = L \cdot dS \cdot d\Omega \cdot \cos\theta$$

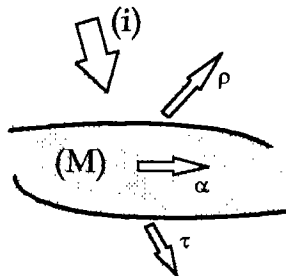
où L est la luminance qui caractérise l'émission et s'exprime en $W \cdot m^{-2} \cdot Sr^{-1}$. Dans le cas le plus général, la luminance dépend de la direction d'émission considérée, de la température, de l'état de surface du matériau et de la longueur d'onde. Un corps sera dit *lambertien* si sa luminance L ne dépend pas de la direction d'émission (émission isotrope). Un corps sera dit *gris* si sa luminance ne dépend pas de la longueur d'onde (par opposition à un corps sélectif).

I.4.2 Rappels sur le rayonnement du corps noir.

Pour le corps idéal, ou « corps noir », les lois d'émission en fonction de λ et T sont connues et décrites par la loi de Planck (et ses dérivées) [18, Annexe 1] :

$$L_{\text{cn}}(\lambda, T) = \frac{2\pi c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)} \quad [W \cdot m^{-3} \cdot Sr^{-1}]$$

Le corps noir est le corps de référence idéal qui, à toute température, absorbe toute radiation incidente, quelle que soit sa longueur d'onde ou son incidence. On voit de par sa définition qu'il se définit par opposition aux corps réels: en effet, si l'on considère un rayonnement (i) en interaction avec un matériau réel (M), on peut associer à ce matériau :



- un facteur de réflexion ρ tel qu'une partie ρ de ce rayonnement sera réfléchi ou diffusée, c'est à dire renvoyée dans le milieu environnant,
- une partie α sera absorbée c'est à dire transformée en énergie calorifique
- et enfin, la dernière partie τ sera transmise c'est à dire qu'elle traversera le matériau.

La conservation de l'énergie permet d'écrire: $\alpha + \tau + \rho = 1$, les facteurs ρ , α , τ ainsi définis étant des propriétés intrinsèques du matériau. Ils peuvent être dépendants de la longueur d'onde et directionnels. A partir de cette définition, un corps noir peut être décrit comme une source pour laquelle $\alpha = 1$ et $\tau = \rho = 0$ (absorbant et émetteur parfait). On introduira de même la notion de corps *opaque* lorsque celui-ci ne transmet pas tout ou partie du rayonnement incident: on a alors $\tau = 0$ et $\alpha = 1 - \rho$.

I.4.3 Luminance de la goutte, Notion d'émissivité.

La loi de Kirchoff établit notamment que les propriétés émissives monochromatiques des corps isotropes sont étroitement liées à leurs propriétés absorbantes: $\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda)$. Dans le cas le plus général, l'émissivité d'un matériau réel est alors définie par comparaison avec un corps noir, comme le rapport entre le flux émis par le matériau sur le flux émis par un corps noir à la même température.

$$\varepsilon(\lambda, \theta, T) = \frac{L(\lambda, \theta, T)}{L_{cn}(\lambda, \theta, T)}$$

- l'émissivité est donc une propriété intrinsèque au matériau que l'on écrit dans un cas général : $\varepsilon(\lambda, \theta, T)$
- elle est directionnelle,
- elle dépend de la longueur d'onde,
- de l'état de surface et de la température du matériau.

I.5 Calcul d'émissivité des gouttes.

Pour effectuer une mesure de température d'un corps à partir de son rayonnement thermique, il est indispensable de connaître son émissivité. Le calcul de l'énergie absorbée par une goutte de diamètre donné, soumis à un rayonnement infrarouge, sera effectué à partir de la théorie de Mie qui décrit la distribution de la lumière diffusée par des particules sphériques [19]. La distribution de la lumière diffusée par une goutte de diamètre d_g , pour un angle de diffusion θ , et un angle de polarisation Φ , dépend de l'indice de réfraction complexe de la particule $N = \tilde{m} + i\tilde{n}$ et du paramètre de Mie $\alpha = \pi \cdot d_g / \lambda$, λ étant la longueur d'onde de la lumière incidente :

- Pour $0 < \alpha < 30$, la distribution de la lumière présente beaucoup d'oscillations et les calculs doivent être effectués à partir de la théorie de Mie exacte.

- pour $\alpha > 30$ les oscillations deviennent plus régulières et s'amortissent et pour α tendant vers l'infini, la lumière diffusée peut être décrite par l'optique géométrique ce qui simplifie les procédures numériques.

En infrarouge, pour des gouttes supposées sphériques, de 200 microns de diamètre, l'optique géométrique n'est plus valable et l'émissivité des gouttes sera ici calculée à l'aide de la théorie de Mie.

I.5.1 Propriétés absorbantes de l'éthanol et du méthanol.

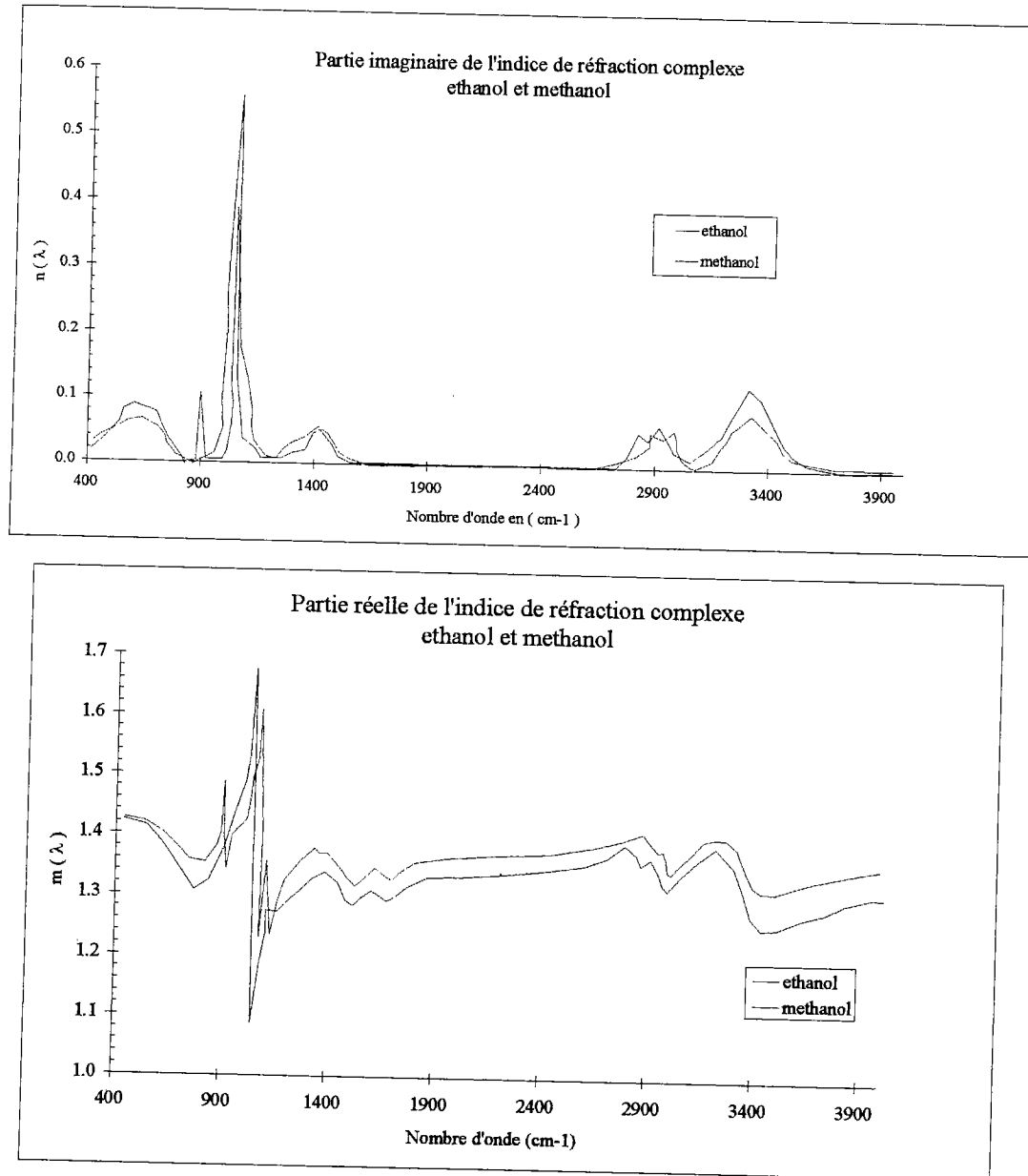


figure I.8 : indice de réfraction complexe : partie réelle et imaginaire [20].

La figure I.8 reprend les spectres de l'indice complexe de réfraction de l'éthanol et du méthanol [20], liquides qui sont utilisés lors de nos expérimentations. La partie imaginaire de l'indice rend plus particulièrement compte des propriétés absorbantes de l'onde incidente par le liquide [19] : lorsque la partie imaginaire est nulle à une longueur d'onde donnée, l'absorption (qui reflète l'émissivité d'après les lois de Kirchoff) sera nulle à cette même longueur d'onde.

I.5.2 Emissivité des gouttes d'éthanol et de méthanol.

Le calcul de l'énergie absorbée par une sphère de diamètre donné, décrite par la théorie de Mie dans ce cas, a fait l'objet d'une étude détaillée [16]. On présente uniquement en figure I.9 et I.10, la mise en oeuvre de ce calcul dans le cas de gouttes d'éthanol et de méthanol de 200 microns de diamètre.

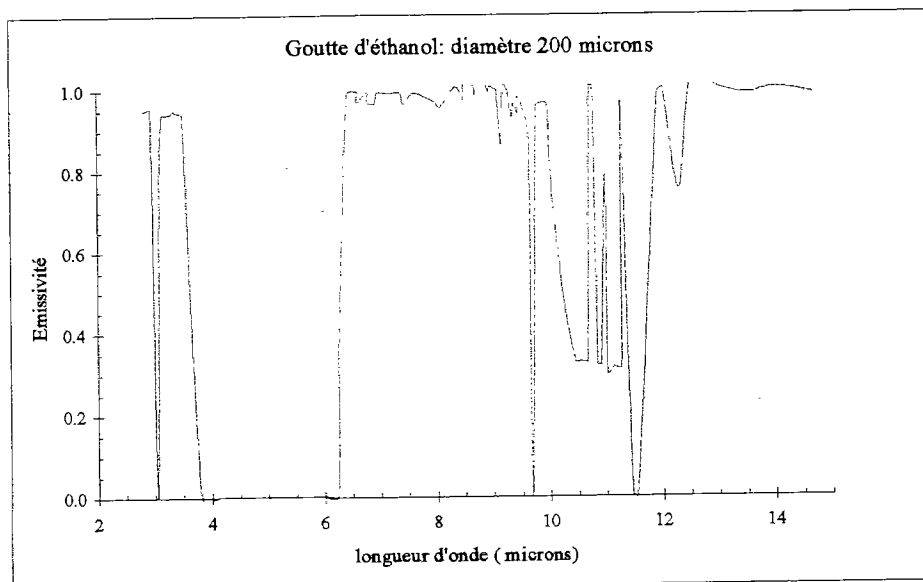


figure I.9 : Emissivité calculée d'une goutte d'éthanol.

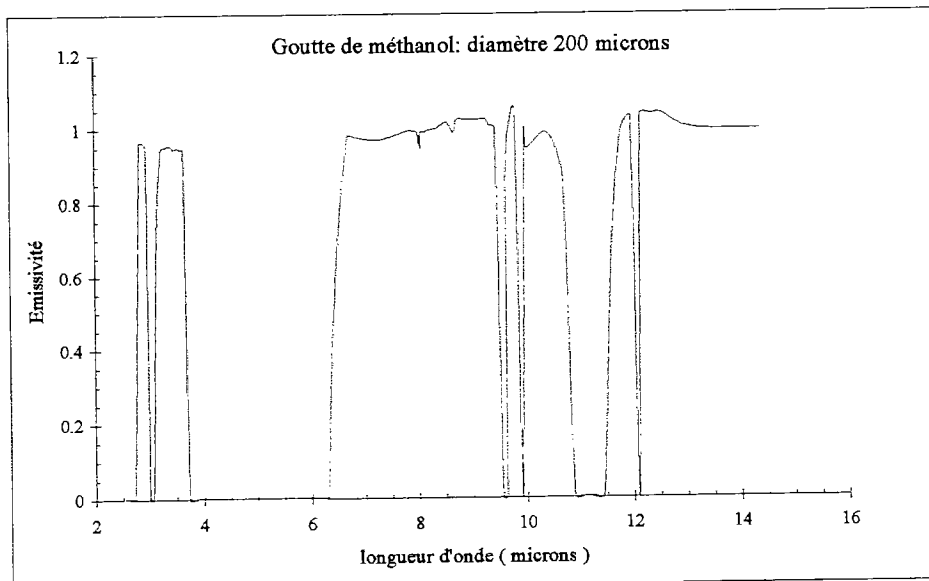


figure I.10 : Emissivité calculée d'une goutte de méthanol.

Ce calcul confirme que la goutte se comporte comme un corps sélectif avec toutefois de larges bandes spectrales présentant une émissivité proche de l'unité. Nous travaillerons sur l'émissivité calculée des gouttes, compte tenu des hypothèses suivantes.

- l'émissivité en fonction de la température reste constante sur la faible gamme de température que nous balayons ($10^{\circ}\text{C} < T_{\text{goutte}} < 70^{\circ}\text{C}$) : cette hypothèse nous amène à considérer une émissivité spectrale directionnelle : $\varepsilon(\lambda, \theta)$.

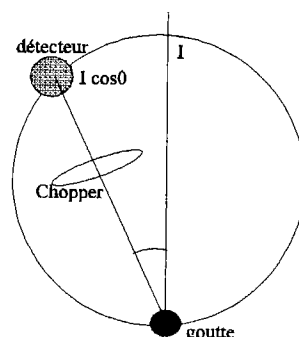
- la goutte est opaque sur un diamètre de 200 microns.

- la goutte est assimilée à un corps lambertien : l'angle d'incidence sous lequel on observera la goutte étant inférieur à 30° , nous considérerons que la goutte rayonne de façon isotrope sur cet espace et l'on peut alors écrire l'émissivité sous la forme : $\varepsilon(\lambda)$ donnée par les figures I.9 et I.10.

Remarques sur l'évaluation de l'émissivité :

Le calcul ci dessus donne une émissivité calculée en incidence normale. Il est bien évident qu'une mesure serait plus satisfaisante. Mais cette mesure est mal aisée dans le cas d'un corps sélectif tel qu'il apparaît d'après le calcul (figures I.9 et I.10) :

- *Remarques sur l'émissivité directionnelle* : si l'on admet que la goutte suit la loi de Lambert, l'indicatrice des vecteurs d'intensité énergétique, en un point P quelconque de sa surface est une sphère tangente à la surface au point P. Une mesure consisterait à relever l'intensité sur le détecteur balayant un cercle tangent à la goutte. On veut ainsi déterminer l'angle d'incidence pour lequel l'émissivité commence à chuter. Si l'on ne maîtrise pas parfaitement l'environnement, la manipulation sera inefficace ; elle suppose de plus de pouvoir maintenir la goutte parfaitement isolée.



- De nombreuses méthodes sont mises en oeuvre pour contourner les erreurs d'émissivité : on soulignera que les mesures multispectrales [21] sont un moyen performant de s'affranchir des erreurs d'émissivité lors de l'étude d'un corps gris. Appliquée à des gouttes qui sont très sélectives, cette méthode est source d'importantes erreurs.

I.6 Notion de température équivalente ou apparente.

Par définition, de tous les corps, le corps noir émet, à température égale, le plus d'énergie rayonnante, dans toutes les parties du spectre. Nous avons défini l'émissivité comme le rapport entre le flux émis par la goutte sur le flux émis par un CN à la même température. Une autre manière de prendre en compte les différences de luminance entre corps idéal et corps réel consiste à définir une *Température équivalente (ou apparente)* T_{eq} : on la définira comme la température à laquelle il faut porter le corps noir afin qu'il présente la même luminance que la goutte, à la même longueur d'onde :

$$L(\lambda, T_{goutte}) = L_{cn}(\lambda, T_{eq}), \text{ avec par définition : } T_{eq} \leq T_{goutte}$$

I.7 Choix de la bande spectrale de travail.

Parmi les différents types de détecteurs [22], nous ne nous intéresserons dans le cadre de ce mémoire qu'aux détecteurs quantiques qui, en raison de leur temps de réponse et de leur sensibilité, sont les seuls capables de satisfaire à notre application. Ces détecteurs, habituellement conçus pour travailler dans les deux fenêtres de transmission atmosphériques : 2.5 - 7 microns pour les ondes courtes (IR moyen) et 8-14 microns pour les ondes longues (IR lointain), utilisent le plus communément les matériaux IR suivants :

Matériau photodétecteur	Réponse spectrale du détecteur
Silicure de Platine (PtSi)	1 - 5.5 microns
Tellurure de Mercure et de Cadmium (Hg _{1-x} Cd _x Te)	ajustable jusqu'à 30 microns suivant la fraction molaire x de Cd.
Antimoniure d'indium (InSb)	3 - 5 microns

Tableau I.11 : Matériaux photodétecteurs et bande spectrale de travail.

Un préalable à la conception du système IR est de choisir la bande spectrale de travail parmi les deux bandes spectrales, correspondant approximativement aux bandes de transmission atmosphérique, utilisées en infrarouge. En s'attardant sur le choix de la bande spectrale :

- on aborde la plupart des problèmes sur lesquels il nous faut se pencher si l'on veut optimiser la mesure.
- on facilite la conception et le choix des éléments d'un système IR.

En effet, ce choix va dépendre de la nature de l'objet étudié, de sa température, de l'environnement (fond, transmission atmosphérique), du détecteur utilisé, de l'application (exemple : mesures en combustion). Les paramètres intervenant dans ce choix peuvent être regroupés comme suit :

I.7.1 Influence de l'émissivité de la goutte

L'évaluation de l'émissivité du matériau à étudier est un préalable à toute mesure infrarouge de température. Celle-ci détermine la faisabilité de la mesure qui sera difficilement envisageable si l'émissivité est faible : une émissivité faible va produire deux limitations sur la mesure :

- elle va tout d'abord se traduire par un moindre signal rayonné par l'objet à une température donnée. Nous verrons que cet aspect n'est pas le plus contraignant compte tenu des performances des détecteurs quantiques actuels.

- l'aspect problématique concerne la part de flux issu de l'objet qui correspond à la réflexion de l'environnement sur cet objet. En d'autres termes, si l'objet réfléchit (ou transmet) de façon importante dans la bande spectrale considérée, il sera difficile

de distinguer le flux propre de l'objet, représentatif de sa température, du flux parasite dû aux réflexions (ou transmission) de l'environnement sur cet objet.

On gardera à l'esprit la source d'erreur qu'induit une mauvaise évaluation de l'émissivité, lors de la mesure d'une température absolue.

I.7.2 Flux propre rayonné par la goutte :

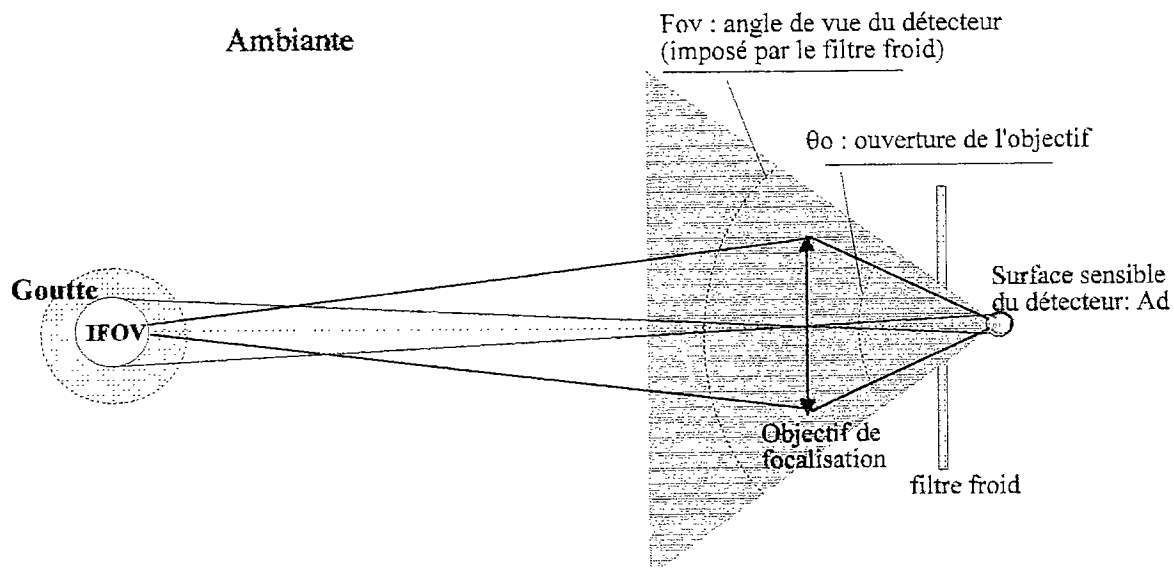


figure I.12 : Champs de vue du détecteur.

En adoptant les notations de la figure I.12, , on écrit :

$$Flux_propre_{goutte} = Ad \cdot \Omega \int_{\Delta\lambda} \varepsilon(\lambda) \tau(\lambda) L_{cn}(\lambda, T_{goutte}) d\lambda$$

avec : Ω l'angle solide correspondant à l'angle de vue θ_0 ,

$\Delta\lambda$ la bande spectrale de travail,

$\tau(\lambda)$ la transmission de l'environnement et de l'optique,

$\varepsilon(\lambda)$ l'émissivité de goutte calculée en §I.5.2.

et le flux total qui provient de la goutte en tenant compte des réflexions du fond :

$$Flux_total_{goutte} = Ad \cdot \Omega \left[\int \varepsilon(\lambda) \tau(\lambda) L_{cn}(\lambda, T_{goutte}) d\lambda + \int (1 - \varepsilon(\lambda)) \tau(\lambda) \cdot L_{cn}(\lambda, T_{fond}) d\lambda \right]$$

Pour les températures proches de l'ambiante, on sait, de par la loi de déplacement de Wien, que le maximum de flux rayonné se situe dans la bande ondes longues. La luminance de la goutte, $L_{\Delta\lambda, T_g} = \int_{\Delta\lambda} \varepsilon(\lambda) \cdot L_{cn}(\lambda, T_{goutte}) d\lambda$, calculée en figure I.13 pour différentes températures de la goutte, rend compte, aux émissivités près, de la loi de Wien.

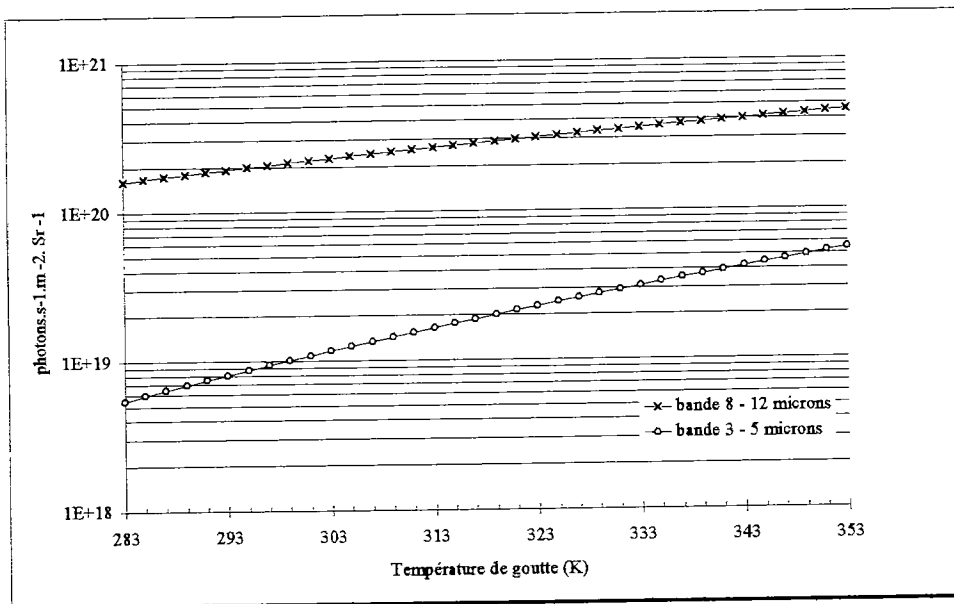


figure I.13 : Luminance d'une goutte de méthanol (avec $\varepsilon_g(\lambda)$ en figure I.10).

I.7.3 Influence du flux de fond ambiant .

Une des caractéristiques majeures de la mesure en IR par rapport au visible est l'influence du fond ambiant et le très faible contraste entre la scène et le fond pour des objets dont la température est voisine de l'ambiante. L'influence du flux de fond par rapport au flux propre de la goutte peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{\text{Flux}_{\text{fond}}}{\text{Flux}_{\text{goutte}}} = \frac{(1 - \varepsilon) L_{cn}(\lambda, T_{\text{fond}})}{\varepsilon \cdot L_{cn}(\lambda, T_{\text{goutte}})}$$

Ce calcul, présenté en figure I.14 pour les ondes longues et courtes, vérifie un résultat de la loi de Planck qui prévoit que ce rayonnement sera plus gênant dans la

bande 8-12 microns que dans la bande 3-5 microns, pour les températures de goutte que l'on observe ($10^{\circ}\text{C} < T_{\text{goutte}} < 70^{\circ}\text{C}$). Ce raisonnement peut être extrapolé vers des très courtes longueurs d'onde, c'est à dire le visible, où l'influence de l'ambiante devient très faible.

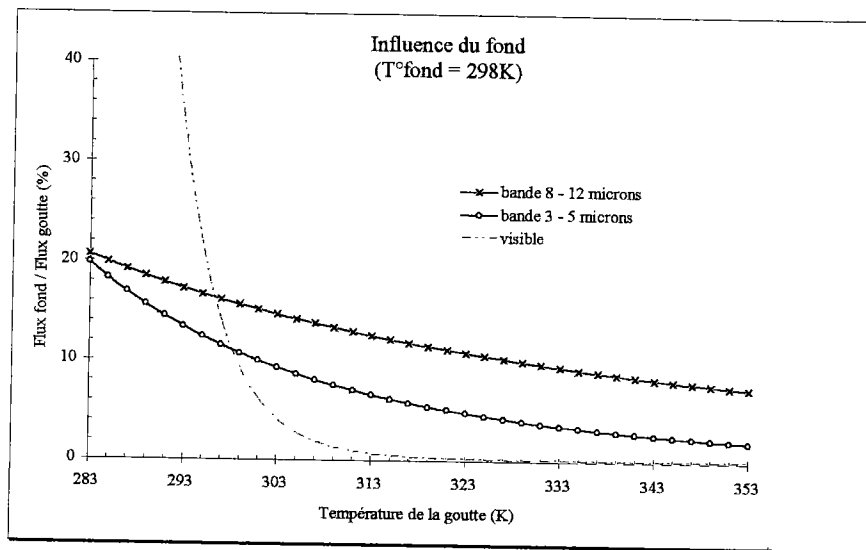


figure I.14 : Influence du fond.

I.7.4 Le contraste thermique.

Il traduit la capacité à distinguer deux objets de température ou d'émissivité différentes (ou plus généralement un objet de son fond) : si l'on considère deux objets, à température T_1 et T_2 voisines de 300K, observés dans la bande $\Delta\lambda$, le

contraste dans cette bande est défini par :
$$C_{\Delta\lambda} = \frac{L_{\Delta\lambda}(T_1) - L_{\Delta\lambda}(T_2)}{L_{\Delta\lambda}(T_1) + L_{\Delta\lambda}(T_2)}$$
 . Ce calcul

fréquemment rencontré dans la littérature rappelle que la sensibilité thermique différentielle est plus importante dans la bande 3-5 microns que dans le 8-12 microns. Il a été extrapolé au domaine visible afin de souligner le faible contraste d'une scène IR.

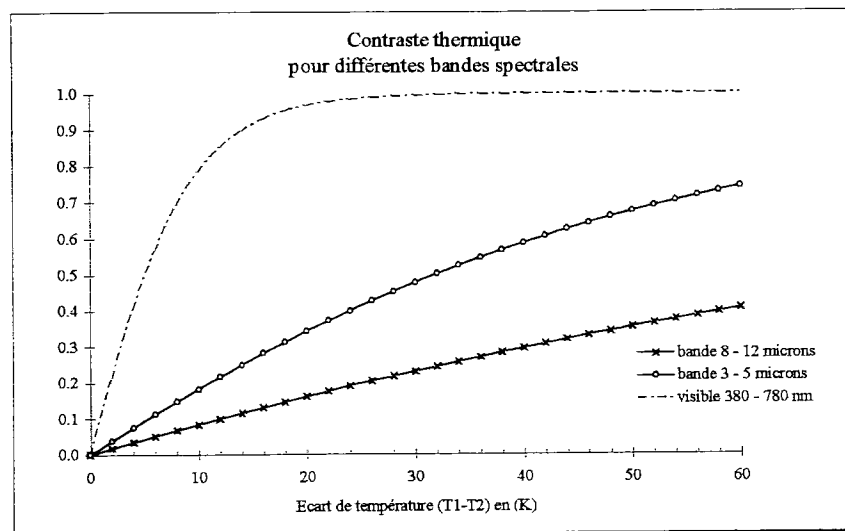


figure I.15 : Contraste thermique.

Toutes ces considérations radiométriques ne font que vérifier, dans le cas particulier de la goutte, quelques résultats de la loi de Planck et de ses corollaires. Elles ne permettent pas de conclure quant au choix de la bande spectrale. En effet, elles ne tiennent pas compte notamment de l'optique du système IR et des caractéristiques du détecteur. On rappelle en annexe 2 les définitions de quelques grandeurs caractéristiques des détecteurs qui vont nous permettre d'évaluer un facteur de mérite adapté à la caractérisation d'un système IR de mesure.

I.8 Imagerie thermique et mesure IR de température.

Il apparaîtra tout au long de notre étude que la conception d'un imageur thermique et d'un système de mesure impose des contraintes bien souvent contradictoires. Un système de mesure doit permettre, par détection du rayonnement infrarouge, de quantifier les flux reçus et de remonter à l'information *Température*. Au contraire, l'imageur thermique doit restituer l'image la plus contrastée possible de la scène thermique, contenant seulement une information qualitative sur les flux émis. La mesure impose une contrainte supplémentaire par rapport à l'imagerie. Un bon système de mesure par thermographie IR est capable de fournir une bonne image thermique de la scène analysée. La réciproque n'est pas vraie. La mesure de température n'est pas toujours possible à partir d'une image thermique, même de bonne qualité (par exemple : nécessité de quantifier les flux, de

connaître les propriétés radiatives des surfaces observées, de contrôler les dérives du système etc.). Il est possible, au travers des questions suivantes, d'aborder intuitivement quelques uns des facteurs susceptibles d'affecter la mesure de température.

- De quelle manière la mesure diffère -t- elle si le système travaille dans la BC (3-5 microns) ou dans la BL (8-12 microns) ?
- Comment l'émissivité affecte -t- elle la mesure ?
- Comment minimiser le rayonnement parasite ne provenant pas de l'objet ?
- Comment assurer la stabilité du système: spatiale, temporelle, et au regard de la température ambiante ?
- Quelles sont les précautions à prendre pour la mesure d'objets de petite taille?

Ainsi, entre image et mesure, le *compromis* nécessaire a amené la formulation de facteurs de mérite qui seront, soit représentatifs des qualités d'un imageur, soit, ce qui est notre cas, qui caractériseront un système IR de mesure. Ceux-ci sont présentés dans le tableau I.16 et définis dans les paragraphes suivants.

	Imagerie thermique	Mesure thermique IR
Résolution spatiale	FTM (Fonction de Transfert de Modulation)	FRF (Fonction de Réponse à une Fente)
Résolution thermique	MRTD (Minimum Resolvable Temperature Difference)	DTEB (Différence de Température Equivalente au Bruit)
	Uniformité de réponse dans le champ	Uniformité de réponse dans le champ

Tableau I.16 : imagerie et mesure : facteurs de mérite adaptés.

I.8.1 Uniformité de réponse dans le champ.

C'est la caractéristique la plus naturelle que l'on attend du système : celui-ci doit restituer un thermosignal constant d'un objet, quelque soit sa position dans le champ d'analyse. La non-uniformité dans le champ provient principalement :

- de problèmes optiques : aberrations, vignettage, défocalisation ou non-linéarités dues aux miroirs lors d'un balayage mécanique.
- de l'inhomogénéité de réponse entre les différents pixels lors de l'utilisation d'une mosaïque de photoéléments (fixed pattern noise).

I.8.2 Résolution spatiale.

Le système idéal doit permettre de mesurer la même température quelle que soit la taille de l'objet observé. Cette remarque prend toute sa valeur lorsque l'on observe des objets de petite taille tels que les gouttes.

Si, lorsque l'on observe la goutte, l'image de celle-ci dans le plan du détecteur est inférieure à la taille du détecteur, le système mesure un flux moyen entre la contribution propre à la goutte et le flux de fond. Toute calibration du système s'avère alors très hasardeuse et généralement fautive. Le champ de vue élémentaire du système (IFOV pour Instantaneous Field Of View), en tenant compte des aberrations optiques, doit ainsi être de taille inférieure à la goutte afin de ne pas affecter la mesure ($D_{\text{IFOV}} < d_g$).

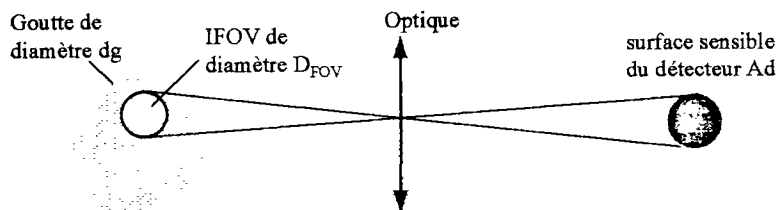


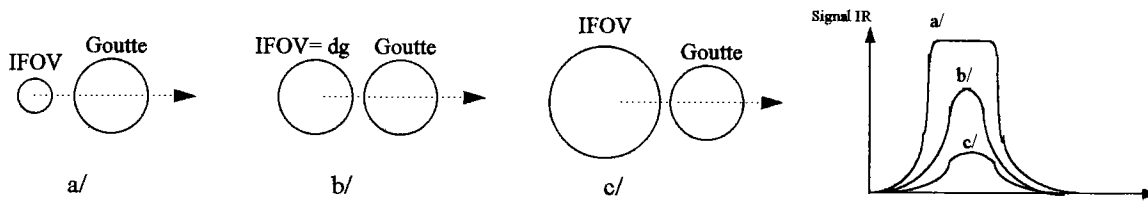
figure I.17 : Résolution de la goutte par l'IFOV.

Nous garderons donc à l'esprit qu'il est impératif pour un système de mesure de résoudre spatialement l'objet à mesurer. Pour un imageur, il est bien entendu

important de caractériser complètement la résolution spatiale qui s'exprime alors en termes de taux de modulation. On mesure la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) en formant l'image par le système IR d'une mire contenant une succession de fentes, espacées avec un pas régulier, placées devant une source fortement rayonnante. Si l'on note S_{\max} , le signal relevé dans la partie rayonnante de la mire, et S_{\min} , le signal dans la partie à faible flux, la FTM est définie par :

$$FTM = (S_{\max} - S_{\min}) / (S_{\max} + S_{\min})$$
. La FTM est enregistrée pour diverses fréquences spatiales. Une FTM de 100% correspond à une résolution maximum de la fréquence spatiale considérée.

Pour une application de mesure où l'on est moins porté sur la restitution des fréquences spatiales élevées, ce taux de modulation peut être évalué en mesurant la Fonction de Réponse à une Fente (ou SRF pour Slit Response Function). Dans notre application, l'idéal est d'observer la convolution entre deux disques représentatifs de l'IFOV et de la goutte, seul le cas (a) étant adapté à la mesure de température.



I.8.3 Résolution en température.

C'est la caractéristique du système qui nous intéresse en premier lieu. La résolution en température du système sera évaluée au travers du DTEB : *Différence de Température Equivalente au Bruit*. Dans un premier temps, l'objectif d'un tel facteur de mérite est d'aider au choix des éléments lors de la conception du système. Alors que la prise en compte des caractéristiques de la scène thermique (température, émissivité, flux rayonnés) ne suffisait pas à la détermination de ce choix, la formulation du DTEB inclut les propriétés de l'environnement (transmission atmosphérique, température ambiante), le choix de l'optique (transmission, ouverture) et surtout des performances du capteur IR. Pour formaliser le comportement de ce dernier, il est nécessaire de connaître tous les paramètres du système : réponse en fonction de la puissance incidente, angle de vue, polarisation,

bruits du détecteur en fonction de la fréquence, etc. Toutes ces grandeurs caractéristiques sont rappelées en annexe 2.

Le DTEB est défini comme l'écart de température équivalente, entre un objet résolu et son environnement, qui produit en sortie du système, un rapport signal sur bruit unité. Il s'exprime donc en Kelvins.

a- Formulation du DTEB.

En se reportant aux notations de la figure I.12 et à l'aide des grandeurs définies en annexe 2, exprimons le signal issu de l'objet et arrivant sur le détecteur :

$$dI_{signal} = R(\lambda) \cdot d\Phi(\lambda) \text{ avec } R(\lambda) \text{ réponse en courant du détecteur (A/W)}$$

$$dI_{signal} = R(\lambda) \cdot Ad \cdot \Omega_o \cdot \epsilon(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot L(\lambda, T) \cdot d\lambda$$

d'où :

$$I_{signal} = Ad \cdot \Omega_o \cdot \int_{\Delta\lambda} R(\lambda) \epsilon(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot L(\lambda, T_{obj}) \cdot d\lambda$$

Une variation de la température de l'objet (i.e la goutte) ΔT , donne en sortie une variation de signal :

$$\Delta I_{signal} = \left(\frac{\delta I}{\delta T} \right) \cdot \Delta T = Ad \cdot \Omega_o \cdot \Delta T \cdot \int_{\Delta\lambda} R(\lambda) \epsilon(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot \frac{\delta}{\delta T} (L(\lambda, T_{obj})) \cdot d\lambda$$

or, par définition, la Puissance Equivalente au Bruit (ou NEP) peut être exprimée

sous la forme :

$$R(\lambda) = \frac{I_{signal}}{\Phi(\lambda)} = \frac{I_{bruit}}{NEP(\lambda)}$$

on écrit alors :

$$\frac{\Delta I}{I_{bruit}} = Ad \cdot \Omega_o \cdot \Delta T \cdot \int_{\Delta\lambda} \epsilon_s(\lambda) \cdot \frac{1}{NEP(\lambda)} \cdot \tau(\lambda) \cdot \frac{\delta}{\delta T} (L(\lambda, T_{obj})) \cdot d\lambda$$

Le DTEB est égal au ΔT donnant un rapport signal sur bruit unité, Exprimé sous cette forme,

$$DTEB = \frac{\Delta T}{\left(\frac{Signal}{Bruit}\right)} = \frac{\Delta T}{\left(\frac{\Delta I}{I_{bruit}}\right)}$$

soit, $\Delta T = DTEB = \frac{1}{Ad \cdot \Omega_p \cdot \int_{\Delta\lambda} \varepsilon(\lambda) \cdot \frac{1}{NEP(\lambda)} \cdot \tau(\lambda) \cdot \frac{\delta}{\delta T} (L(\lambda, T_{obj})) \cdot d\lambda}$

La Puissance Equivalente au Bruit (NEP) s'écrit : $\frac{1}{NEP(\lambda)} = \frac{D_{exp}^*(\lambda)}{\sqrt{Ad} \cdot \sqrt{\Delta f}}$

où D_{exp}^* (θ_d , T_{fond}) est la détectivité spécifique mesurée par le constructeur, ramenée à des conditions expérimentales comparables (même température de fond ambiant et même angle de vue θ_d du détecteur) [annexe 2].

- l'angle solide Ω_p s'exprime en fonction du demi-angle de vue du système θ :

$$Ad \cdot \Omega_p = \pi \cdot Ad \cdot \sin^2 \theta$$

d'où :

$$DTEB[K] = \frac{\sqrt{\Delta f}}{\pi \cdot \sqrt{Ad} \cdot \sin^2 \theta \cdot \int_{\Delta\lambda} \varepsilon_{goutte}(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot D_{exp}^*(\lambda) \cdot \frac{\delta}{\delta T} (L(\lambda, T_{goutte})) \cdot d\lambda}$$

Rappelons que le DTEB correspond à un signal égal à la tension efficace de bruit en sortie du détecteur. De plus, il ne tient pas compte du bruit des éléments (amplification, filtrage, numérisation) situés en aval du détecteur (que l'on prendra en compte, au §II.6.2). Il ne correspond donc pas au plus petit écart de température qui sera exploitable au niveau de la mesure. Toutefois, sa formulation reste un outil précieux lors de la conception et du choix des éléments constituant un système IR.

b- Comparaison des bandes spectrales.

Le DTEB a été simulé, dans le cas de la goutte, pour les deux bandes spectrales 3 - 5 microns et 8 - 12 microns, en calculant le facteur de mérite $\gamma(\lambda, T)$ défini ci-dessous à l'aide des détectivités idéales (BLIP). En effet, les détecteurs quantiques actuels sont très proches des détecteurs parfaits : ils travaillent généralement proches de la condition BLIP (Background Limited Infrared Photodetector) : c'est à dire que la limitation ne vient pas des performances de l'ensemble détecteur-préamplificateur mais de la fluctuation du nombre de photons arrivant sur ce détecteur [Annexe 2].

On écrira donc :

$$DTEB = \frac{\sqrt{Df}}{\pi \sqrt{Ad} \sin^2 \theta_0} \cdot \frac{1}{\gamma(\lambda, T)}$$

$$\text{avec } \gamma(\lambda, T) = \int_{\Delta\lambda} \varepsilon_{\text{goutte}}(\lambda) \cdot D_{\text{BLIP}}^*(\lambda) \cdot \frac{\partial}{\partial T} \left(L(\lambda, T_{\text{goutte}}) \right) \cdot d\lambda$$

Les résultats du calcul présentés en figure I.18 concluent à un DTEB plus faible dans la bande 8 - 12 microns, dû principalement au caractère très sélectif des gouttes dans la gamme 3 - 5 microns.

Ainsi, la formulation du DTEB permet d'orienter le choix des éléments du système vers :

- un détecteur travaillant dans la bande ondes longues avec une longueur d'onde de coupure proche de 11 microns, longueur d'onde à partir de laquelle l'émissivité des gouttes se dégrade,
- une optique très ouverte afin d'optimiser le flux de signal rayonné (optimisation de $\sin\theta_0$),
- une surface sensible Ad du détecteur qui soit la plus étendue possible, tout en résolvant la goutte au travers de l'optique (aberrations etc.),
- une bande passante électronique Δf faible de sorte à minimiser les contributions de bruit.

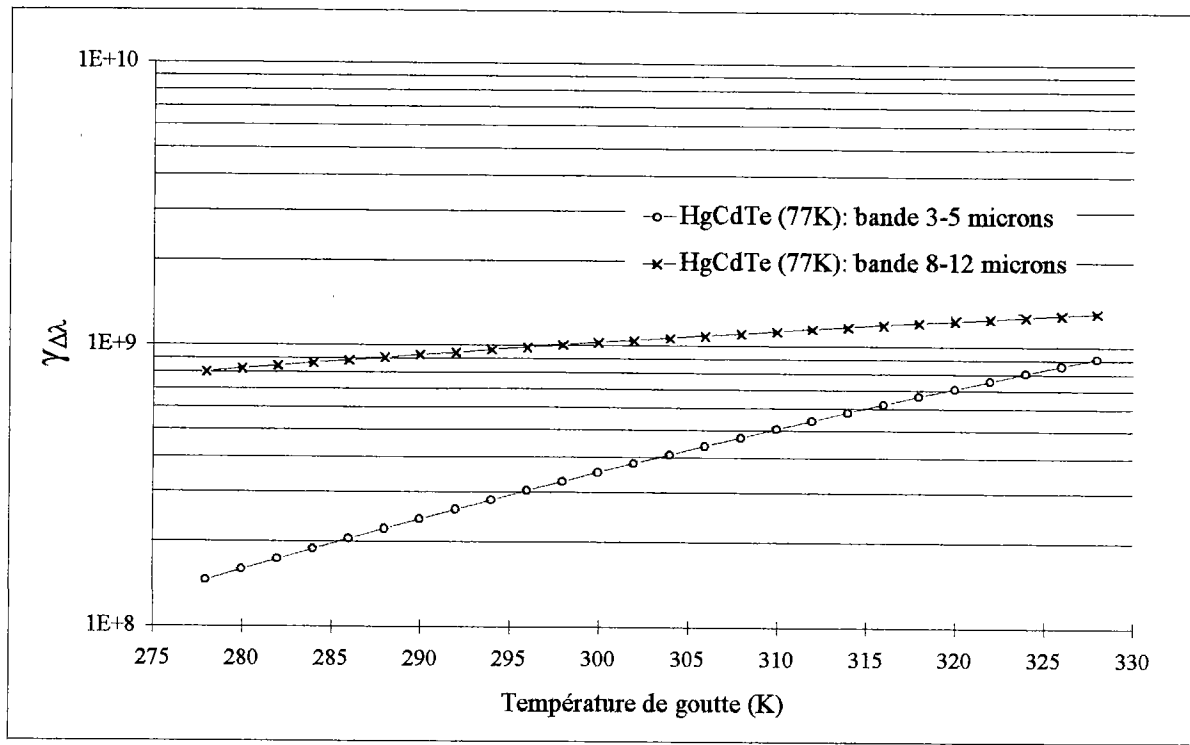


figure I.18 : Comparaison de $\gamma_{\Delta\lambda}$ en ondes longues et ondes courtes.

Chapitre II

Mesure de température dans un jet monodisperse

II.1 Introduction

C'est énoncer une évidence que de rappeler que les situations expérimentales doivent être simplifiées dès que cela est possible, sans dénaturer le phénomène étudié. Cette considération prend toute sa valeur au vu des difficultés soulevées au chapitre précédent. En effet, la thermographie infrarouge est une technique de visualisation performante des flux radiatifs surfaciques, permettant de décrire leurs variations spatiales et temporelles ; dès que l'on aborde la mesure, cette relative facilité s'estompe pour laisser apparaître les problèmes liés à la détection IR et aux transferts par rayonnement. Ces observations visent à souligner la difficulté de remonter par thermographie IR à une information quantitative fiable et précise sur les flux rayonnés. Ceci est à fortiori valable lorsque l'on cherche à mesurer une température absolue. Ainsi, deux raisons majeures :

- la difficulté de maîtriser tous les problèmes de radiométrie IR et de modéliser les transferts par rayonnement dans un cas de figure complexe (goutte de petite taille entraînée à vitesse élevée dans une veine aérothermique),
- la mise en oeuvre coûteuse et délicate des détecteurs IR matriciels répondant aux exigences d'un système de mesure de température sur une trajectoire de goutte quelconque (cf chapitre V),

nous ont amené à débiter notre approche de la mesure de température de gouttes en mouvement en travaillant sur un jet rectiligne de gouttes monodisperses, que l'on définit ci-dessous.

En raison de leurs caractéristiques spécifiques, les écoulements de jets monodisperses sont mieux adaptés aux études détaillées des phénomènes de base que les jets de gouttes issus d'injecteurs réels. Un jet monodisperse est composé de gouttes de toutes la même taille et un espacement entre deux gouttes constant (figure II.1).

ayant toutes la même taille et un espacement entre deux gouttes constant (figure II.1). Toutes les gouttes qui passent en un même point du jet ont des caractéristiques identiques. En mesurant un paramètre en différentes positions sur le jet, on remonte à l'évolution temporelle de ce paramètre. Ainsi, cette approche permet de s'affranchir de la poursuite d'une goutte tout au long de sa trajectoire et d'éviter toutes les contraintes des dispositifs de balayage que l'on développera au chapitre V. On se consacre alors à la définition d'un radiomètre infrarouge qui permet une mesure de température de goutte beaucoup plus performante.

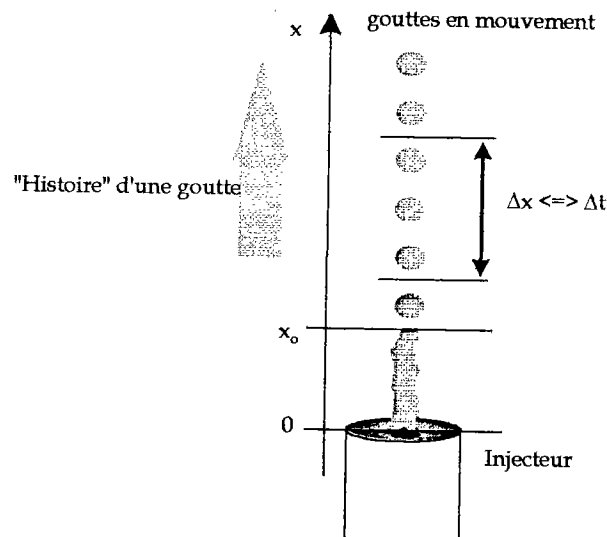


figure II.1 : Principe de mesure sur un jet monodisperse.

II.2 Dispositif expérimental et choix des éléments du système.

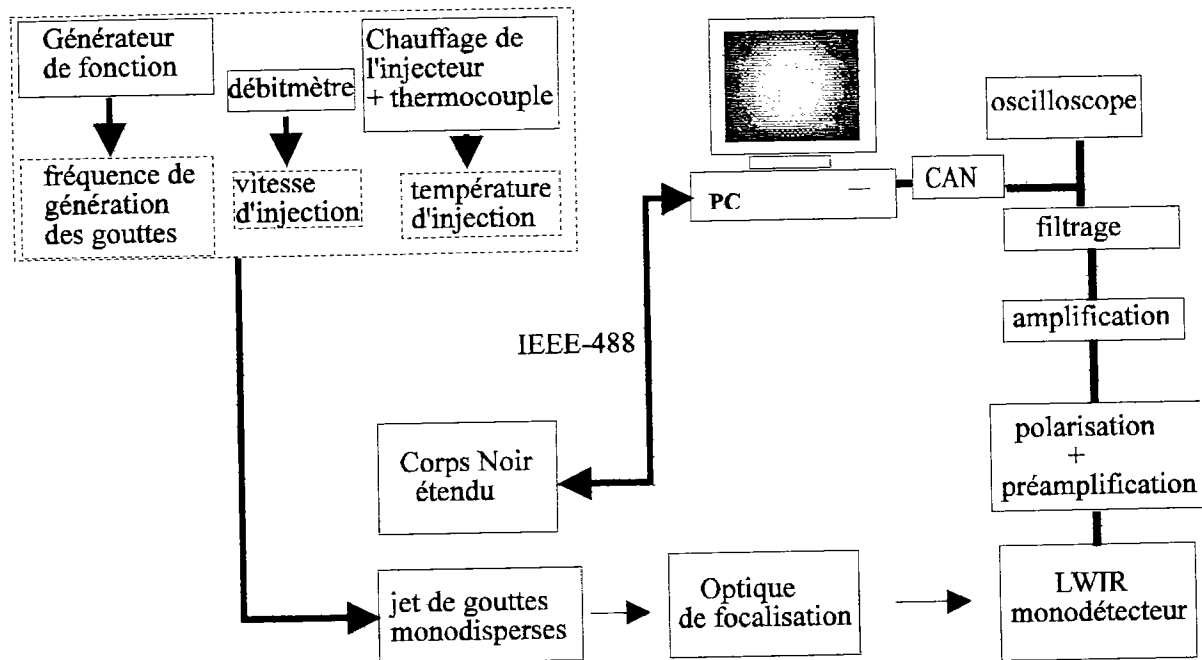


figure II.2 : Schéma d'ensemble du banc de mesure.

Le banc de mesure mis en oeuvre, représenté en figure II.2, peut être décrit succinctement comme suit :

Un circuit d'alimentation permet de fixer et contrôler les caractéristiques du jet monodisperse. Le train de gouttes est placé devant un corps noir étendu. Celui-ci est ajustable en température manuellement ou logiquement par l'intermédiaire d'une interface IEEE-488. L'optique du système focalise le signal rayonné par les gouttes sur un monodétecteur infrarouge. L'acquisition des données se fait à l'aide d'une chaîne électronique faible bruit qui assure les fonctions de polarisation du détecteur, d'amplification et de filtrage. Le signal est acquis et traité dans un ordinateur de type PC par l'intermédiaire d'une carte de conversion analogique/numérique. On trouvera dans les paragraphes suivants et en Annexe 3, les spécifications de chacun des éléments.

II.2.1 Génération de gouttes monodisperses.

La production de gouttes monodisperses est assurée par un générateur muni d'un orifice vibrant. Le générateur que nous utilisons a été réalisé, avec quelques modifications, à l'ITLR/Université de Stuttgart, (figure II.3). Le principe de l'injecteur repose sur la superposition à un jet liquide de faible diamètre, d'une excitation mécanique générée par la déformation d'une céramique piézoélectrique reliée à un générateur de fréquence.

La perturbation du jet ainsi créée donne naissance à un train de gouttes. La perturbation est transmise au liquide par l'intermédiaire du corps de l'injecteur comportant à son extrémité l'orifice de sortie. La sortie de l'injecteur est matérialisée par une pastille percée d'un diaphragme calibré. La plage de diamètres d'orifices utilisés au cours de nos mesures est comprise entre 100 et 200 microns.

Pour certaines plages de fréquences d'excitation de la céramique que nous détaillons plus loin, la désintégration du jet donne naissance à des gouttes de même taille et également espacées appelées gouttes monodisperses (figure II.4). Dans le cas d'une désintégration régulière, une goutte est produite à chaque période d'excitation. Le jet de gouttes alors créé est très uniforme.

Un circuit, comportant filtre et débitmètre assure l'alimentation du générateur, en éthanol ou en méthanol au cours de nos expériences. Un système de régulation en température a été implanté sur cet injecteur : un serpentin dans lequel circule un liquide thermostaté est bobiné sur le corps de l'injecteur permettant de le chauffer ou de le refroidir suivant la consigne du bain thermostaté. La température d'injection (i.e de sortie) des gouttes est contrôlée à l'aide d'un thermocouple (type K), plongé dans le liquide, et placé juste sous l'orifice de sortie.

Ainsi, les caractéristiques de ce jet peuvent être ajustées à partir des conditions de fonctionnement du générateur : les paramètres que nous fixons sont le débit d'injection (Q), le diamètre de l'orifice de sortie (Φ_0) et la fréquence de génération des gouttes (f).

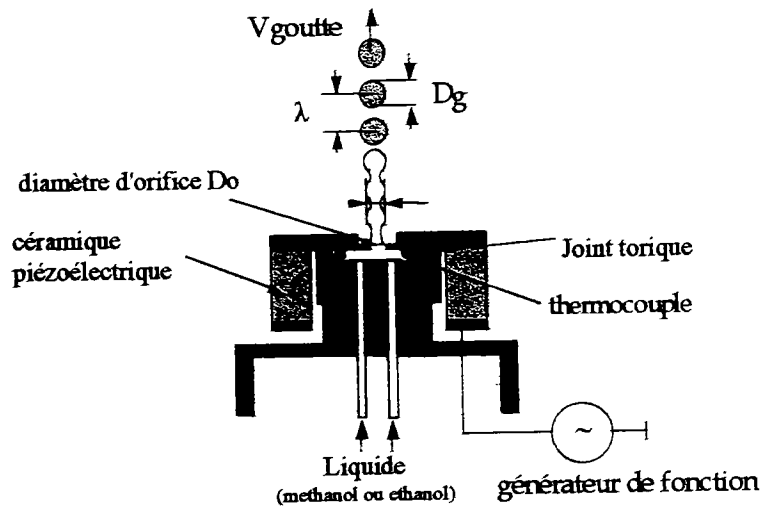


figure II.3 : Principe de fonctionnement du générateur de gouttes.

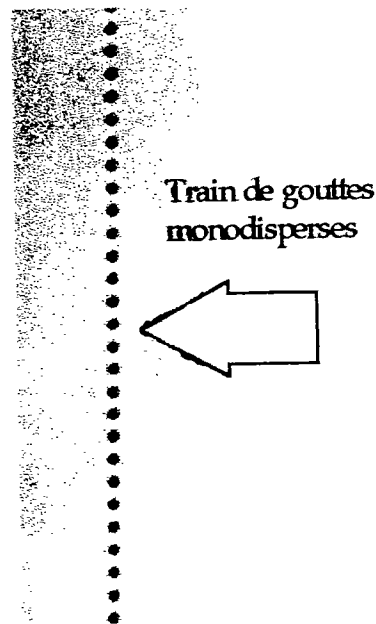


figure II.4 : Exemple d'un train de gouttes monodisperses.

Ces paramètres commandent le diamètre (d_g) et la vitesse d'injection (V_{inj}) des gouttes ainsi que la distance intergouttes suivant les lois ci après [12] :

- L'équation de conservation de la masse permet d'écrire en sortie de l'injecteur :

$$Q = \frac{4\pi}{3} \frac{d_g^3}{8} f$$

soit d_g le diamètre des gouttes : $d_g = \sqrt[3]{\frac{6Q}{\pi \cdot f}}$

L'équation de conservation du débit permet d'exprimer la vitesse d'injection V_{inj} du liquide :

$$Q = \frac{\pi}{4} \Phi_0^2 \cdot V_{inj}$$

En négligeant la perte de quantité de mouvement au cours de la formation du jet et durant le processus de désintégration du jet, on peut écrire que la vitesse initiale de la goutte :

$$V_g = V_{inj}$$

La distance entre deux gouttes successives est :

$$d = \frac{V_g}{f} = \frac{V_{inj}}{f}$$

Nous avons mentionné la nécessité de choisir la fréquence d'excitation de la céramique dans une plage de monodispersité définie par la théorie de Rayleigh. On montre que la longueur d'onde optimale correspondant à la plus forte désintégration du jet est :

$$\lambda_{opt} = 4.51 \Phi_0$$

La fréquence optimale pour laquelle le jet a sa plus longue structure cohérente est , en fonction du diaphragme de sortie et du débit d'injection :

$$f_{opt} = 0.198 \cdot \frac{V_{inj}}{\Phi_0}$$

Le diamètre de goutte optimum correspondant à la longueur d'onde optimale est alors :

$$d_g = 1.9 \Phi_0$$

Ainsi :

- le diamètre des gouttes dépend essentiellement du diamètre d'orifice et peut être légèrement modifié en variant la fréquence d'excitation,

- la vitesse initiale de la goutte dépend essentiellement du débit et de la fréquence d'excitation optimale,

- une limitation intervient sur le paramètre de distance d/d_g , directement lié à la taille de l'orifice et à la fréquence d'excitation. Celui-ci ne peut dépasser une plage de variation comprise entre 2 et 7.

II.2.2 Description du dispositif optique.

a- Choix de la structure optique.

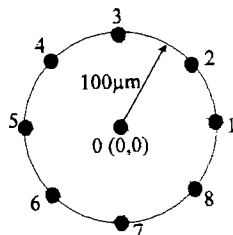
Le système IR qui a été conçu est destiné à la mesure de température de gouttes de petite taille (diamètre ~200 microns) et dont la température est proche de l'ambiante. Le faible flux rayonné par la goutte impose une attention particulière quant à la conception de la partie optique : il s'agit de garantir un bon rapport signal à bruit tout en conservant une résolution spatiale inférieure à la taille de la goutte (§I.8.2). Le tableau II.5 illustre quelques configurations optiques simples envisagées pour l'observation du jet monodisperse.

La solution retenue est la combinaison de deux miroirs paraboliques hors-axes, qui permet, par un choix attentif de chacun des miroirs, de satisfaire aux contraintes du système (figures II.6 et II.7). Le train de gouttes vertical passe au foyer f_1 d'un premier miroir parabolique hors axe M1. Le flux émis par la goutte située au foyer f_1 est renvoyé parallèlement vers un second miroir parabolique M2 sensiblement de même diamètre que M1. Les rayons parallèles arrivant sur M2 sont alors focalisés en son foyer f_2 , où est placé le détecteur IR.

- M1 présente une ouverture $F/1.6$ importante de sorte à recueillir le maximum de signal provenant de la goutte (angle de vue 70°).
- M2 embrasse l'angle de vue du détecteur ($FOV=30^\circ$) ceci afin de minimiser le flux de fond ambiant.
- le rapport des focales f_2/f_1 (cad le grandissement du système = 2.86) doit nous permettre de résoudre la goutte avec une surface sensible du détecteur de même diamètre (200 microns) que la goutte.

b- Simulation de la partie optique.

Nous avons souligné (§I.8.2) la nécessité de résoudre spatialement l'objet à étudier sous peine de ne mesurer qu'un flux moyen entre la goutte et le fond. Dans l'application présente, la mesure du taux de modulation, au travers de la SRF, s'avère très délicate. En revanche, la nature de notre mesure permettra de vérifier expérimentalement et en permanence la résolution spatiale (§II.3). Le dispositif optique a été simulé à l'aide du logiciel de calcul optique (Focussoft ZEMAX-XE). La source (i.e la goutte) y sera modélisée non par une sphère mais par un disque (de 200 microns de diamètre) et considérée comme lambertienne (§I.4.1). On notera de 0 à 8, la position de différents points de simulation situés au centre (0,0) ou en périphérie (1,...,8) de la goutte :



On remarquera sur les figures II.8 et II.9 qui illustrent la marche des rayons optiques, l'ouverture de chacun des miroirs qui permet d'optimiser le rapport signal sur bruit (de photons). La figure II.10 représente la tâche d'aberration pour le centre de la goutte (0,0) : on vérifie que le système est bien stigmatique lorsque l'on est au point focal de M1 ; les aberrations apparaissent rapidement avec une défocalisation de -100 à

+100 microns en avant ou en arrière du foyer. La figure II.11 représente la répartition de l'énergie (Point Spread Function) pour l'image du point focal (0,0). On évalue, en figure II.12, les aberrations apparaissant pour les points 1 à 8 situés non plus au foyer mais sur la périphérie de la source. La figure II.13, analogue à la fig.II.10, montre les effets de défocalisation sur ces points. Enfin, on représente en figure II.14, l'image et la répartition d'énergie de la source de 200 μ m de diamètre. Ce résultat est en bon accord avec le grandissement du système donné par le rapport des focales $f_2/f_1 = 2.86$.

Au vu de ces simulations, le système apparaît satisfaisant en termes de résolution et d'aberrations, mais comme le laissait prévoir l'utilisation de tels miroirs, le système ne permet qu'un champ réduit et donne des résultats désastreux en cas de défocalisation. Ceci s'explique par l'ouverture optique importante du système : $f/\# = 2$. Cela implique un réglage minutieux du banc et une méthodologie de mesure qui nous permette de vérifier en permanence la focalisation (§II.3).

Configuration optique	
<p style="text-align: center;"><u>Lentille de focalisation</u></p> <ul style="list-style-type: none"> - faible ouverture optique - faible signal collecté. - aberrations chromatiques et autres. 	
<p style="text-align: center;"><u>Miroir elliptique sur axe</u></p> <ul style="list-style-type: none"> + beaucoup de signal collecté. + stigmatique. + pas d'aberrations chromatiques. - difficulté de placer le corps noir de référence sans créer un angle mort. 	
<p style="text-align: center;"><u>Miroir elliptique hors-axe</u></p> <ul style="list-style-type: none"> + configuration très avantageuse : + beaucoup de signal collecté. + stigmatique. + pas d'aberrations chromatiques. mais : - coût prohibitif de ce type de miroir. 	
<p style="text-align: center;"><u>Combinaison de deux miroirs paraboliques hors-axe</u></p> <p>=> configuration sélectionnée (voir choix des éléments du système)</p>	

Tableau II.5 : Configurations optiques adaptées à la mesure sur jet monodisperse.

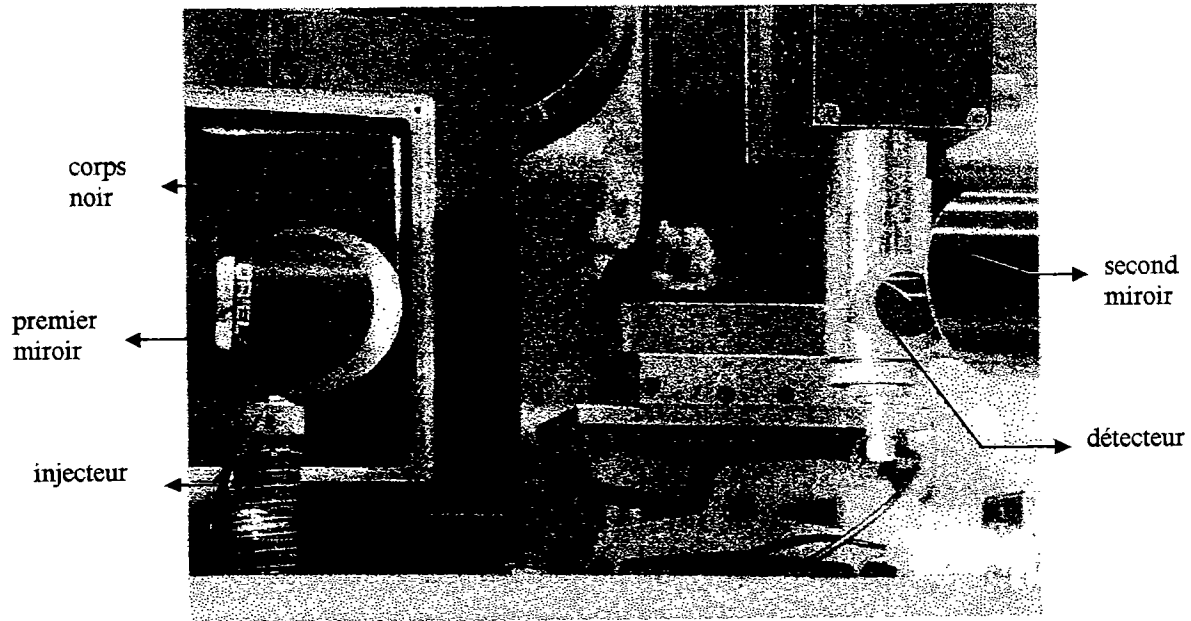


figure II.6 : Arrangement optique.

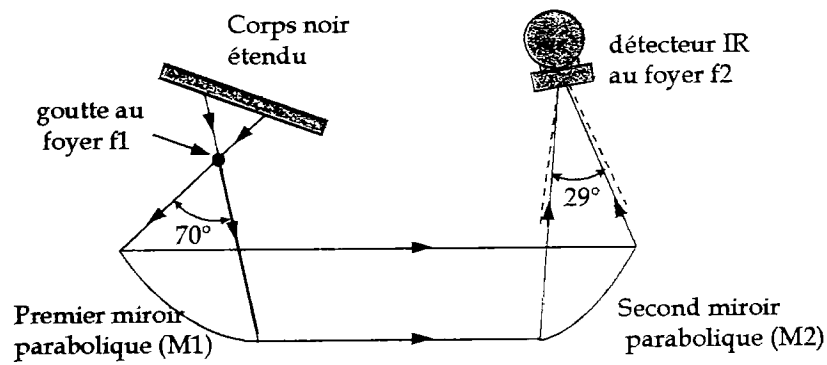


figure II.7 : Arrangement optique.

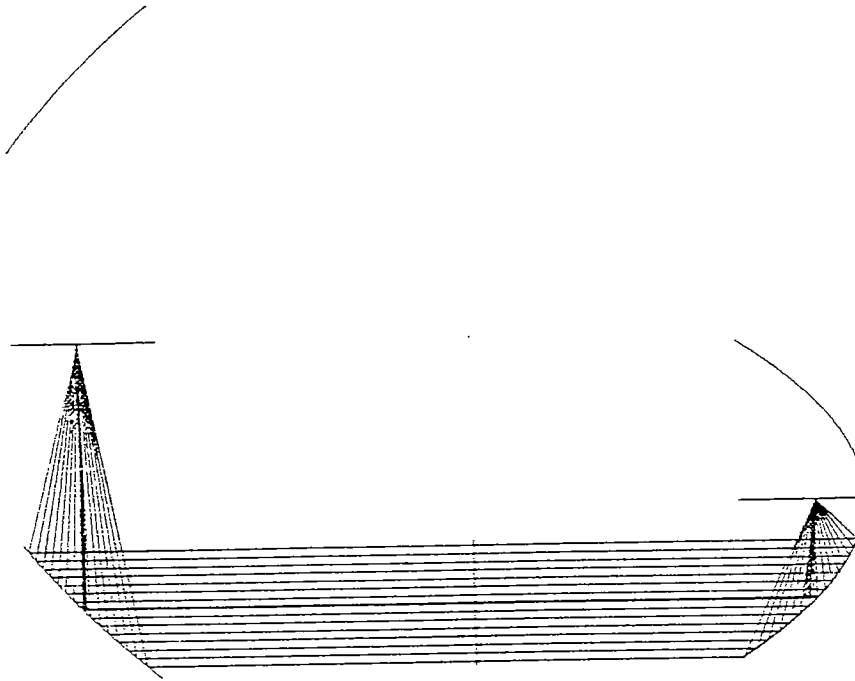


figure II.8 : Chemin des rayons optiques.

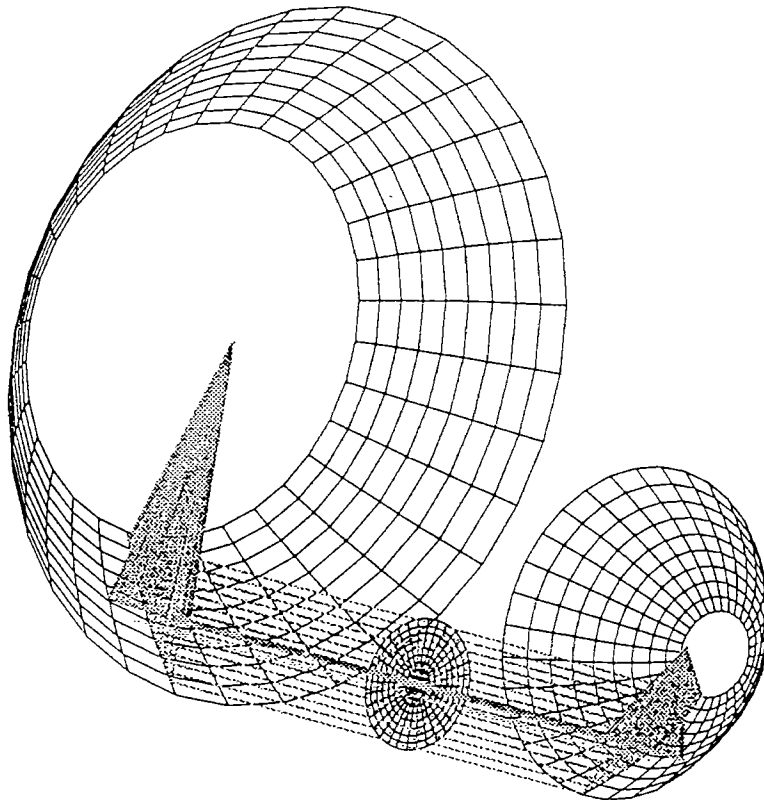


figure II.9 : Chemin des rayons optiques.

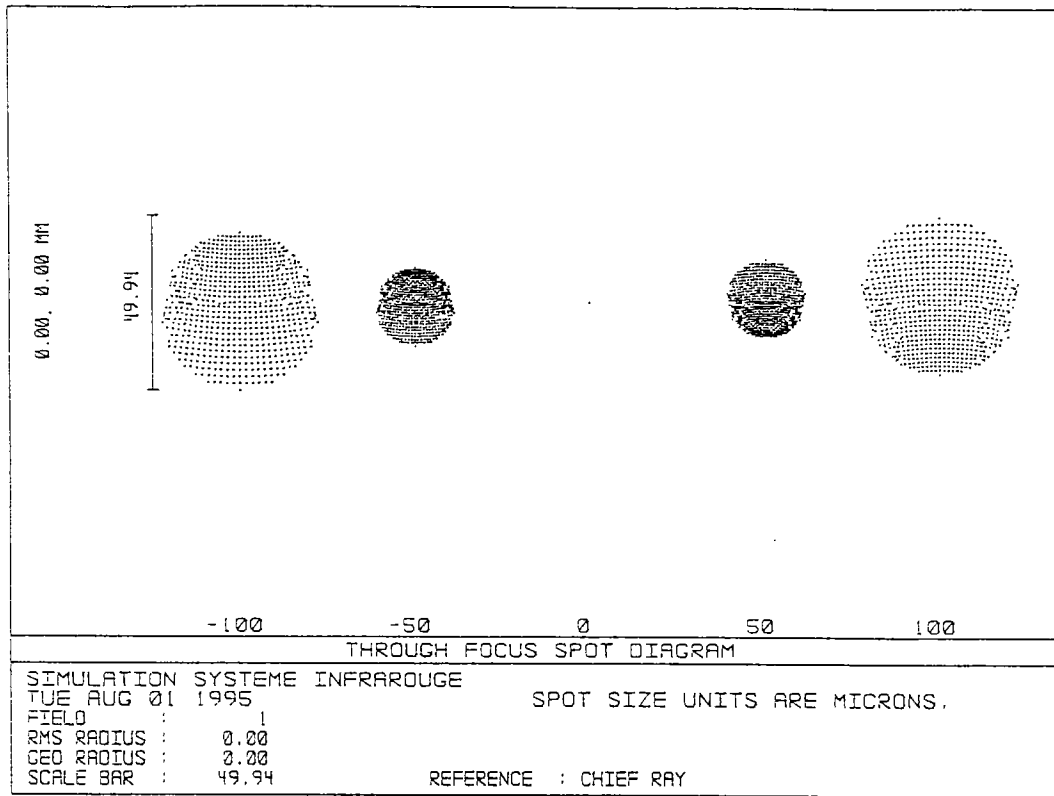


figure II.10 : Tâche d'aberrations du centre de la goutte (0,0)
avec défocalisation de -100 à +100microns.

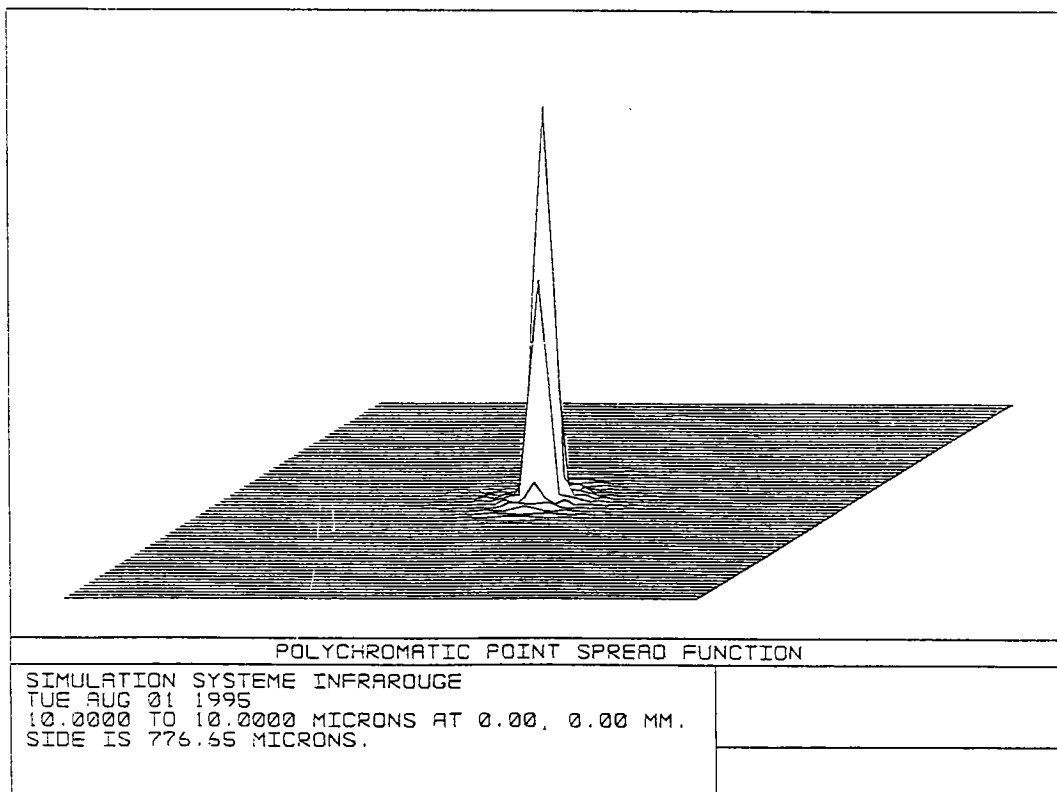


figure II.11 : PSF du centre de la goutte (0,0) placé au foyer

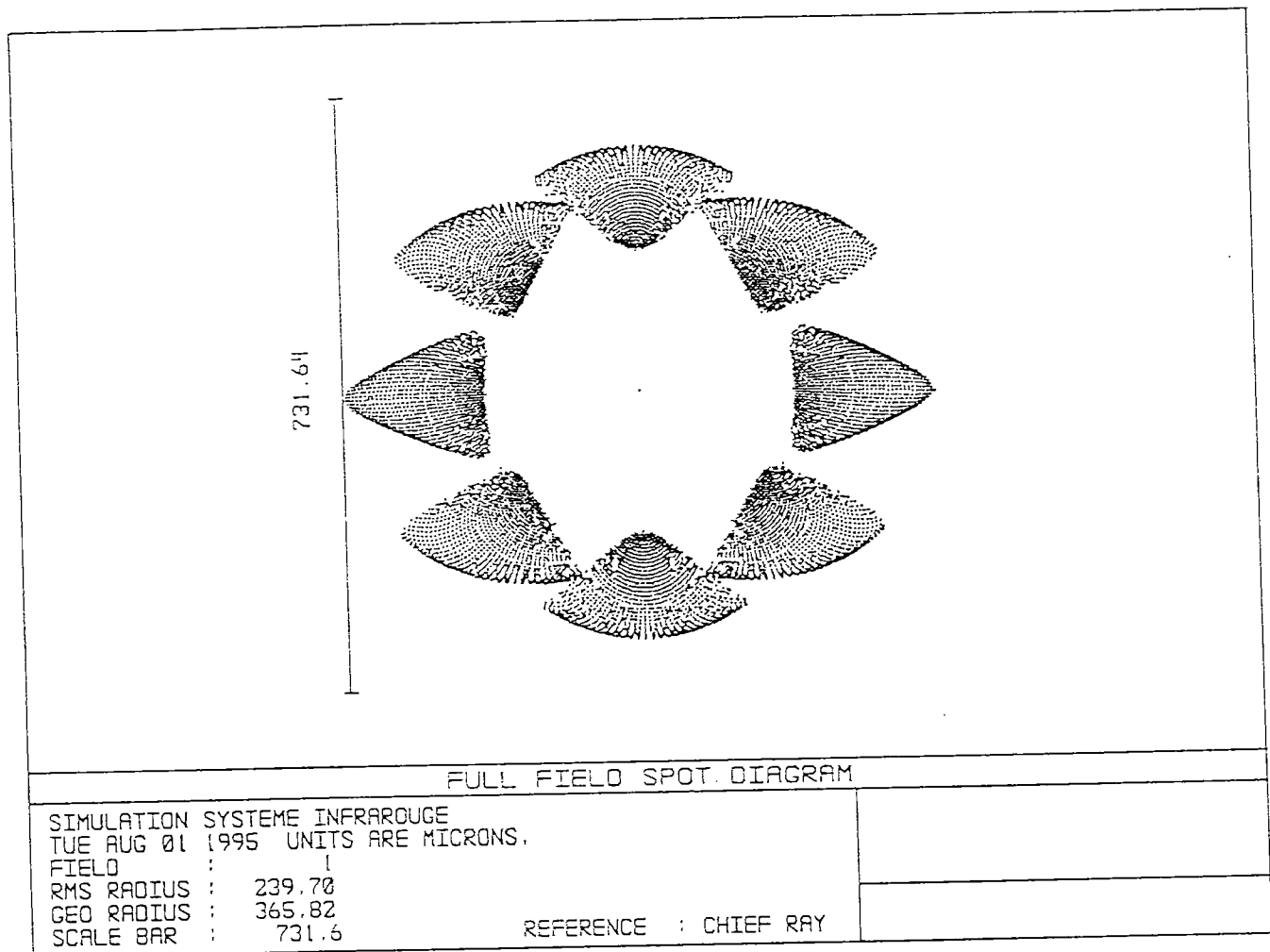


figure II.12 : Tâche d'aberrations des points 1 à 8.
(unités en microns)

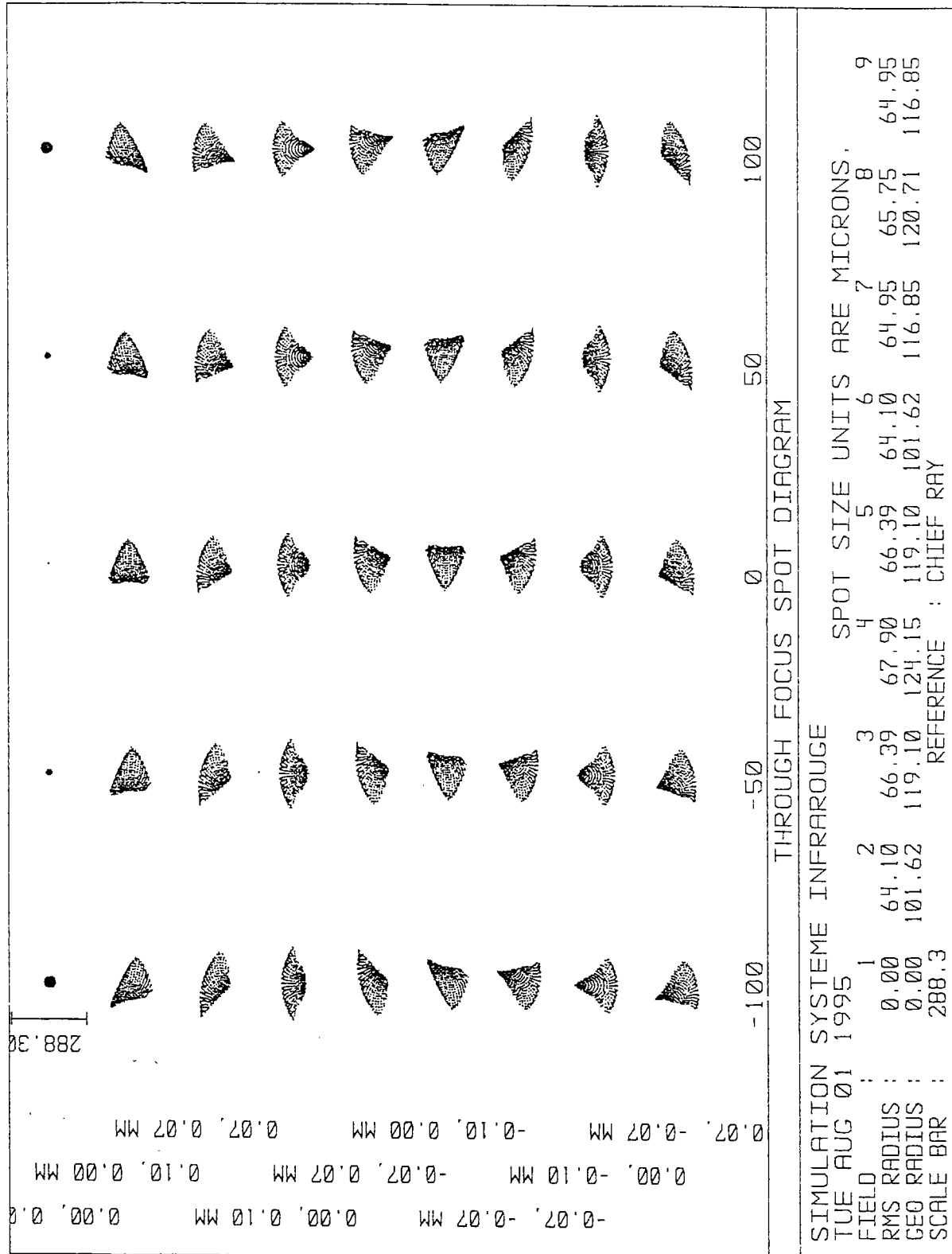


figure II.13 : Influence de la défocalisation sur les points de la figure II.12.

(-100,-50,0,50,100 microns en avant ou arrière de la focale)

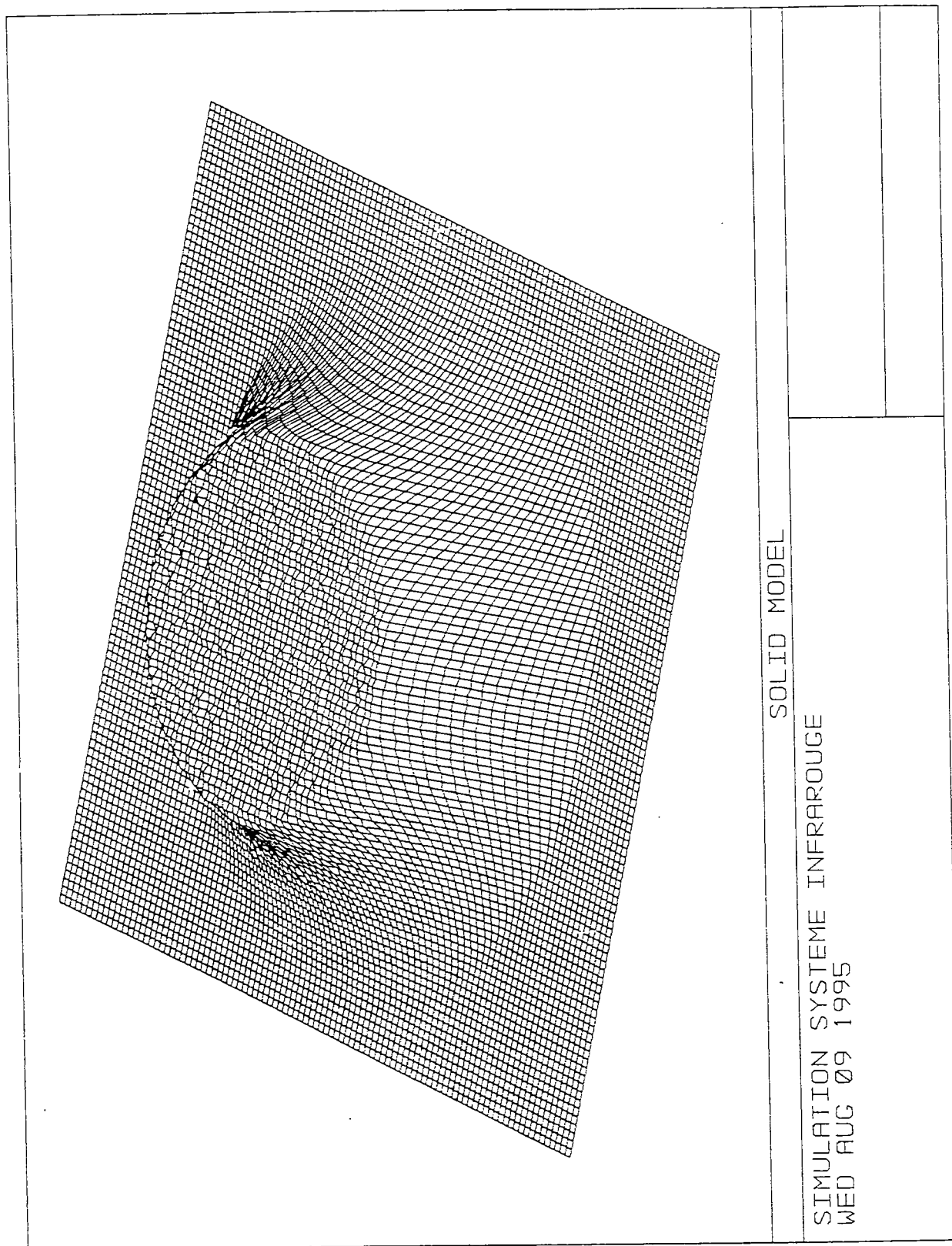


figure II.14 : Répartition d'énergie de l'image de la goutte simulée par une source lambertienne de 200 microns placée au foyer (maille=8*8microns)

II.2.3 Mise en oeuvre du détecteur infrarouge.

a- Spécifications du détecteur.

Bande spectrale :

Deux détecteurs ont été utilisés au cours de nos expérimentations, qui diffèrent uniquement par leur longueur d'onde de coupure (λ_c) et leur surface sensible (A_d). Ils sont refroidis à 77K par un cryostat à azote liquide [SAT] et sont conçus pour répondre à une énergie incidente dans la bande ondes longues (8-11 microns) qui a été déterminée par l'application (§I.8.3.b). Le rayonnement IR sera capté et ne permettra de créer une paire électrons-trou que si les photons incidents ont une énergie supérieure à celle de la bande interdite du matériau photodétecteur, soit : $\lambda < hc/E_g$,

avec : h constante de Planck,

λ longueur d'onde du photon incident,

E_g bande interdite du matériau photodétecteur.

Le matériau photodétecteur utilisé est du tellurure de Cadmium $Hg_{(1-x)}Cd_xTe$, alliage de HgTe, semi métal de bande interdite « négative » $E_g = -0.3eV$, et d'un semiconducteur CdTe à large bande interdite $E_g = 1.6eV$. la particularité intéressante d'un tel matériau ternaire est d'avoir une largeur de bande interdite, et donc une sensibilité spectrale, ajustable en fonction de sa composition. La largeur de bande interdite $E_g(x)$, fonction de la fraction molaire x de CdTe, sera fixée par le choix de la longueur d'onde de coupure $\lambda_c(x) = hc/E_g(x)$. Typiquement, pour $x=0.25$:

$Hg_{0.75}Cd_{0.25}Te$ (77K) : $E_g \approx 0.12eV$ et $\lambda_c \approx 10\mu m$

Les détecteurs ont été spécifiés pour des sensibilités maximales à 10.13 microns et 10.78 microns [Annexe 3] ; leur réponse spectrale normalisée est donnée en figure II.15.

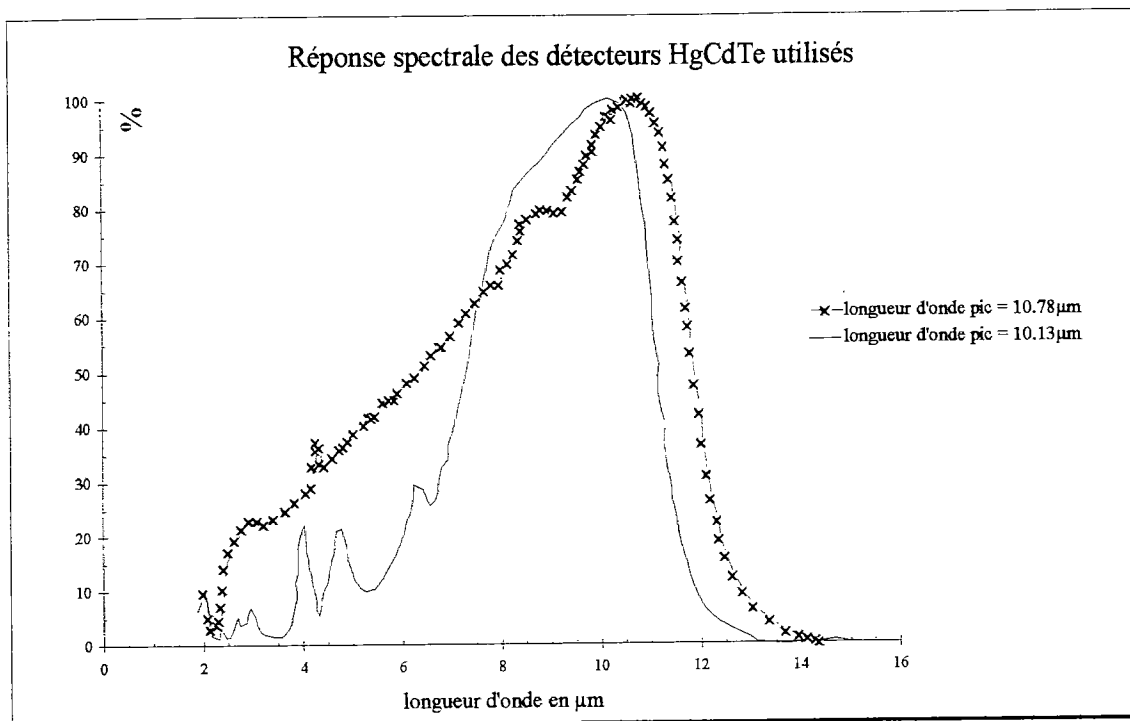


figure II.15 : Réponse spectrale normalisée des deux détecteurs [SAT, annexe 3].

Taille de la surface sensible :

Après avoir déterminé une optique adaptée, la simulation optique (§II.2.2.b) a mis en évidence que le grandissement du système IR : $f2/f1 = 2.86$, permet de résoudre la goutte avec une surface sensible du détecteur de même diamètre que la goutte. Afin de mesurer des gouttes de 200 microns, des diamètres de 100 et 200 microns ont été sélectionnés pour les deux détecteurs [fournis par la Société Anonyme des Télécommunications] dont les spécifications sont données en Annexe 3.

b- Caractéristique courant-tension, polarisation et préamplification.

La caractéristique courant-tension (figure II.16) permet d'optimiser le point de fonctionnement du détecteur. On choisira la polarisation en fonction de l'amplitude du signal à observer, de façon à ce que la réponse du détecteur soit linéaire et que son bruit soit minimisé. La polarisation du détecteur est assurée par le

préamplificateur de courant qui lui est associé. Le choix du point de polarisation résulte d'un compromis entre toutes les contributions de bruit du détecteur : si l'on raisonne en courant de bruit, dans le domaine des fréquences de travail, le bruit se résume à la somme quadratique :

$$I_{\text{bruit}} = (I_{\text{shot_noise}}^2 + I_{1/f}^2 + I_{\text{bruit_thermique}}^2)^{1/2}$$

$$\text{soit, } I_{\text{bruit}} = \left[(2q \cdot I_{\text{cc}} \cdot \Delta f) + \left(\frac{\alpha \cdot I_{\text{polarisation}}^2 \cdot \Delta f}{f} \right) + \left(\frac{4kT \cdot \Delta f}{R_d} \right) \right]^{1/2}$$

avec :

k	constante de Boltzmann
T	Température de fonctionnement du détecteur (77K)
α	constante de proportionnalité liée à la nature du photodétecteur
I_{cc}	courant de court circuit (A)
Δf	largeur de bande passante (Hz)
$I_{\text{polarisation}}$	courant d'obscurité au point de polarisation (A)
R_d	résistance dynamique au point de polarisation (Ω)

La fréquence du flux incident ($> 10\text{KHz}$) dans notre application est suffisamment élevée pour s'affranchir du bruit en $1/f$ ($F_{\text{coupure } 1/f} \cong 1800\text{Hz}$). Afin de minimiser les deux derniers termes, au vu des données constructeur (figure II.16), le détecteur est polarisé en inverse à environ $V_p = 50\text{mV}$ ($I_{\text{cc}} = 585\text{nA}$, $I_{\text{polarisation}} = 822\text{nA}$, $R_d = 2\text{M}\Omega$).

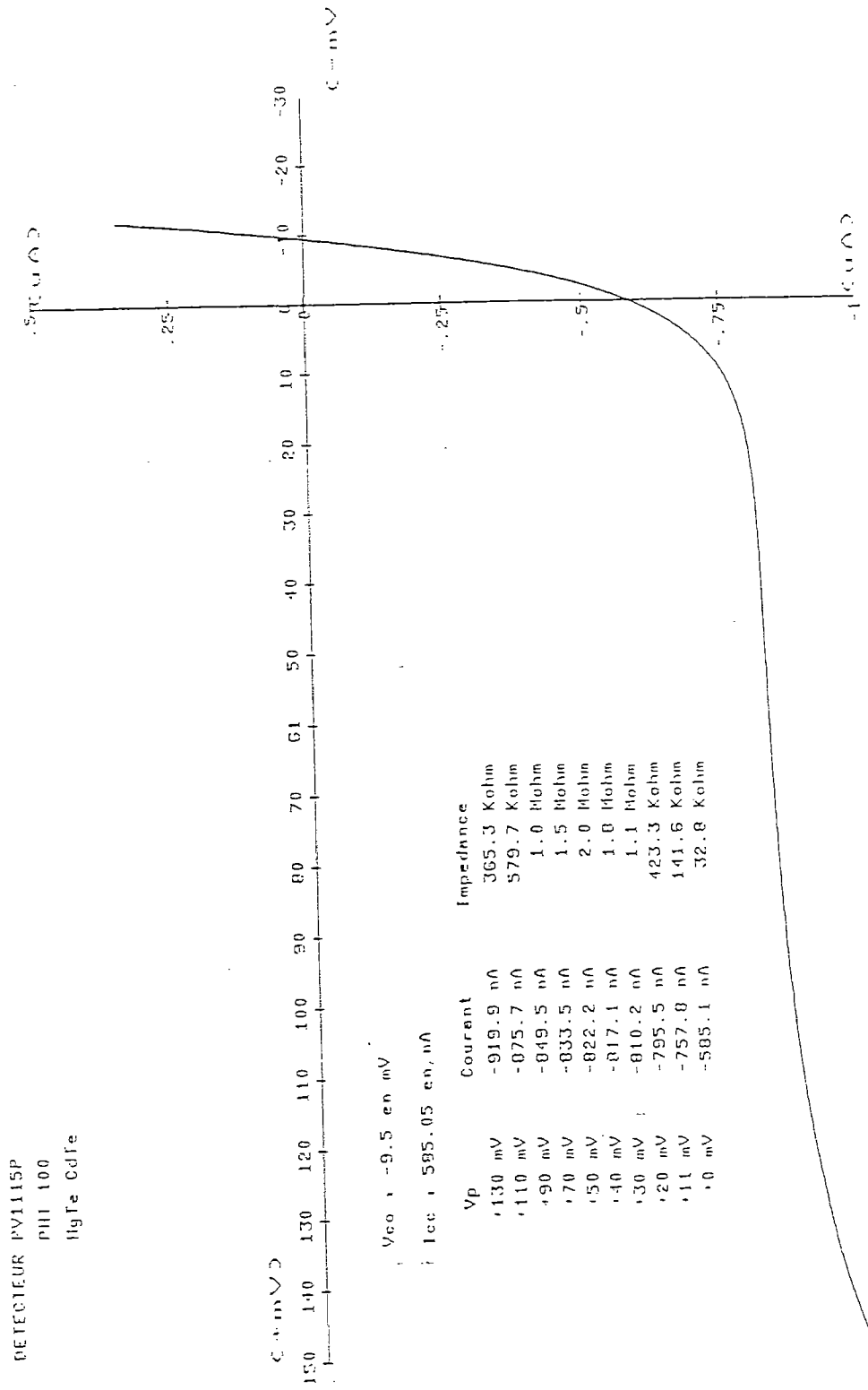


figure II.16 : Caractéristique courant-tension du monodétecteur [SAT].

II.3 Analyse du signal IR.

Illustré en figure II.17, le détecteur « voit » successivement, au point de focalisation sur le jet, le corps noir étendu et la goutte à étudier. Le détecteur reçoit donc alternativement, à la fréquence de passage des gouttes, le flux émis par le corps noir étendu puis le flux émis par la goutte qui passe au foyer de M1. On observe alors sur l'écran de l'oscilloscope, un signal similaire à celui de la figure II.18. Ce signal renseigne sur le train de gouttes observé et permet de vérifier à tout instant la pertinence de la mesure :

- un signal stable, d'amplitude constante et de fréquence égale à la fréquence d'excitation de la céramique atteste en permanence de la monodispersité du jet.

- l'allure du signal renseigne sur la formation éventuelle de gouttes satellites qui dénaturent le jet (figure II.19).

- afin d'effectuer une mesure de qualité, il est important de pouvoir contrôler la bonne focalisation du système et donc sa résolution spatiale. La nature de la mesure permet ici d'effectuer en permanence une démarche analogue à l'évaluation de la SRF. Le signal observé correspond à la convolution de la goutte et de l'IFOV : la présence d'un « plateau » correspond à une SRF proche de 100% ($IFOV < d_g$) et permet de s'assurer que la goutte est résolue (figure II.18).

II.4 Principe de mesure : méthode de disparition du signal.

Le signal dont nous disposons en sortie de la chaîne d'amplification a une amplitude de la forme $\Delta V = f(T_g - T_{cn})$. Afin de remonter à la température de la goutte, une solution consiste à calibrer le système en déterminant la courbe $\Delta T = T_g - T_{cn} = f(\Delta V)$. Cette solution n'est pas la plus satisfaisante ici car la réponse n'est pas linéaire et elle nécessite une correction permanente de dérive du système.

Le principe de mesure que nous adoptons est basé sur une méthode de disparition du signal ou méthode de zéro (figure II.17) :

La température T_{cn} du corps noir étendu que nous utilisons peut être ajustée avec précision. En chauffant ou refroidissant le corps noir, on annule le signal IR périodique délivré en sortie du détecteur. Lorsque ce signal est nul pour une température de consigne du corps noir $T_{cn} = T_{cno}$, les flux provenant alternativement de la goutte et du CN étendu sont égaux. T_{cno} représente alors la température équivalente de la goutte. En déplaçant verticalement l'injecteur, différentes mesures de température suivant ce principe en diverses hauteurs de jet, vont nous permettre de décrire l'évolution en température d'une goutte.

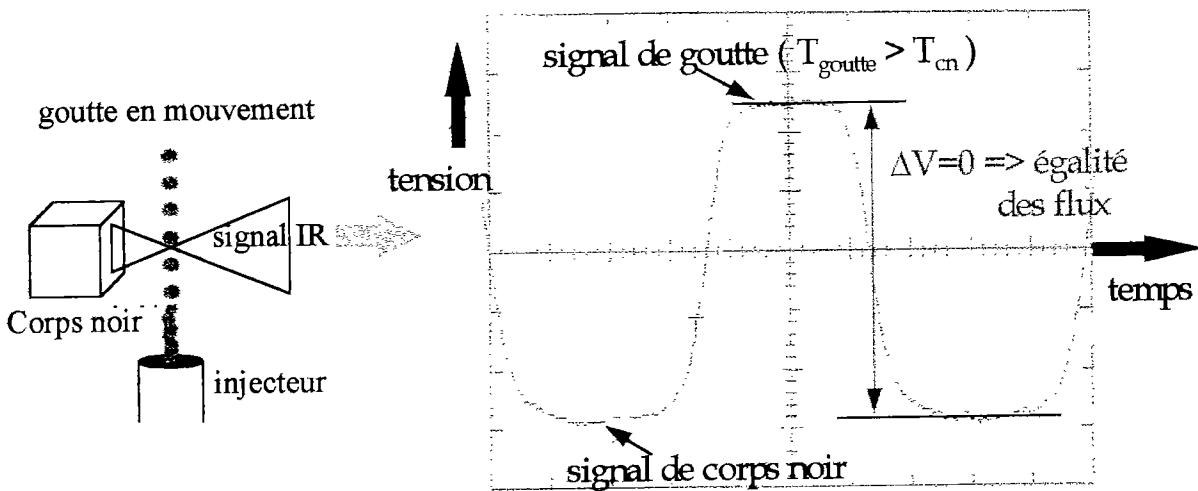


figure II.17 : Méthode de disparition du signal.

Avant de caractériser le système, on notera que cette méthode a l'avantage de limiter l'influence de l'ambiante. Elle permet en outre de s'affranchir d'éventuelles non linéarités de réponse du système, qui fonctionne en comparateur.

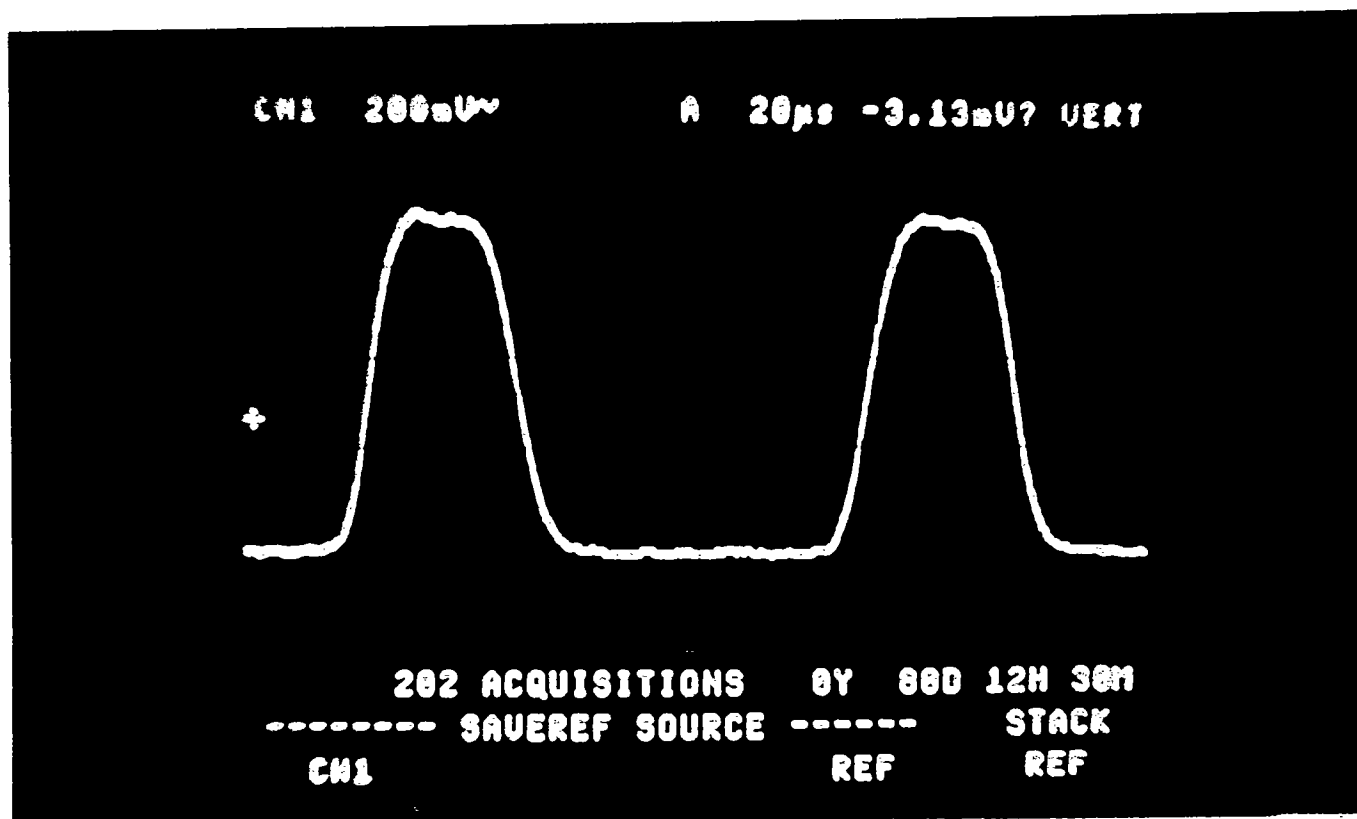


figure II.18 : Signal de gouttes monodisperses résolues.

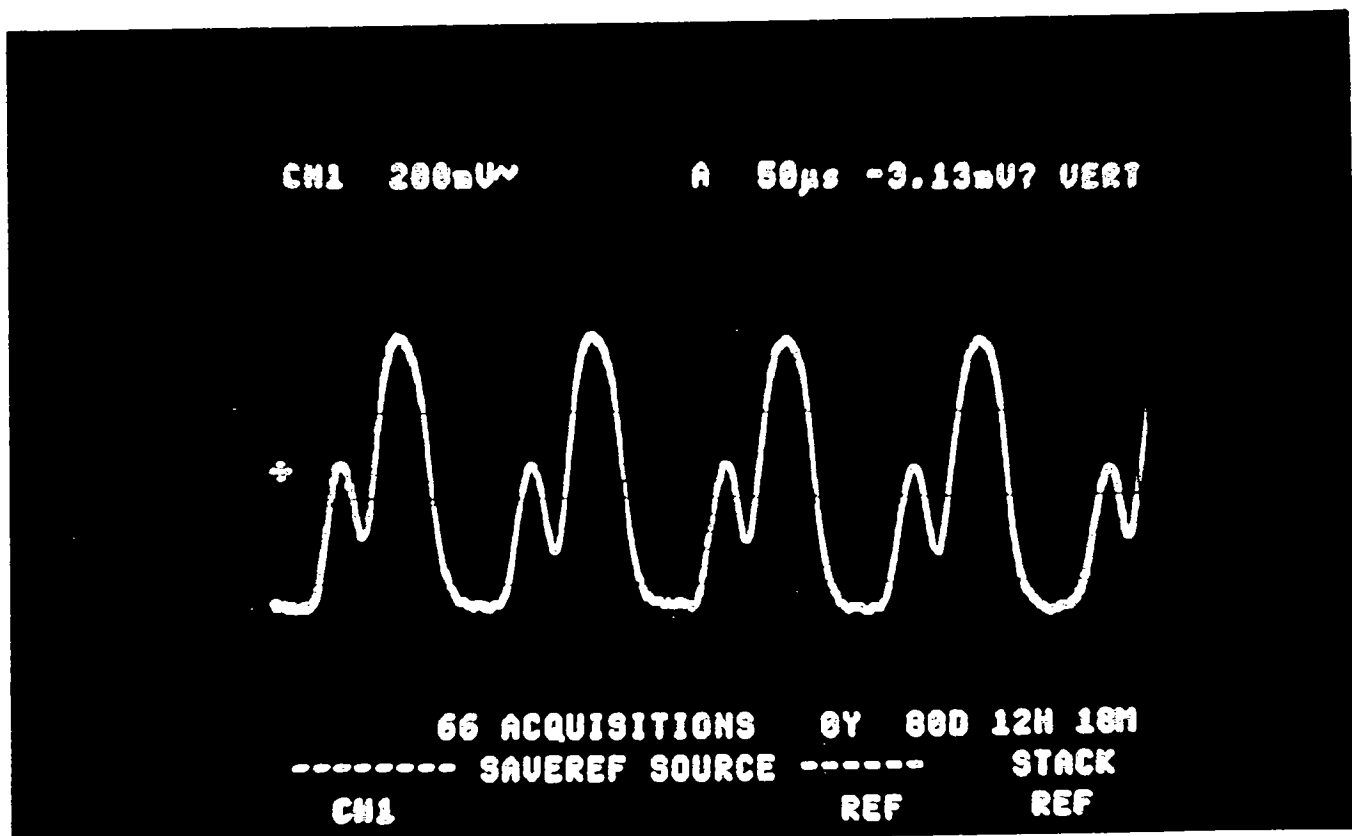


figure II.19 : Signal de gouttes en présence de satellites.

Fonction oscillateur :

Cette fonction est double : il permet de moduler le corps noir, et donc le signal utile à très basse fréquence, et fournit aussi un signal de référence pour le calcul de l'intercorrélacion.

Cette fonction est ici remplie par la source de contrôle en température du corps noir. Cette source dispose d'une fonction rampe de température ($0.01^{\circ}\text{C}/\text{s} < \text{pente} < 0.1^{\circ}\text{C}/\text{s}$) et dialogue avec le PC par l'intermédiaire d'une interface IEEE-488. Le corps noir est modulé par un signal triangulaire (figure II.21) autour d'une valeur moyenne notée T_{ref} .

Le principe de mesure consiste à déterminer, par asservissement du corps noir, la température T_{ref} telle que l'erreur soit minimale en sortie du processus de démodulation. On considèrera alors que $T_{\text{ref}} = T_{\text{cno}}$, température équivalente d'une goutte.

Calcul et apport de la fonction RMS :

Le signal infrarouge correspondant au signal des gouttes, qui est dorénavant modulé à très basse fréquence par le CN de fond, est échantillonné par l'intermédiaire du CAN à haute fréquence ($F_{\text{ech}}=330\text{KHz}$). La valeur RMS de ce signal calculée sur une période T_{int} (\ll à la période de modulation) prend les allures de la figure II.21 suivant les positions respectives de T_{ref} et T_{cno} .

Filtre du signal de référence :

Nous avons vu que la source de contrôle du corps noir a également pour tâche de fournir un signal de référence lors de l'intercorrélacion. Pour ce faire, un filtre supprime la composante continue du signal de modulation. Cette opération est réalisée logiciellement en faisant la différence entre le signal et sa valeur moyenne T_{ref} .

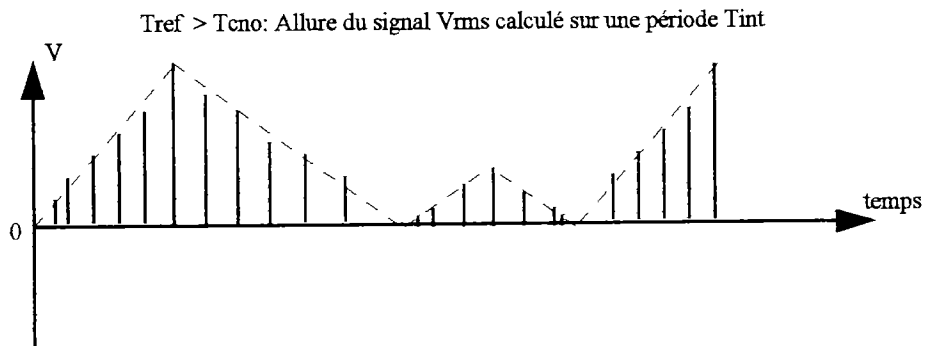
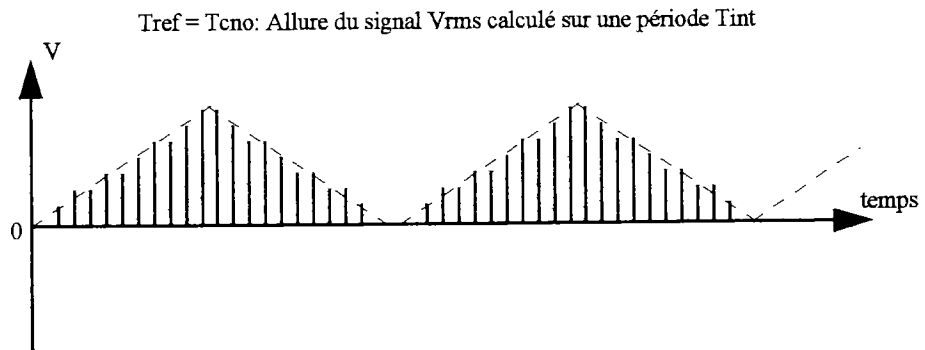
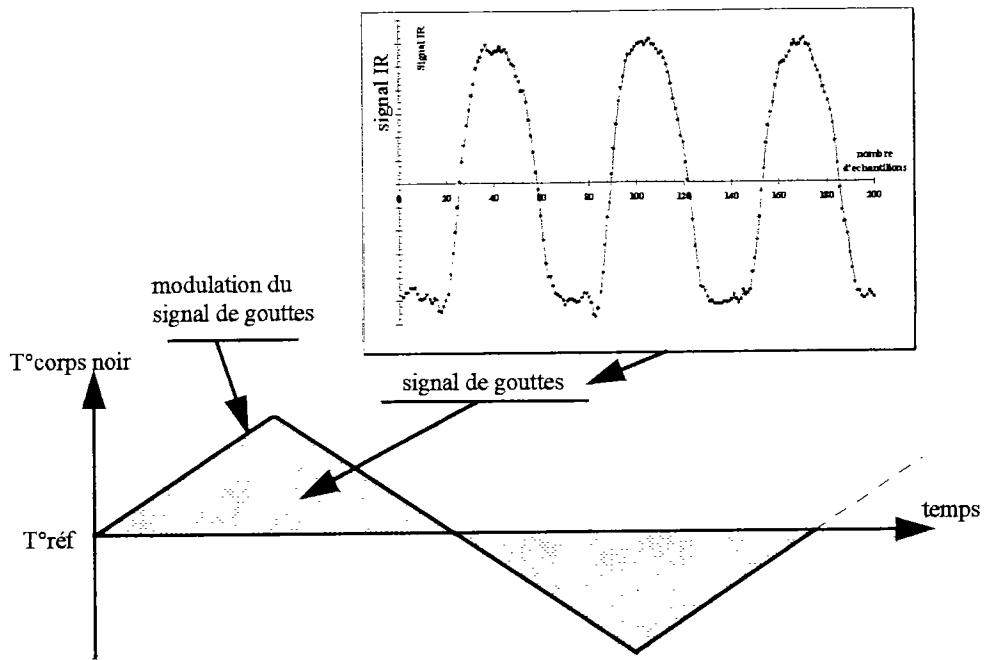


figure II.21 : Allure des signaux de modulation et RMS.

Intercorrélation :

Dans notre cas, la démodulation synchrone consiste à calculer l'intercorrélation entre le signal de modulation filtré et le signal RMS. On prend comme hypothèse que ces deux signaux, représentés ci-dessus dans le domaine temporel pour différentes valeurs respectives de T_{ref} et T_{cno} , sont assimilables à des signaux triangulaires.

Le développement en série de Fourier d'un signal triangulaire s'écrit :

$$F(t) = \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1,3,5,\dots} \frac{(-1)^{(n-1)/2}}{n^2} \sin \frac{2n\pi t}{T}$$

les premiers termes des signaux de référence et RMS, notés respectivement $M(t)$ et $RMS(t)$, s'écrivent :

$$RMS(t) = K + B \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right) + \dots$$

et
$$M(t) = A \sin \frac{2\pi t}{T} + C \sin \frac{6\pi t}{T} + \dots$$

On note φ le déphasage entre les deux signaux. Celui-ci évolue de 0 à π lorsque T_{ref} varie de $T_{ref} \ll T_{cno}$ à $T_{ref} \gg T_{cno}$.

L'intercorrélation s'écrit alors :

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T RMS(t) \cdot M(t) \cdot dt$$

soit

$$I = \frac{1}{T} \left[\int_0^T KA \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \cdot dt + \int_0^T KC \sin\left(\frac{4\pi t}{T}\right) \cdot dt + \int_0^T BA \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right) \cdot dt + \int_0^T BC \sin\left(\frac{4\pi t}{T}\right) \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right) \cdot dt \right]$$

qui se simplifie :

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T BA \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right) \cdot dt = \frac{1}{2T} \cdot BA \cdot \int_0^T \left[\cos \varphi - \cos\left(\frac{4\pi t}{T} + \varphi\right) \right] \cdot dt$$

$$I = \frac{1}{2T} \cdot BA \cdot \int_0^T \cos \varphi \cdot dt = \frac{1}{2} \cdot BA \cdot \cos \varphi$$

On vérifie que le résultat de l'intercorrélation tend vers zéro pour une température de corps noir égale à la température d'annulation.

Ampli de moyenne et bouclage :

Le résultat de l'intercorrélation représente l'« erreur » du système. L'asservissement du corps noir est réalisé par amplification et sommation de l'erreur à la valeur moyenne du signal de modulation. Par itérations successives, l'erreur tend vers 0 et fournit $T_{ref}=T_{cno}$ (figure II.22). Du réglage du gain dépend l'amortissement de la boucle (figure II.23).

b- Caractérisation de la chaîne de détection synchrone :

La figure II.24 est destinée à illustrer l'influence du temps de calcul de l'intercorrélation sur la précision de la mesure. Celle-ci est liée au nombre de périodes du signal de modulation sur laquelle est calculée l'intercorrélation. Le signal de modulation étant à très basse fréquence ($< 0.1\text{Hz}$), on opérera en pratique un compromis précision-temps de mesure. Pour une intercorrélation sur 10 périodes du signal de référence, la dispersion sur les mesures (figure II.25) est inférieure à 0.2°C quant à la détermination de T_{cno} . La répétabilité de la mesure, évaluée en figure II.26, pour différentes températures initiales de la valeur moyenne du signal de référence, est très satisfaisante compte tenu des fluctuations des caractéristiques du jet et de la température d'injection.

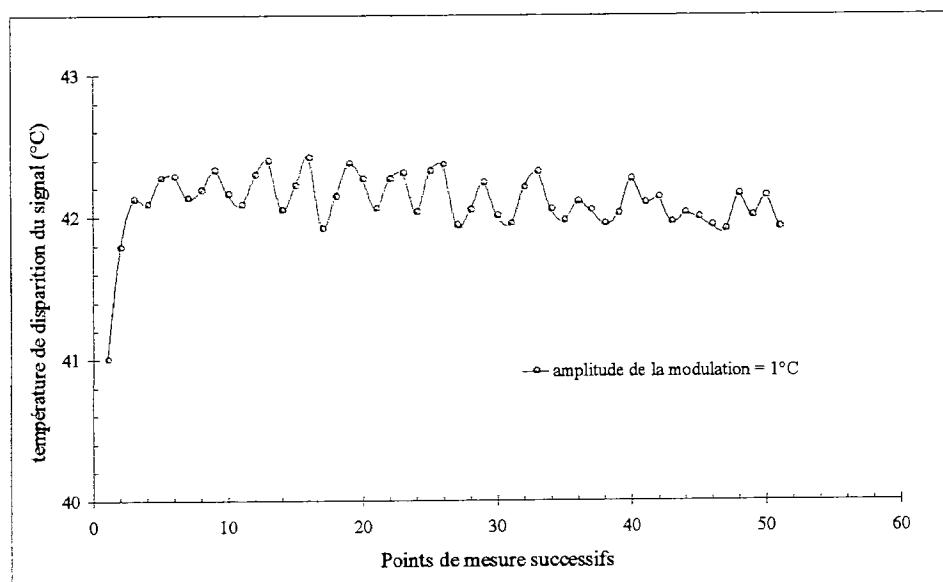


figure II.22 : Convergence du signal d'annulation.

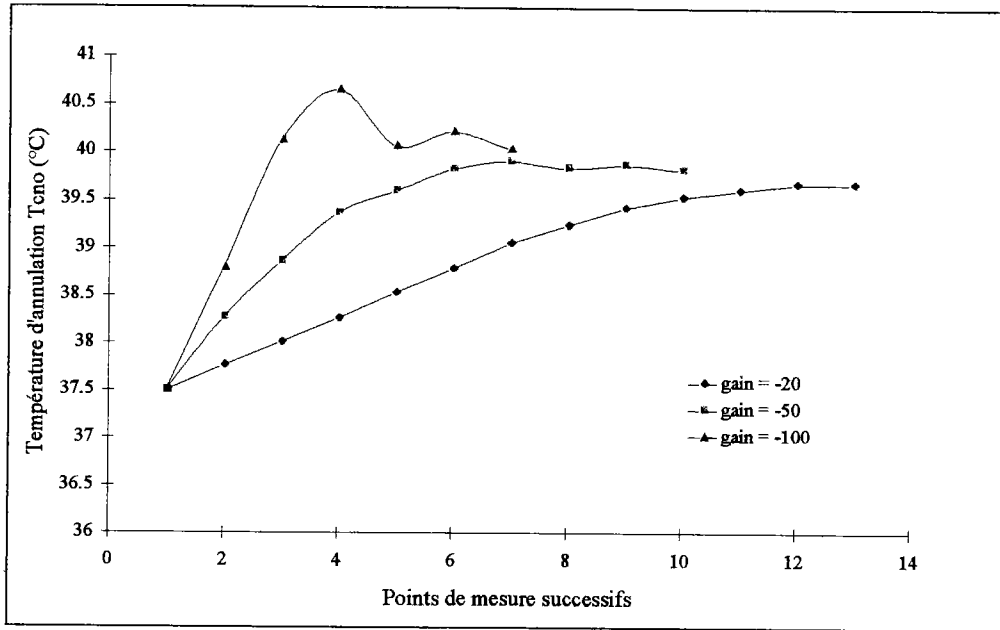


figure II.23 : Influence du gain G sur la convergence de T_{ref} .

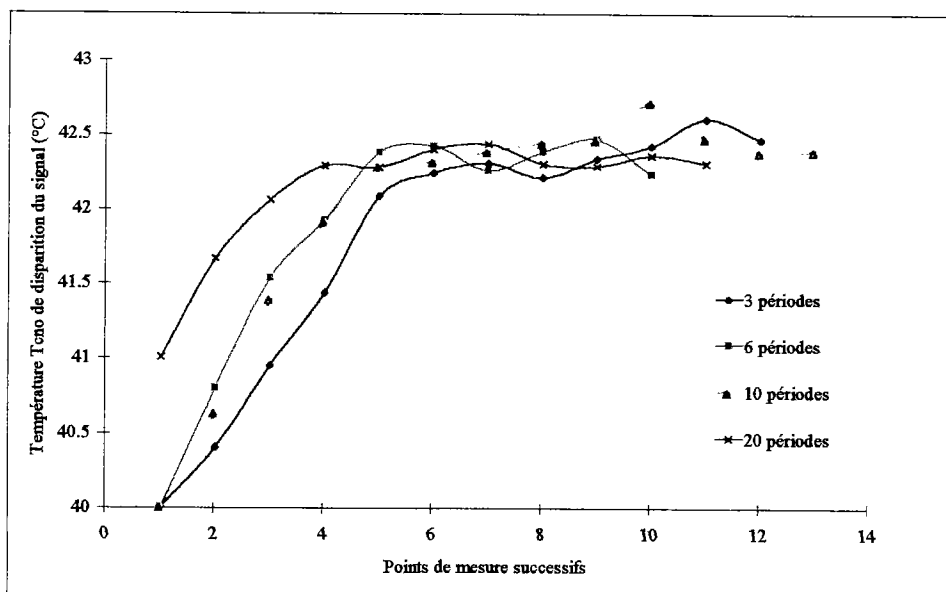


figure II.24 : Influence du nombre de périodes du signal de modulation sur lesquelles on calcule l'intercorrélation.

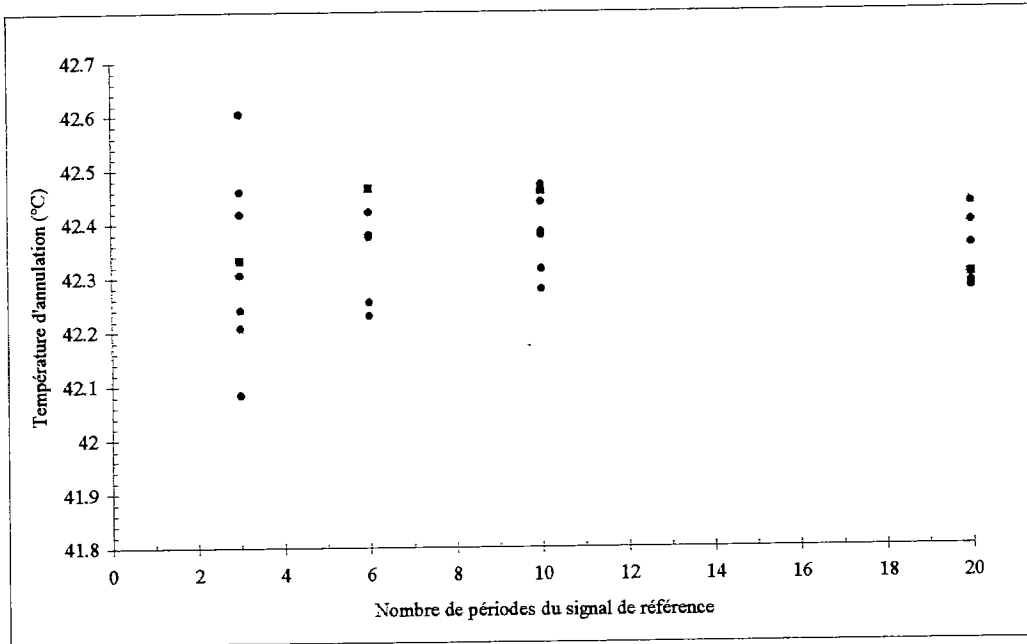


figure II.25 : Dispersion sur la mesure de T_{cno} .

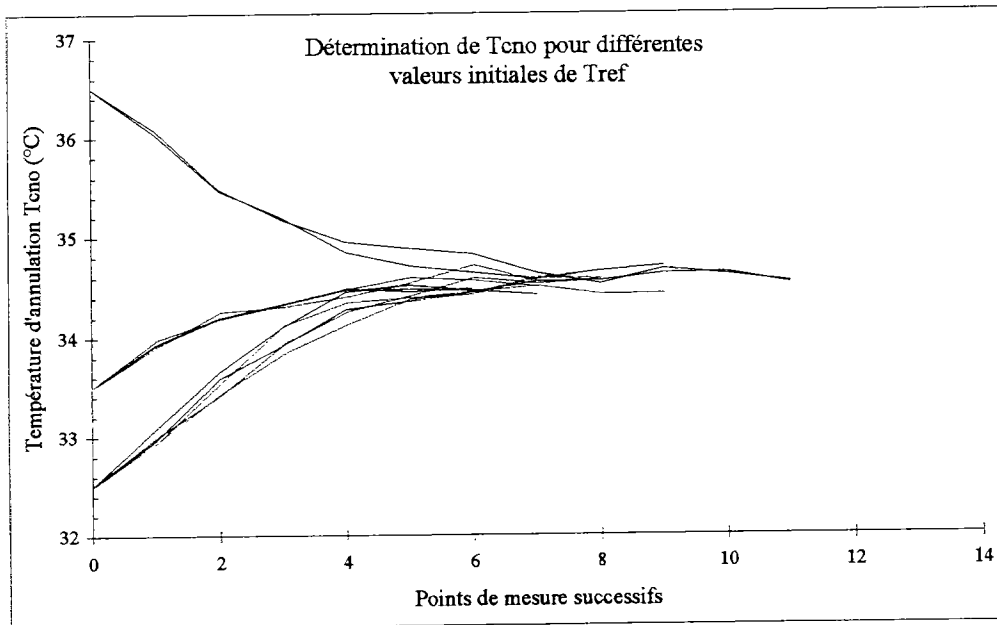


figure II.26 : Répétabilité de la mesure pour différentes valeurs initiales de $T_{référence}$.

II.6 Résolution en température du système.

II.6.1 DTEB théorique.

Basé sur le choix des éléments du système, on rappelle que le DTEB est évalué pour différentes températures de fond ambiant, d'après la formule ci dessous, explicitée en §I.8.3.

$$DTEB[K] = \frac{\sqrt{\Delta f}}{\pi \cdot \sqrt{Ad} \cdot \sin^2 \theta_0 \cdot \int_{\Delta\lambda} \varepsilon_{goutte}(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot D_{exp}^*(\lambda) \cdot \frac{\delta}{\delta T} (L(\lambda, T_{goutte})) \cdot d\lambda}$$

Ce DTEB est exprimé, en fonction de la détectivité spécifique de notre capteur IR fournie par le constructeur et ramenée à nos conditions de mesure, avec les paramètres de simulation de la figure II.27. Bien que pénalisée par la fréquence élevée du phénomène physique que l'on observe, cette valeur $DTEB_{T_g=300K} < 35mK$ est satisfaisante, due en partie au flux élevé de photons de signal en provenance des gouttes.

Bande électronique de bruit Bn [Hz]:	11500000
Bande spectrale de mesure: lambda1 lambda2:	3000000000
	11000000000
Surface sensible du détecteur (11512 cm m):	0.00101772
	0.00101772
Température de fond ambiant [K]:	300K
Demi angle de vue du système [rad]:	0.25731
Température de fond constructeur [K]:	200K
angle de vue constructeur [rad]:	0.26719
Demi-angle de vue détecteur [rad]:	0.26719
Température minimale de goutte [K]:	278
Température maximale de goutte [K]:	328
par pas de calcul de:	
	arrêt calcul

figure II.27 : Paramètres de simulation du DTEB.

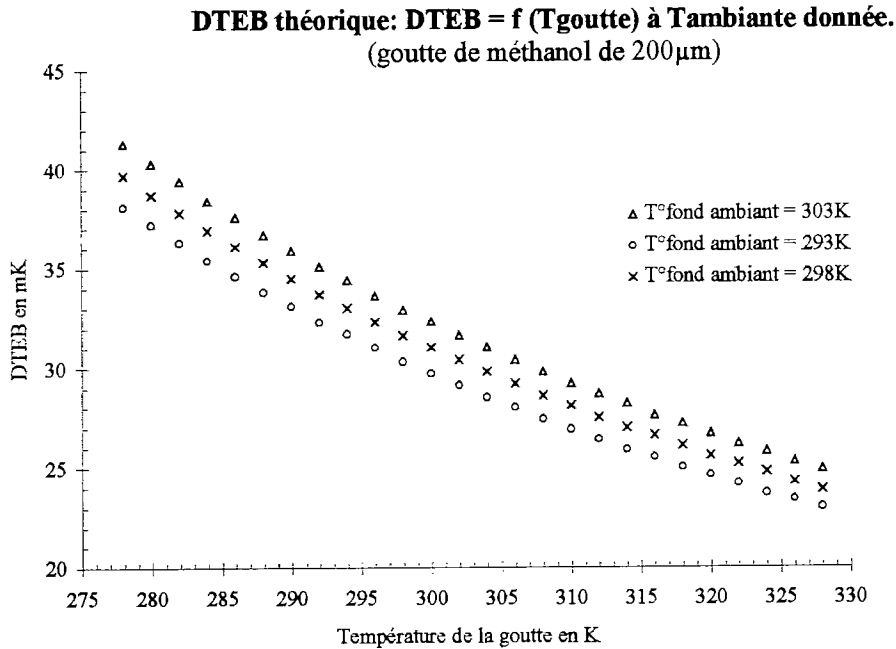


figure II.28 : DTEB théorique pour différentes températures du fond ambient.

II.6.2 DTEB expérimental.

Nous avons par ailleurs défini le DTEB comme le plus petit écart de température apparente de l'objet (i.e goutte) qui donne en sortie du système une amplitude du signal égale à la tension efficace de bruit V_{bruit} .

On rappelle l'expression du DTEB sous cette forme :

$$DTEB = \frac{\Delta T}{\left(\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}}\right)} \quad \text{soit,} \quad DTEB_{T_g} = \frac{\Delta T}{\left(\frac{\Delta V}{V_{\text{bruit}}}\right)} = \frac{V_{\text{bruit}}}{\left(\frac{\Delta V}{\Delta T}\right)_{T_g}}$$

a - Courbe de « sensibilité » :

Le rapport $\Delta V / \Delta T$ nous sera donnée par la pente de la courbe de sensibilité en température. Celle-ci a été relevée pour différents écarts de température $T_{\text{cn}} - T_g$.

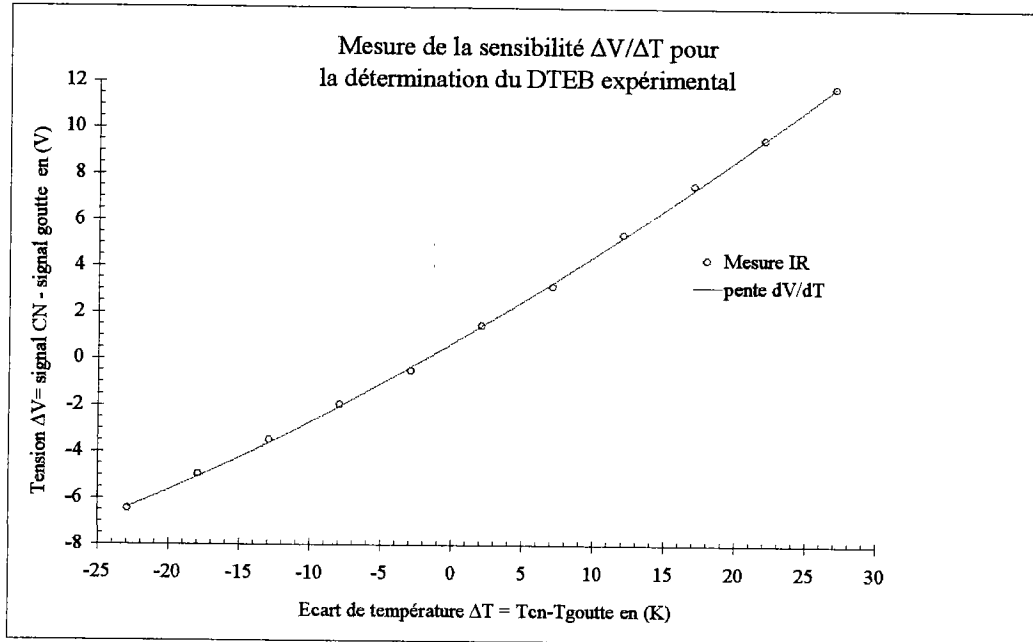


figure II.29 : Courbe de sensibilité du système IR.

b - Détermination de la tension de bruit.

La tension de bruit efficace est la somme quadratique de deux contributions de bruit : le bruit analogique V_{an} en entrée du convertisseur analogique/numérique, et le bruit de numérisation V_{num} du CAN.

La valeur efficace du bruit analogique, mesurée dans les conditions de simulation du DTEB théorique, est de $V_{an}=25\text{mV}$ en sortie de chaîne d'amplification.

Le convertisseur numérise sur 12 bits un signal de dynamique $\pm 5\text{V}$. Le pas de quantification est noté $q = 10/(2^{12} - 1) = 2.44\text{mV}$. La tension efficace de bruit totale s'écrit:

$$V_{\text{bruit}} = (V_{\text{an}}^2 + V_{\text{num}}^2)^{1/2} = (V_{\text{an}}^2 + q^2/12)^{1/2} \approx V_{\text{an}} = 25\text{mV}$$

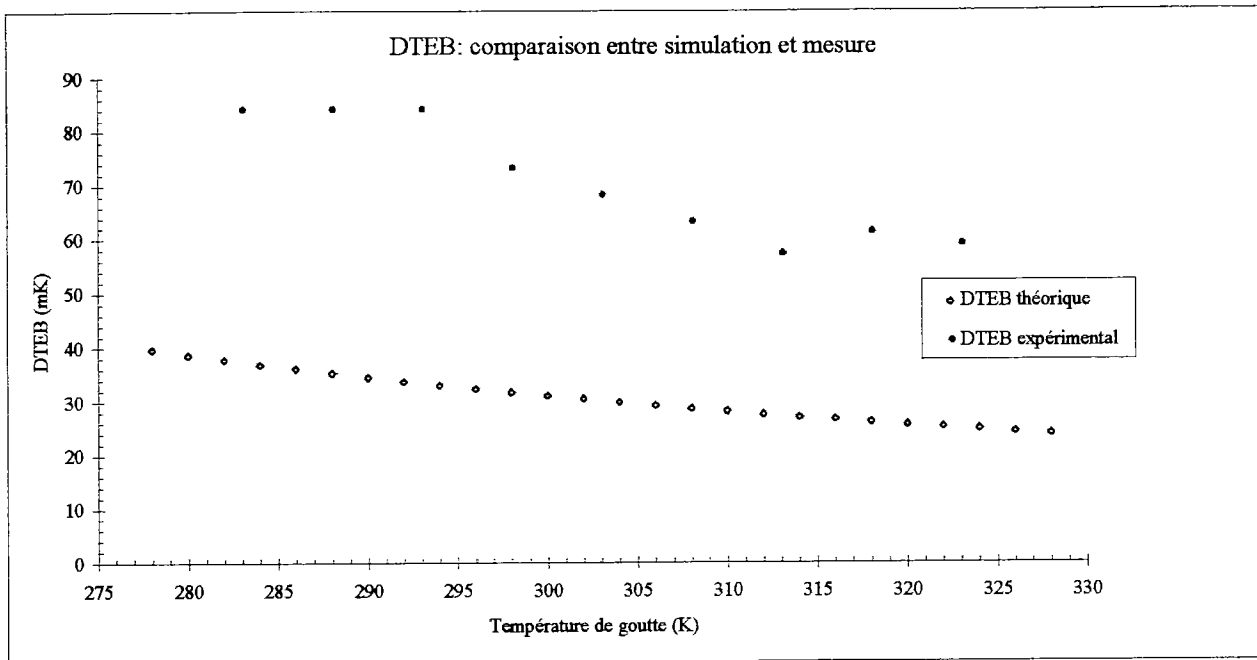


figure II.30 : DTEB expérimental et théorique.

Les valeurs de DTEB simulé et mesuré sont comparées ci-dessus. Pour une goutte à température ambiante, le $DTEB_{\text{mesuré}}[T_g=300\text{K}] = 75\text{mK}$ signifie que l'on peut escompter une résolution en température de 0.1K sur la détermination de la température apparente. L'écart entre DTEB mesuré et DTEB simulé tient aux contributions de bruit de la chaîne électronique qui interviennent dans leur évaluation, comme cela sera souligné ci-dessous.

c- Facteur de bruit de la chaîne d'amplification :

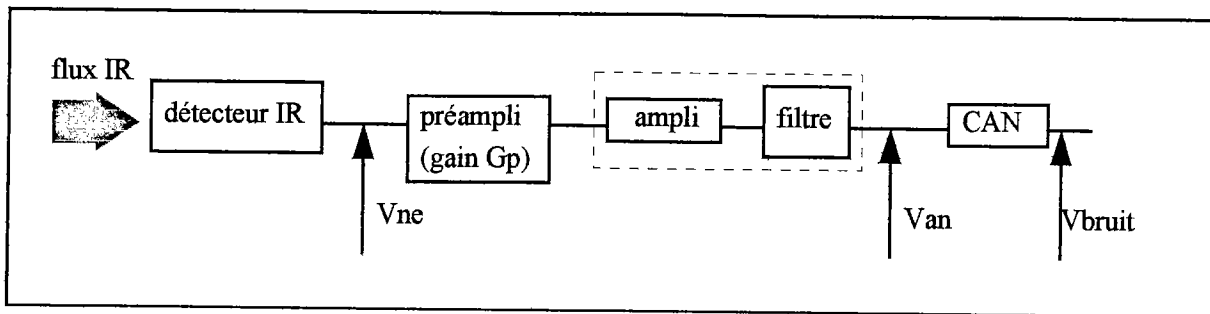
Le DTEB théorique ne tient compte que du bruit de photons et des bruits internes du détecteur (bruit thermique, bruit de génération-recombinaison, bruit de grenaille, bruit en 1/f). Le DTEB expérimental comprend le bruit des éléments du système situés en aval du détecteur (préamplificateur, amplificateur, filtre et convertisseur). Si l'on note :

$$DTEB_{\text{théorique}} = \Delta T / (\Delta V_e / V_{nc})$$

et,

$$DTEB_{\text{électronique}} = \Delta T / (\Delta V_s / V_{an}) \cong DTEB_{\text{expérimental}} = \Delta T / (\Delta V_s / V_{\text{bruit}}),$$

ces deux valeurs peuvent être plus aisément comparées en évaluant le facteur de bruit de la chaîne d'amplification [25]. On notera, en rappelant la formule de Friis, que le bruit du premier étage (préamplificateur) sera prépondérant, le bruit des étages suivant étant divisé par le gain.



on peut définir le facteur de bruit du préamplificateur à partir du rapport signal/bruit par :

$$F = \frac{(\text{Signal/Bruit})_{\text{entrée}}}{(\text{Signal/Bruit})_{\text{sortie}}} = \frac{(S_e/N_e)}{(S_s/N_s)} = \frac{S_e N_s}{S_s N_e} = \frac{1 N_s}{G_p N_e}$$

avec :

$$N_s = G_p \cdot N_e \cdot F$$

et, $\overline{V_{ns}^2} = G_p \cdot \overline{V_{ne}^2} \cdot F$ soit, $V_{ns_{eff}} = V_{ne_{eff}} \sqrt{G_p \cdot F}$

En revenant à l'expression du DTEB :

$$DTEB_{\text{électronique}} = \frac{\Delta T}{\Delta V_s / V_{ns_{eff}}} = \frac{\Delta T}{\frac{\sqrt{G_p} \cdot V_e}{\sqrt{G_p \cdot F} \cdot V_{ne_{eff}}}} = \frac{\Delta T}{\Delta V_e / V_{ne_{eff}}} \cdot \sqrt{F}$$

ou encore :

$$DTEB_{\text{expérimental}} = \sqrt{F} \cdot DTEB_{\text{théorique}}$$

En reprenant les conditions de la simulation, la mesure de F est voisine de 3. Les valeurs idéales de l'optique que l'on a pris en compte dans le calcul du DTEB, auxquelles s'ajoutent cette contribution de bruit de la chaîne d'amplification, expliquent la détérioration du DTEB mesuré par rapport aux valeurs théoriques.

II.7 Température apparente et température absolue de la goutte.

L'incertitude sur la détermination de la température équivalente est de manière générale attribuable aux phénomènes de dérives, et à l'éventuelle non linéarité du détecteur. Une autre limitation sur la précision relève de la présence d'un bruit photonique sur le thermosignal et du bruit de la chaîne d'amplification. Ces aspects ont été évoqués au paragraphe précédent. La détermination de la température absolue que nous abordons ici soulève, quant à elle, les problèmes liés à l'évaluation des transferts par rayonnement (propriétés radiatives de la goutte, influence du fond, qualité du corps noir de référence, etc.).

II.7.1 Bilan radiométrique de la scène thermique.

Les différentes sources de rayonnements arrivant sur le détecteur sont recensées en figure II.31.

Sous nos hypothèses, la goutte de 200 microns de diamètre est opaque, lambertienne, et présente l'émissivité spectrale $\varepsilon_g(\lambda)$ calculée au chapitre §I.5.2. L'émissivité spectrale du corps noir $\varepsilon_{cn}(\lambda)$ donnée par le constructeur est jointe en Annexe 3 ainsi qu'une cartographie IR de sa surface, réalisée pour différentes températures.

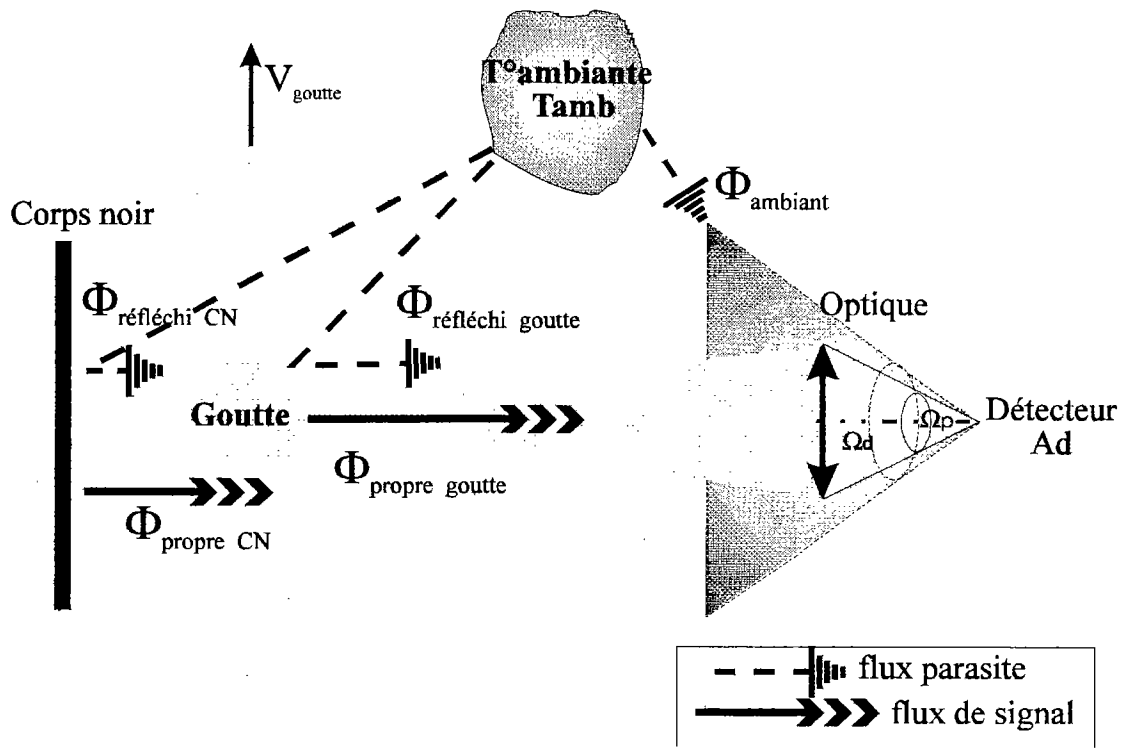


figure II.31 : Bilan des flux.

Le détecteur reçoit alternativement, et sous le même angle solide, le flux Φ_g émis par la goutte à température T_g , et le flux Φ_{cn} provenant du corps noir à température T_{cn} . En se reportant à la figure II.31, on note Φ_{amb} le flux ambiant, ainsi que $\Phi_{g_{refl.}}$ and $\Phi_{cn_{refl.}}$ les contributions du flux ambiant réfléchi respectivement sur la goutte et sur le corps noir. On peut alors écrire :

- Lorsque le détecteur « voit » la goutte :

$$\Phi_{g_{total}}(\lambda, T_g) = \Phi_{g_{refl.}}(\lambda, T_{amb}) + \Phi_{amb}(\lambda, T_{amb}) + \Phi_g(\lambda, T_g)$$

- Lorsque le détecteur « voit » le corps noir :

$$\Phi_{cn_{total}}(\lambda, T_{cn}) = \Phi_{cn_{refl.}}(\lambda, T_{amb}) + \Phi_{amb}(\lambda, T_{amb}) + \Phi_{cn}(\lambda, T_{cn})$$

avec :

$$\Phi_{g_{total}}(\lambda, T_g) = Ad \cdot \Omega p \left[(1 - \varepsilon_g(\lambda)) L(\lambda, T_{amb}) + \varepsilon_g(\lambda) L(\lambda, T_g) \right] + \Phi_{amb}(\lambda, T_{amb})$$

et

$$\Phi_{cn_{total}}(\lambda, T_{cn}) = Ad \cdot \Omega p \left[(1 - \varepsilon_{cn}(\lambda)) L(\lambda, T_{amb}) + \varepsilon_{cn}(\lambda) L(\lambda, T_{cn}) \right] + \Phi_{amb}(\lambda, T_{amb})$$

En ajustant la consigne du corps noir, on annule le signal de goutte périodique pour une température de corps noir notée T_{cno} telle que :

$$\Delta\Phi(\lambda, T) = \Phi_{g_{total}}(\lambda, T_g) - \Phi_{cn_{total}}(\lambda, T_{cno}) = 0$$

d'où

$$\varepsilon_g(\lambda) \cdot L(\lambda, T_g) = \varepsilon_{cn}(\lambda) \cdot L(\lambda, T_{cno}) + (\varepsilon_g(\lambda) - \varepsilon_{cn}(\lambda)) \cdot L(\lambda, T_{amb})$$

En tenant compte de la réponse spectrale normalisée $s(\lambda)$ du détecteur (figure II.15), de la transmission $\tau_{opt}(\lambda)$ des optiques et de la transmission atmosphérique $\tau_{atm}(\lambda)$, le calcul sur la bande spectrale de travail de l'expression ci dessous :

$$\int_{\Delta\lambda} \varepsilon_g(\lambda) \cdot \tau_{opt}(\lambda) \cdot \tau_{atm}(\lambda) \cdot s(\lambda) \cdot L(\lambda, T_g) \cdot d\lambda = \int_{\Delta\lambda} \varepsilon_{cn}(\lambda) \cdot \tau_{opt}(\lambda) \cdot \tau_{atm}(\lambda) \cdot s(\lambda) \cdot L(\lambda, T_{cno}) \cdot d\lambda + \int_{\Delta\lambda} (\varepsilon_g(\lambda) - \varepsilon_{cn}(\lambda)) \cdot \tau_{opt}(\lambda) \cdot \tau_{atm}(\lambda) \cdot s(\lambda) \cdot L(\lambda, T_{amb}) \cdot d\lambda$$

donne la correspondance entre la température absolue T_g des gouttes et la température T_{cno} de disparition du signal (ou température équivalente de goutte). Une incertitude subsiste dans ce calcul, le bilan ci dessus reposant une émissivité calculée, et non mesurée, des gouttes.

II.7.2 Influence de l'émissivité sur la détermination de la température absolue.

La correction à apporter sur la température apparente provient de la différence d'émissivité des deux corps, goutte et corps noir de référence, successivement observés par le système. Un calcul représenté en figure II.32 a été effectué pour différentes valeurs de $(\epsilon_{cn} - \epsilon_g)$ afin de connaître l'erreur résultant d'une mauvaise évaluation des émissivités.

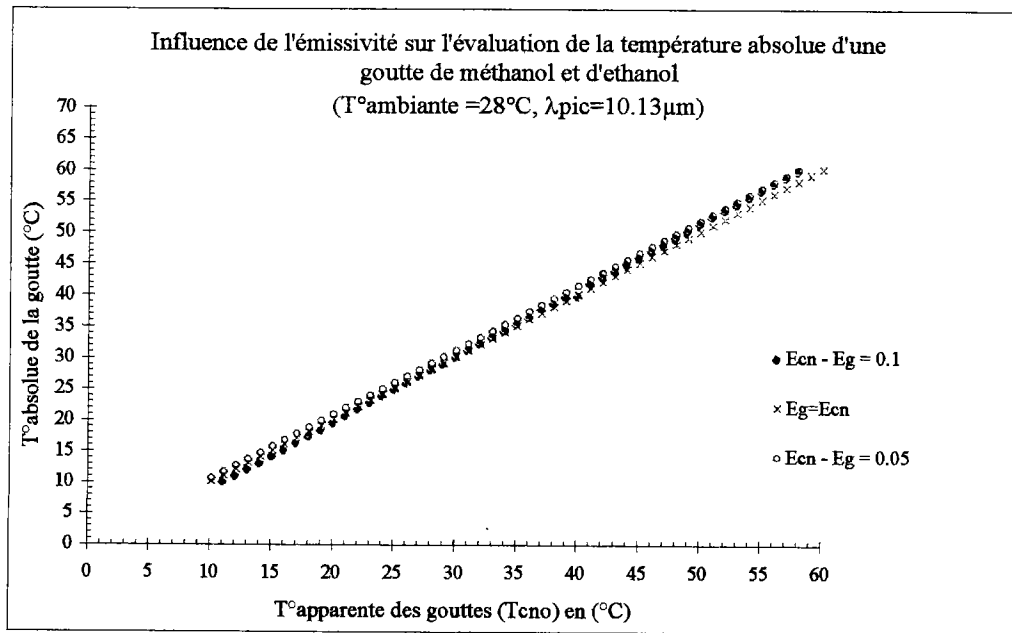


figure II.32 : Influence des émissivités.

II.7.3 Calibration expérimentale.

Afin de s'affranchir de cette correction calculée, on cherche à déterminer expérimentalement la correspondance entre la température T_g de la goutte et sa température équivalente (donnée par T_{cno}). On dispose, au niveau du générateur de gouttes, d'un thermocouple plongé dans le liquide, juste sous l'orifice de sortie, qui donne la température d'injection des gouttes. On effectue une mesure IR juste en sortie de l'injecteur afin de déterminer T_{cno} . Si l'on fait l'hypothèse que la température donnée par le thermocouple est égale à la température des gouttes en sortie de

l'injecteur, on obtient la correspondance entre T_{cno} et T_g . En réalisant cette mesure pour différentes températures d'injection, on trace la courbe de calibration (figure II.33) suivante :

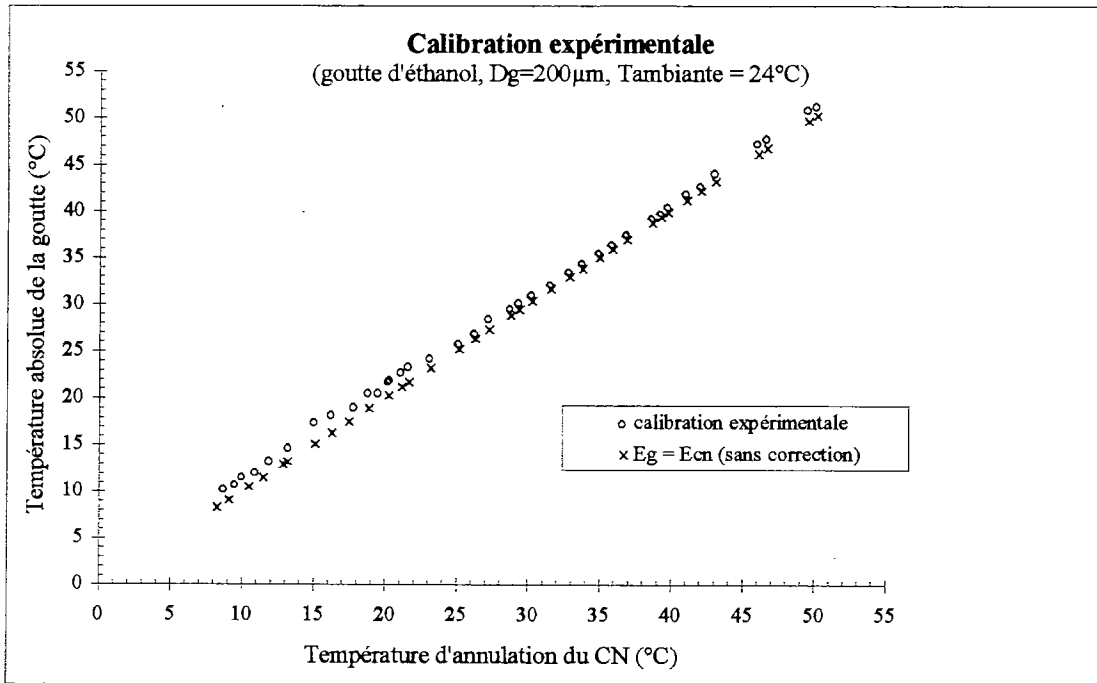


figure II.33 : Calibration expérimentale.

La température apparente que mesure le système est très proche de la température absolue de la goutte. Tout se passe comme si la différence d'émissivité entre le corps noir et la goutte était faible. Nous avancerons trois raisons expliquant ce résultat :

- l'émissivité de la goutte aurait été sous-évaluée par le calcul (§I.5.2).
- l'hypothèse d'un corps opaque n'est pas vérifiée pour ce diamètre à certaines longueurs d'onde pour lesquelles on ne peut considérer : $\rho = 1 - \epsilon$.
- pour les températures éloignées de l'ambiante, il peut y avoir perte de chaleur entre injection et premier point de mesure.
- l'influence des propriétés physiques du liquide est non négligeable : le méthanol et l'éthanol utilisés lors des expériences sont légèrement dénaturés (faible pourcentage d'eau) alors que nos calculs sont basés sur les indices complexes de liquides purs.

II.8 Exactitude et incertitudes : Maîtrise des grandeurs d'entrée.

Le dispositif infrarouge mis en oeuvre est dédié à la mesure. Il est donc bon de le qualifier comme tout appareillage de mesure. Les caractéristiques de système, intéressantes ou pénalisantes, sont apparues au travers des remarques qui ont précédé. Remarquons aussi que cette caractérisation passe par une parfaite maîtrise des grandeurs d'entrée que sont les caractéristiques du train de gouttes et la température ambiante.

a- Fluctuations de la température d'injection : de $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$.

b- Oscillations du jet, qui apparaissent lorsque l'on s'éloigne du point d'injection. La mesure est limitée à une trajectoire inférieure à 100mm le long du jet.

Un effort est donc à porter sur la maîtrise des gouttes que l'on génère afin de s'affranchir des fluctuations du signal qui doit être, en toute rigueur, stationnaire. De ce point de vue, ce type d'approche présente des possibilités accrues de traitement du signal : traitement a posteriori des signaux de gouttes défectueux (élimination des gouttes défocalisées ou non sphériques, recherche de maxima, etc.),

c- Influence de la température ambiante :

Il nous est difficile lors d'une série de mesures de maintenir la température de la pièce rigoureusement constante. Ces fluctuations sont de $\pm 2^{\circ}\text{C}$ autour d'une valeur moyenne. Il est utile de préciser si ce « bruit » entraîne des fluctuations dans la détermination de la température apparente. Les fluctuations de T_{ambiante} au cours d'une mesure peuvent perturber de deux manières la mesure :

- la température apparente mesurée par le système peut varier en fonction de la température du fond ambiant.

- le phénomène physique proprement dit, à savoir l'évaporation de la goutte dans le cas présent, varie en fonction de la température ambiante. (nous verrons lors de la mise en oeuvre de modèles d'évaporation (figure III.3) que de légères fluctuations de la température ambiante ont une influence très réduite sur la température de la goutte).

Seul le premier effet sera pris en compte ici en mesurant la température de la goutte est mesurée en sortie de l'injecteur après avoir fait varier la température

ambiante. Les mesures représentées en figure II.34 tendent à montrer que cette influence est faible. La calibration expérimentale allait déjà dans ce sens en indiquant que la faible différence constatée des émissivités a pour effet de réduire l'influence de l'environnement.

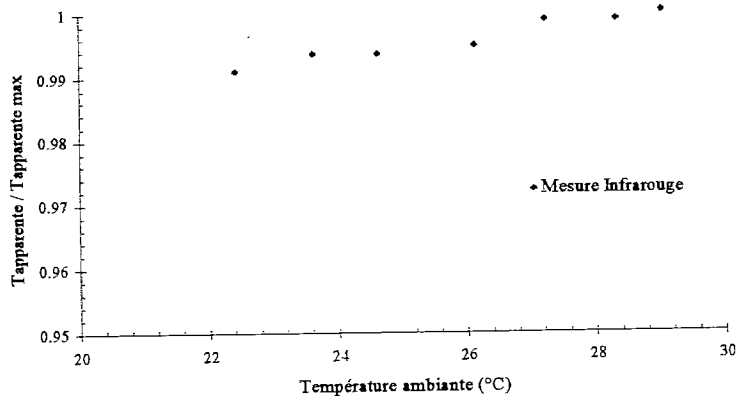


figure II.34 : Influence de la température ambiante sur la mesure de la température apparente.

d- exactitude :

Nous avons vu que ce dispositif permet de déterminer de façon satisfaisante la température apparente des gouttes. En ce qui concerne la détermination de la température apparente de la goutte, la résolution du système qui correspond au DTEB expérimental est inférieure à 0.1°C (§II.6.2), avec une répétabilité de l'ordre de 0.2°C (figures II.24 à II.26). L'exactitude sur la température vraie reste le point délicat car elle nécessiterait une connaissance plus précise des propriétés radiométriques de la goutte (opacité, émissivité, caractère lambertien etc.). Il apparaît toutefois qu'en raison du principe de mesure par disparition du signal que l'on a adopté, les corrections à apporter sur la température apparente sont faibles et rejetées au second ordre. En effet, nous avons vu que la méthode du zéro permet de limiter l'influence de l'ambiante et de simplifier le bilan radiométrique. Une calibration à l'aide d'un thermocouple a été possible en sortie de l'injecteur. Ces mesures permettent de considérer que le système qui a été développé a une exactitude de $\pm 1^{\circ}\text{C}$.

Chapitre III

Validation expérimentale de modèles d'évaporation de gouttes

III.1 Rappels sur la modélisation de l'évaporation d'une goutte en mouvement.

Les chapitres précédents ont eu pour objectif de décrire la conception et la caractérisation d'un outil de mesure de température de gouttes en évaporation. Afin d'étudier ces phénomènes d'évaporation, les travaux initiés au laboratoire font appel à l'approche expérimentale et à la simulation numérique, menées en parallèle. Le but de ce chapitre est de comparer les techniques de mesure mises en oeuvre au laboratoire (Infrarouge et réfractométrie arc-en-ciel), entre elles et avec les modèles théoriques.

Il existe dans la littérature de nombreux travaux relatifs à la modélisation des phénomènes d'évaporation de gouttes isolées ou en interaction (i.e subissant l'influence de ses voisines). L'examen de la modélisation de l'évaporation d'une goutte n'entrant pas dans le cadre de ce mémoire, on trouvera une bibliographie complète ainsi qu'une étude détaillée de chacun de ces modèles en [26]. Un rappel succinct nous permettra d'introduire le choix du modèle pris en compte dans nos simulations afin de reproduire le plus fidèlement les conditions expérimentales. Il s'agira plutôt ici de souligner les phénomènes physiques pris en compte par chacun de ces modèles afin de mieux aborder la simulation du comportement en température de la goutte qui en résulte.

III.1.1 Phénomène d'évaporation.

Sur le banc de mesure décrit au chapitre précédent, la goutte, généralement préchauffée, est injectée dans l'air ambiant. Le comportement de cette goutte sera conditionné de sorte à atteindre l'équilibre thermodynamique entre elle et son environnement. Des transferts de chaleur et de masse entrent en jeu. Un flux de chaleur est appliqué à la surface des gouttes par conduction et par convection depuis l'écoulement. Celui-ci entraîne un changement de phase (évaporation), la quantité de chaleur restante étant dédiée au chauffage (ou refroidissement) de la goutte.

Le taux d'évaporation d'une goutte isolée dépend de façon générale :

- de la pression, de la température et des propriétés de l'environnement gazeux,
- de la température, du diamètre de la goutte et des propriétés physiques du liquide,
- de la vitesse relative de la goutte par rapport à l'écoulement.

Tous ces paramètres seront à prendre en compte lors de la modélisation de l'évaporation, et serviront de base à l'interprétation de l'évolution en température de la goutte.

III.1.2 Cas de la goutte isolée : modélisation de l'évaporation.

Dans tous les modèles présentés, les transferts de chaleur et de masse qui régissent le comportement de la goutte ont été formulés sous de nombreuses hypothèses dont les principales sont :

- le problème est à symétrie sphérique,
- la goutte est isolée et ne subit pas d'influence de ses voisines,
- le processus est quasi-stationnaire,
- le phénomène d'évaporation s'effectue beaucoup plus rapidement que le transport de la vapeur,
- le flux de chaleur par rayonnement est négligeable.

Les trois types de modèles d'évaporation qui ont été développés sont résumés en figure III.1 [26] :

- modèle en D^2 : c'est le modèle le plus simple développé pour décrire l'évaporation d'une goutte. La température de la goutte est supposée constante dans le temps et uniforme sur tout le diamètre. Ce modèle tire son nom de la loi de variation du diamètre au cours du temps :

$$D^2 = D_0^2 - C_e \cdot t \quad \text{avec } C_e : \text{ constante d'évaporation en (m}^2/\text{s)}.$$

D_0 : diamètre initial de la goutte.

- modèle de conduction infinie (conductivité thermique $\chi \rightarrow \infty$) [27,28] : Dans le modèle de conduction infinie, on suppose que la chaleur reçue ou perdue par la goutte à sa surface se diffuse de manière instantanée en raison d'une circulation rapide du liquide à l'intérieur de la goutte. Le modèle de conduction infinie est analogue au modèle en D^2 mais la température de la goutte varie au cours du temps tout en restant uniforme à l'intérieur de celle-ci (figure III.1).

- modèle de conduction effective ($1 < \chi < 2.72$) [3,29,30] : En pratique, le phénomène d'échauffement ou de refroidissement de la goutte a lieu selon un processus qui se situe entre le modèle de conduction infinie et un modèle qui supposerait que seule la conduction pilote les transferts de chaleur. Ainsi, le modèle de conduction effective prend en compte les phénomènes de recirculation sous la forme de vortex à l'intérieur de la goutte (figure I.1). Ce phénomène peut se traduire par une homogénéisation accélérée de la température à l'intérieur de la goutte. C'est le modèle le plus raffiné, qui nous permettra de reproduire au mieux nos conditions expérimentales. C'est celui qui a été mis en oeuvre dans nos simulations après avoir tenu compte des phénomènes d'interaction.

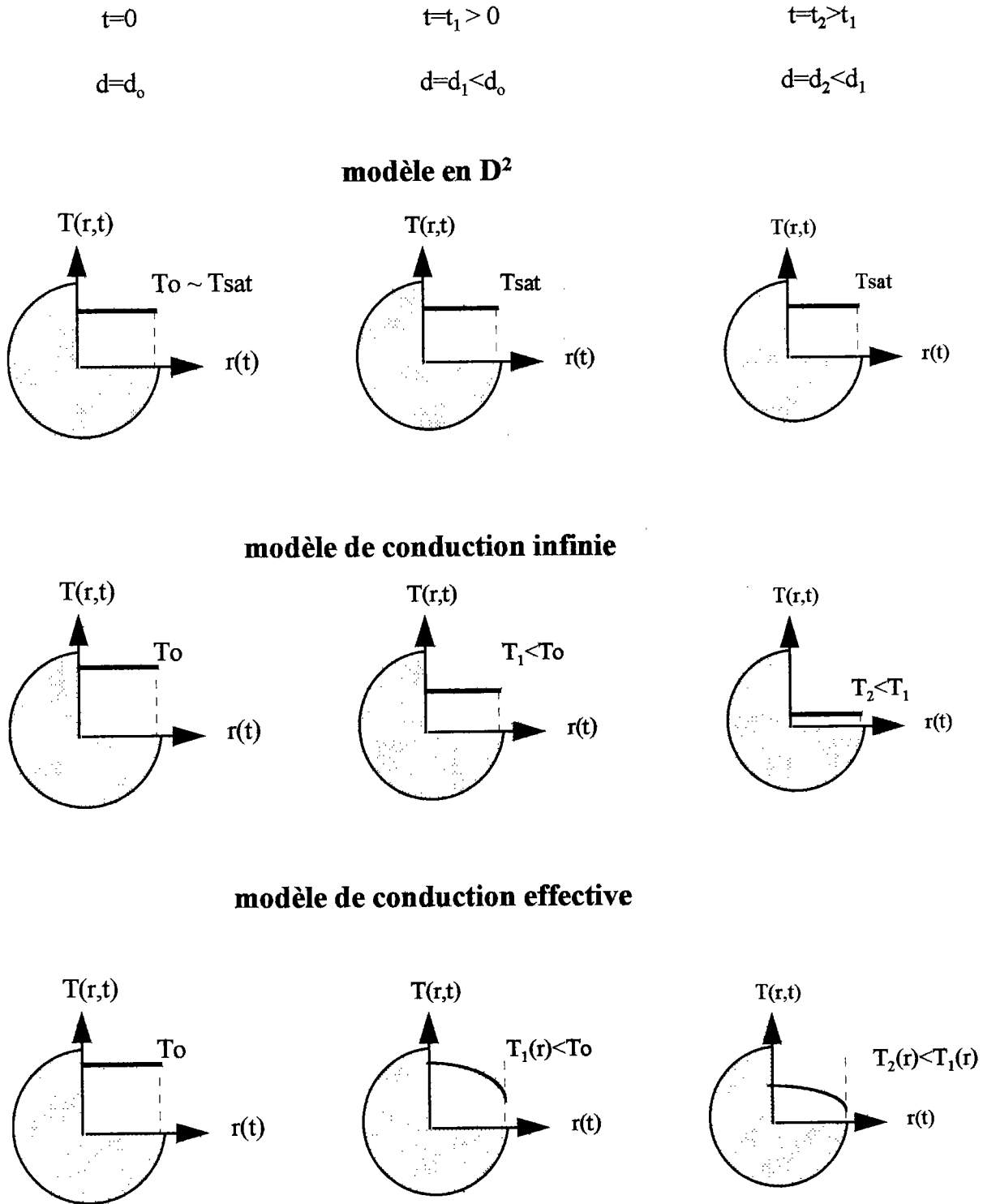


figure III.1 : Goutte en refroidissement dans l'air ambiant : évolution de la température pour les différents modèles d'évaporation [26].

III.1.3 Goutte en déplacement : équation du mouvement.

Le but est ici de décrire l'équation du mouvement dans le cas d'une goutte isolée. A partir de cette équation, on montrera au paragraphe suivant comment cette équation sera corrigée au niveau du terme de traînée, dans le cas du jet monodisperse qui nous intéresse.

Sous les hypothèses suivantes :

- les gouttes sont sphériques, indéformables et n'agissent pas entre elles,
- elles ne sont pas en rotation sur elles mêmes,

le mouvement de la goutte est régi par l'équation générale [31] :

$$\rho_g \frac{\pi \cdot D_g^3}{6} \frac{d\bar{V}_g}{dt} = \bar{F}_t + \bar{F}_{ma} + \bar{F}_{gp} + \bar{F}_h + \frac{\pi \cdot D_g^3}{6} (\rho_g - \rho) \bar{g}$$

avec :

D_g, V_g	diamètre et vitesse de la goutte
ρ_g, ρ	masses volumiques de la goutte et de l'écoulement
\bar{F}_t	force de traînée
\bar{F}_{ma}	terme de masse ajoutée
\bar{F}_{gp}	effet de gradient de pression
\bar{F}_h	terme « d'histoire »

Lors de l'étude d'une goutte se déplaçant dans un écoulement d'air, on se trouve dans le cas particulier : $\rho_g \gg \rho$. On montre que les termes de masse ajoutée, de gradient de pression et d'histoire sont négligeables. Dans notre cas, on aboutit donc à la description du mouvement de la goutte à l'aide des deux équations :

$$\frac{dV_g}{dt} = \frac{3\rho C_d}{4\rho_g D_g} \|\bar{V} - \bar{V}_g\| (\bar{V} - \bar{V}_g) + \bar{g} \quad \text{avec } C_d : \text{coefficient de traînée}$$

et
$$\frac{d\bar{X}_g}{dt} = \bar{V}_g$$

III.1.4 Cas du jet monodisperse : interactions entre gouttes.

Tous les modèles précédemment exposés reposent sur l'hypothèse d'une goutte isolée. Or, on montre que les effets d'interaction doivent être pris en compte lorsque le rapport entre la distance moyenne entre gouttes et la taille moyenne des gouttes est inférieur à 20 (ce qui est le cas pour la plupart des systèmes d'injection dans les chambres de combustion). Nous avons vu que le train de gouttes généré lors de nos expériences se situe dans ce cadre d'interaction forte ; nos simulations devront en tenir compte.

Choi et Lee [32] ont étudié le mouvement de deux gouttes se déplaçant en tandem dans un écoulement surchauffé. Leurs résultats montrent que si l'espacement entre les gouttes est très faible, leur coefficient de traînée est bien inférieur à celui d'une goutte isolée. Chiang et Sirignano [33] ont complété ces études des processus d'interaction en décrivant le comportement de trois gouttes se déplaçant l'une derrière l'autre. On notera que la goutte centrale est alors représentative d'une goutte quelconque se déplaçant dans le jet. Leurs corrélations ont conduit à de nouvelles corrections empiriques du coefficient de traînée ainsi que des nombres de Nusselt et de Sherwood intervenant dans la description du modèle de conduction effective.

Ces études montrent que :

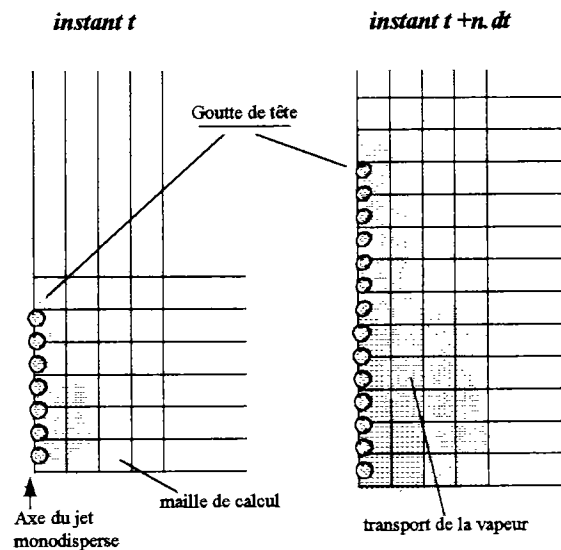
- un sillage de vapeur est dégagé par la goutte de tête qui aspire par ailleurs les gouttes qui la suivent.
- le comportement de la goutte centrale est affecté par la goutte qui la précède et par celle qui la suit.
- les résultats indiquent que ces interactions dépendent fortement de l'espacement initial entre deux gouttes.

Ce phénomène tend à réduire l'échange de masse et d'énergie entre une goutte du jet et son environnement et provoque ainsi un ralentissement de l'évaporation.

III.1.5 Modélisation du jet. Influence des propriétés physiques.

a- Remarques sur la modélisation des interactions.

Le programme LSD (Lagrangian Simulation of Dispersion) [26] mis en oeuvre au DERMES permet de modéliser les interactions entre gouttes, au moins au niveau des transferts de masse mais ne prend pas directement en compte les interactions liées au transferts thermiques. Pour simuler correctement le comportement de gouttes qui s'évaporent dans un jet, il faudrait soit pondérer le flux de chaleur reçu par chaque goutte, soit tenir compte des processus de transfert entre phases. Le programme LSD ne modélise pas le comportement d'un jet de gouttes qui s'évaporent de manière globale mais simule l'évaporation de chaque goutte de manière indépendante. Il calcule l'évolution de tous les paramètres qui caractérisent la goutte le long de sa trajectoire, schématisée ci-dessous :



Comme nous l'avons vu, la première goutte du jet pénètre dans une maille « vierge » alors que ses suivantes se déplacent dans un environnement en vapeur fortement influencé par les gouttes précédentes. A tout instant, la fraction massique Y_F de vapeur apportée par les gouttes, qui intervient dans l'expression du nombre de transfert de masse, évolue à l'échelle de la maille de calcul. Le transport de la vapeur dégagée par l'évaporation d'une goutte est obtenue en résolvant l'équation :

$$\frac{\partial Y_F}{\partial t} + \frac{\partial(uY_F)}{\partial x} + \frac{\partial(vY_F)}{\partial y} = \text{div}(\mu_t \text{grad} \bar{Y}_F)$$

avec : u et v , composantes longitudinales et radiales de la vitesse de l'air.

La vitesse de l'air qui intervient dans l'équation de transport de la vapeur ci dessus, est un paramètre assez délicat à fixer lors de la mise en oeuvre des simulations. Cette vitesse résulte de l'entraînement de l'air par le jet de gouttes et nous est donnée en [34].

Au vu des ces différentes remarques, il apparaît donc difficile de modéliser complètement les effets d'interaction afin d'atteindre la fiabilité des modèles d'évaporation d'une goutte isolée. Afin de se confronter au modèle de goutte isolée et de vérifier les corrélations sur la traînée, un dispositif sera mis en oeuvre au DERMES afin d'éliminer sélectivement quelques gouttes dans le jet (à l'aide d'un déflecteur électrostatique placé en sortie de l'injecteur [13]) de façon à ménager une distance inter-goutte supérieure à 20 fois le diamètre de goutte.

b- influence des propriétés physiques :

Il est important de souligner ici l'extrême sensibilité des résultats fournis par ces modèles en fonction des propriétés physiques des liquides ainsi que de l'air, utilisées lors des simulations. Béard [26] met en évidence un allongement du temps d'évaporation pouvant atteindre 20% suivant les corrélations prises en compte pour les propriétés physiques de l'air. Il faut compléter cette remarque en notant que les mesures expérimentales ont été réalisées avec des liquides légèrement dénaturés (méthanol 98%, éthanol 90%), ce qui sera une source d'incertitude lors des comparaisons entre modèle et expérience.

III.2 Simulation de l'évaporation dans le cas du jet monodisperse.

Les figures III.2 à III.6 ont pour but d'illustrer l'évolution en température de la goutte de méthanol, au sein d'un train monodisperse, en fonction de quelques paramètres significatifs.

Le cas de référence apparaissant sur chaque courbe est le suivant :

diamètre initial de la goutte	$d_g = 200$ microns
Vitesse d'injection de la goutte	$V_{inj} = 5$ m/s
Température d'injection de la goutte	$T^{°inj} = 50^{\circ}C$
paramètre de distance inter-gouttes	$d/d_g = 2$
Température de l'air ambiant	$T^{°air} = 25^{\circ}C$

et l'on a fait évoluer successivement chacun des paramètres, autour du cas de référence, avec les valeurs suivantes :

paramètre	d_g	V_{inj}	$T^{°inj}$	d/d_g	$T^{°air}$
	100 microns	2.86 m/s	40°C	3	20°C
valeur	300 microns	6.67 m/s	30°C	4	30°C

Expérimentalement, en sortie de l'injecteur et sur quelques millimètres, l'instabilité de Rayleigh est toujours présente et les gouttes ne sont pas encore formées. Au niveau de la modélisation, cette instabilité en début de jet a été simulée par un train de gouttes en forte interaction (i.e très proches les unes des autres).

La figure III.3 décrit l'influence de la température ambiante sur l'évaporation de la goutte. Plus la température de l'air est élevée, plus la goutte s'évapore ; le transfert de chaleur entre la goutte et la vapeur environnante se traduit alors par un refroidissement plus important de la goutte (masse de vapeur plus importante à évaporer). Il apparaît en figure III.2 qu'une vitesse d'injection élevée se traduit par un refroidissement moindre de la goutte ; ce résultat prévisible correspond en grande partie à un temps de trajet plus court sur la même trajectoire, en comparaison avec l'effet de convection.

Au niveau de l'interaction entre gouttes, la figure III.4 confirme que plus la distance inter-gouttes est faible, plus l'évaporation est ralentie entraînant une chute de température moins importante.

La figure III.5 met en évidence l'inertie thermique de gouttes de 300 microns de diamètre. Pour des gouttes de 100 microns, l'homogénéisation en température dans la goutte se fait beaucoup plus rapidement avec une température de surface égale à la température au centre après environ 15 ms.

En figure III.6, plus la température d'injection est élevée, plus le refroidissement est important, avec notamment un fort gradient de température entre la surface et le centre. Traduit différemment, une goutte injectée très chaude devra s'évaporer davantage pour atteindre l'équilibre thermodynamique avec l'air environnant.

D'une manière générale, en comparant l'évolution en température de la surface et du centre de la goutte, il apparaît que le gradient de température dans la goutte peut être important, avec une phase d'homogénéisation en température non négligeable.

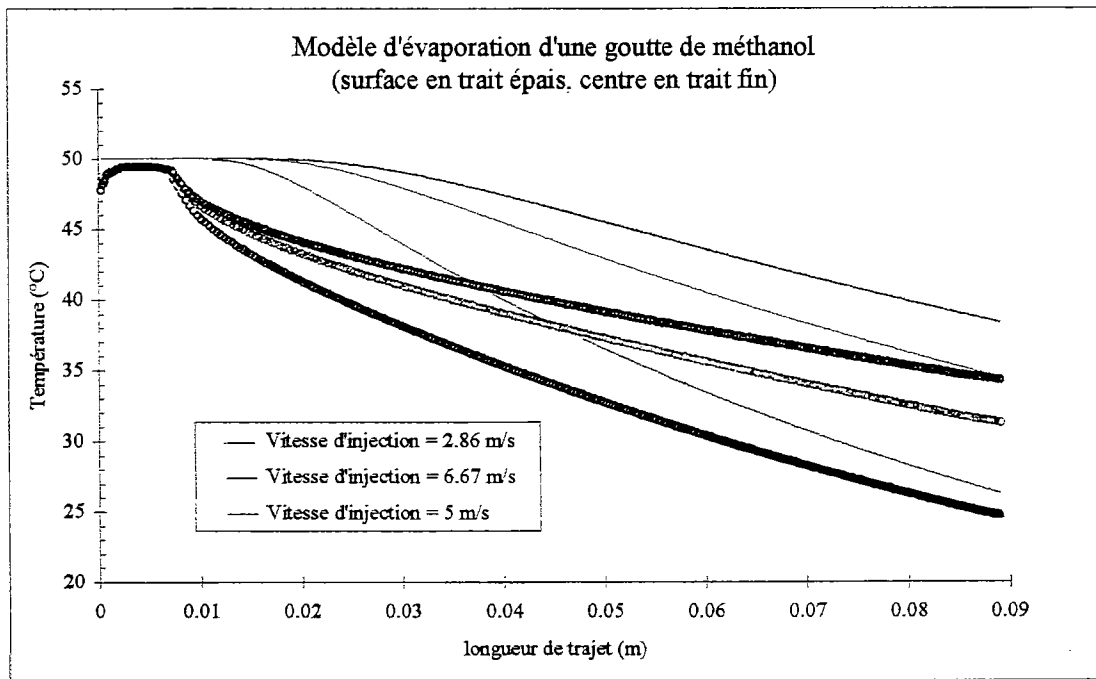


figure III.2 : Influence de la vitesse d'injection.

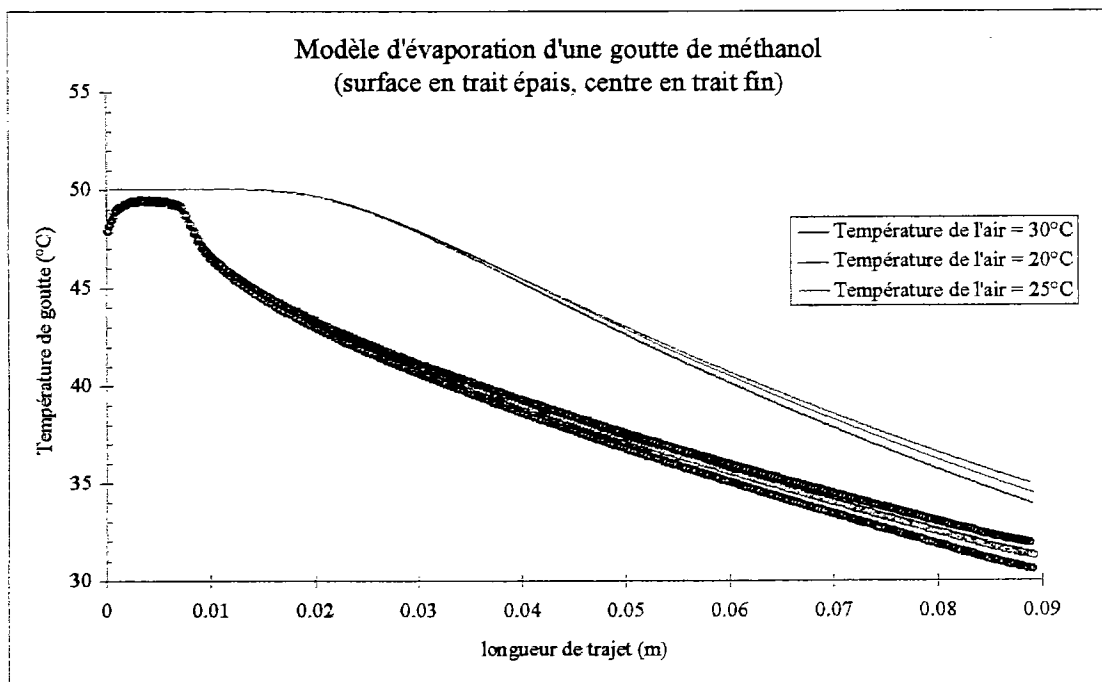


figure III.3 : Influence de la température de l'air ambiant.

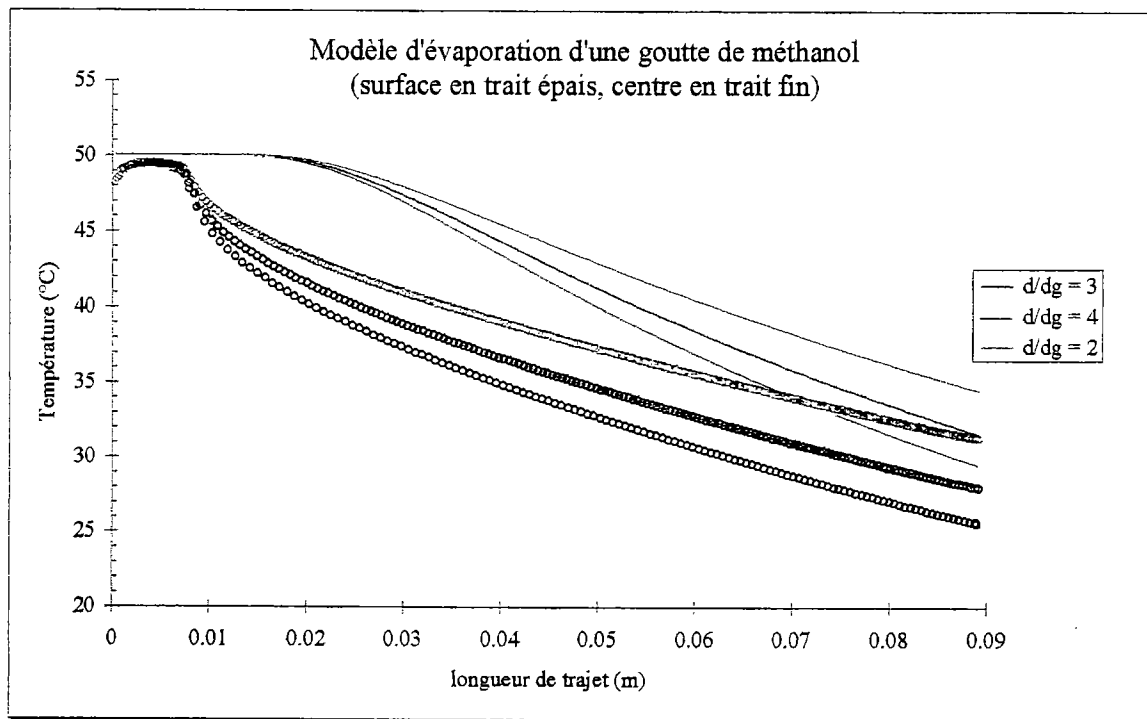


figure III.4 : Influence de la distance inter-goutte.

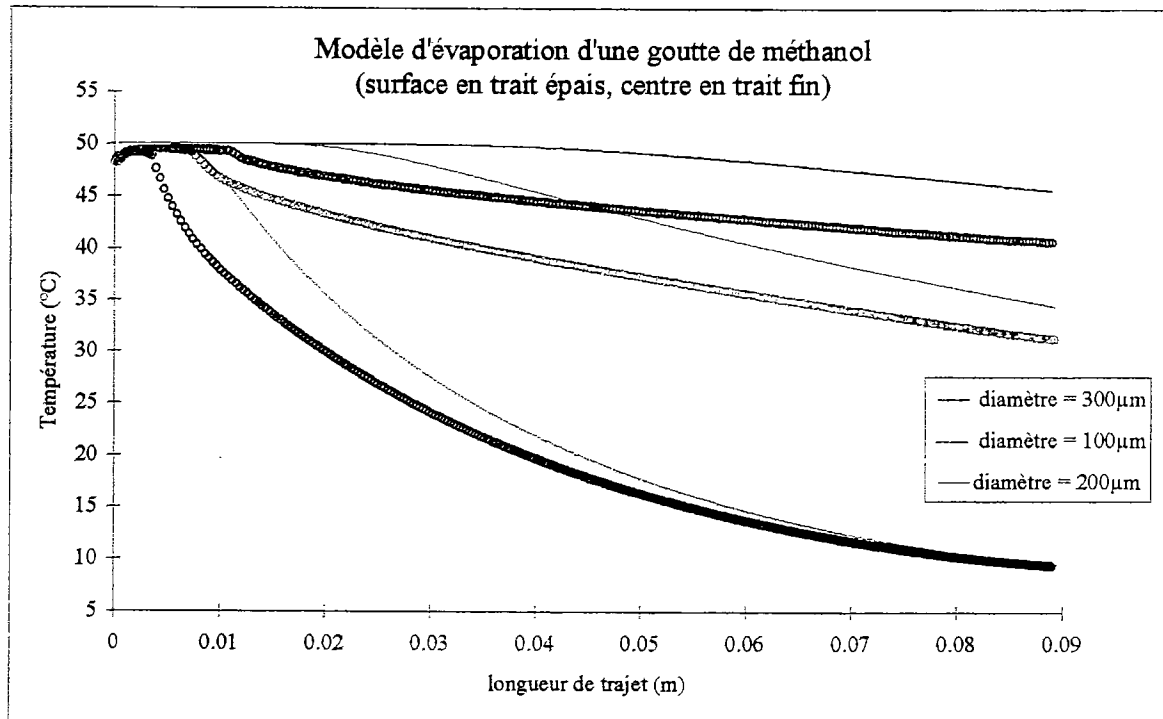


figure III.5 : Influence du diamètre de goutte.

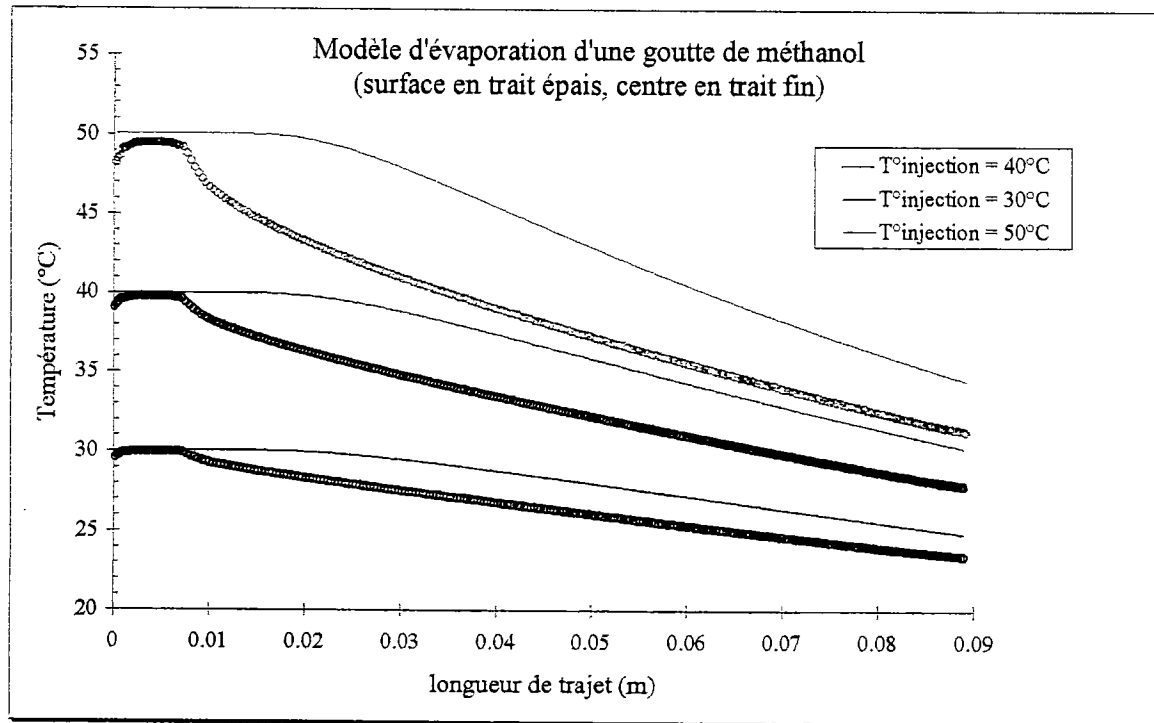


figure III.6 : Influence de la température d'injection des gouttes.

III.3 Résultats.

III.3.1 Évaporation d'une goutte de méthanol en interaction.

a- Comparaison avec le modèle.

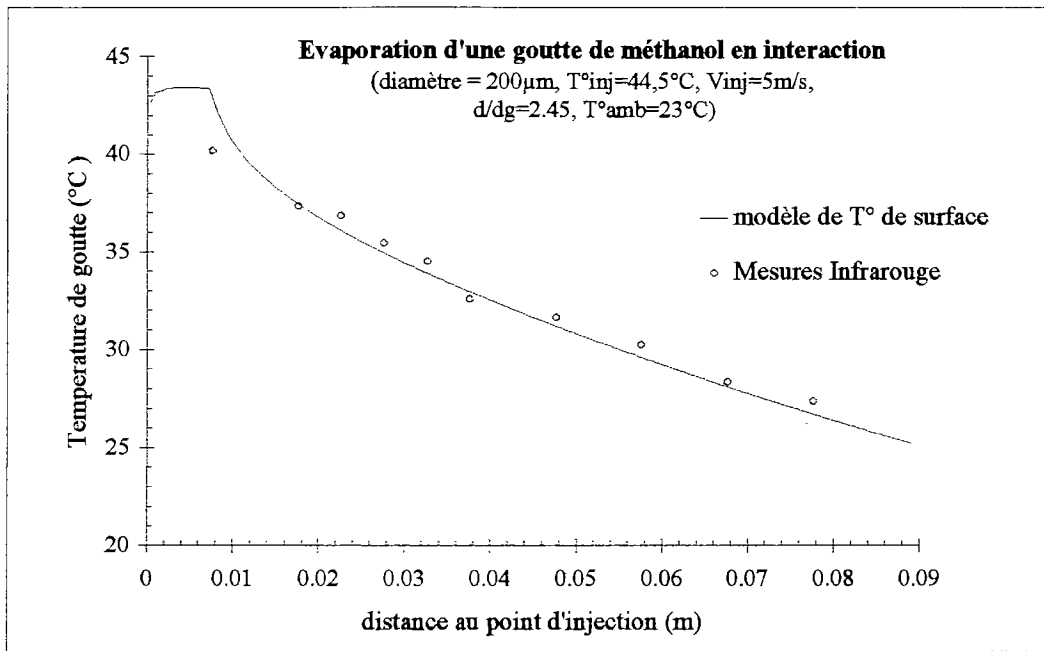


figure III.7 : Confrontation entre modèle et expérience.

Un premier exemple de résultat est présenté ici sur l'évolution de la température d'une goutte de méthanol en évaporation dans un jet monodisperse. Les caractéristiques de ce jet sont :

Température initiale	44,5°C
Température ambiante	23°C
fréquence d'injection	10650 Hz
vitesse d'injection	5 m/s
Diamètre initial	200 µm
espacement entre gouttes d/dg	2,45

Ce premier résultat est comparé avec le modèle d'évaporation détaillé précédemment qui permet de décrire la température de surface de la goutte. La

première mesure IR n'est réalisée que 7 mm après le point d'injection, en raison de l'instabilité de Rayleigh présente en sortie de l'injecteur et sur quelques millimètres (§III.2). Ainsi, le point de mesure figuré sur l'abscisse 0 correspond à la mesure par thermocouple en sortie de l'injecteur. La goutte injectée à une température de 44.5°C, dans l'air ambiant, refroidit jusqu'à 27°C après une trajectoire de 75 mm. Au delà, la mesure s'avère difficile en raison des battements du jet.

Avant de comparer théorie et expérience, il a été souligné :

- les sources d'erreurs éventuelles dans la mesure expérimentale,
- l'influence des propriétés physiques utilisées lors des simulations,
- la grande sensibilité de celles-ci aux variations des conditions expérimentales,
- la difficulté de modéliser complètement les interactions entre gouttes.

Après avoir pris ces précautions d'interprétation, on observe une très bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux. Il est à noter :

- un bon accord entre les chutes de température que prévoit le modèle et que mesure le système infrarouge.
- la pente qui décrit le refroidissement de cette goutte de méthanol est très proche entre expérience et théorie.
- le comportement simulé de gouttes *isolées*, reporté en figure III.8, met en évidence l'enjeu (et la difficulté) que représente une bonne modélisation des effets d'interaction.

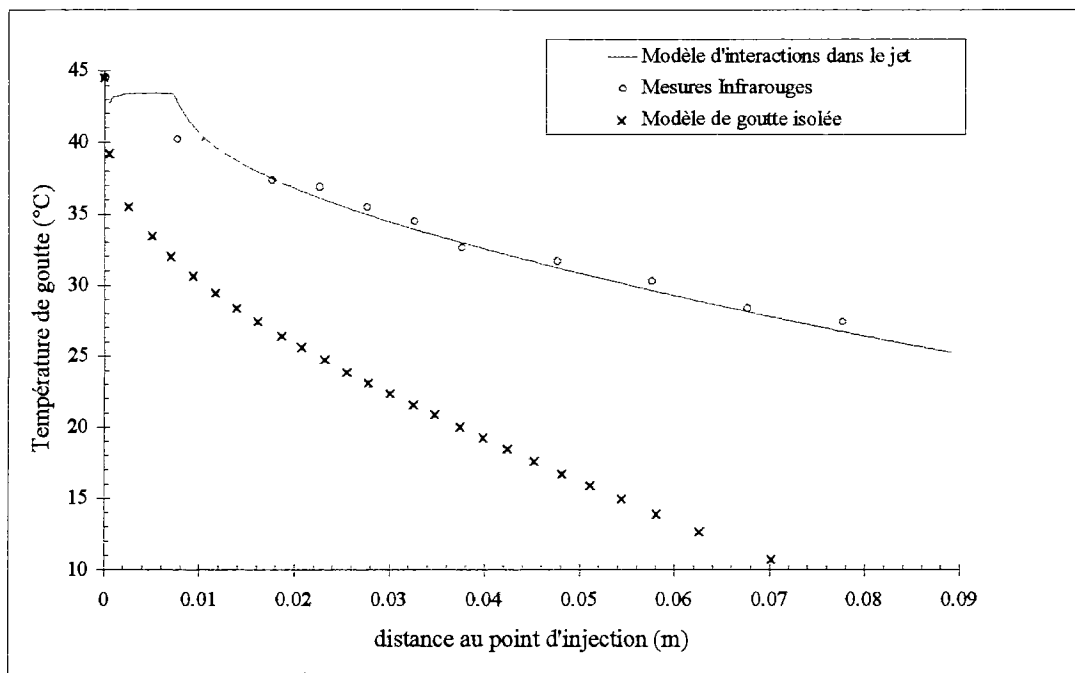


figure III.8 : Influence des effets d'interaction : comparaison avec le modèle de goutte isolée.

b- Comparaison pour deux diamètres de gouttes.

Le deuxième exemple présente deux courbes de refroidissement pour deux diamètres de goutte différents de 200 μ m et 300 μ m. Même si ce résultat apparaît logique, son interprétation est plus délicate car les mesures n'ont pu être effectuées avec les mêmes température et vitesse d'injection. En effet, le dispositif de génération de gouttes ne permet pas de faire varier chacun des paramètres, indépendamment des autres, autour d'un point de fonctionnement $F(d_g, f_{excitation}, débit_{alimentation})$ de référence, comme cela a été simulé en §III.2. Seul le paramètre température d'injection est strictement indépendant. L'intérêt d'associer à ce banc un dispositif permettant d'éliminer sélectivement quelques gouttes (§III.1.6) peut être rappelé ici.

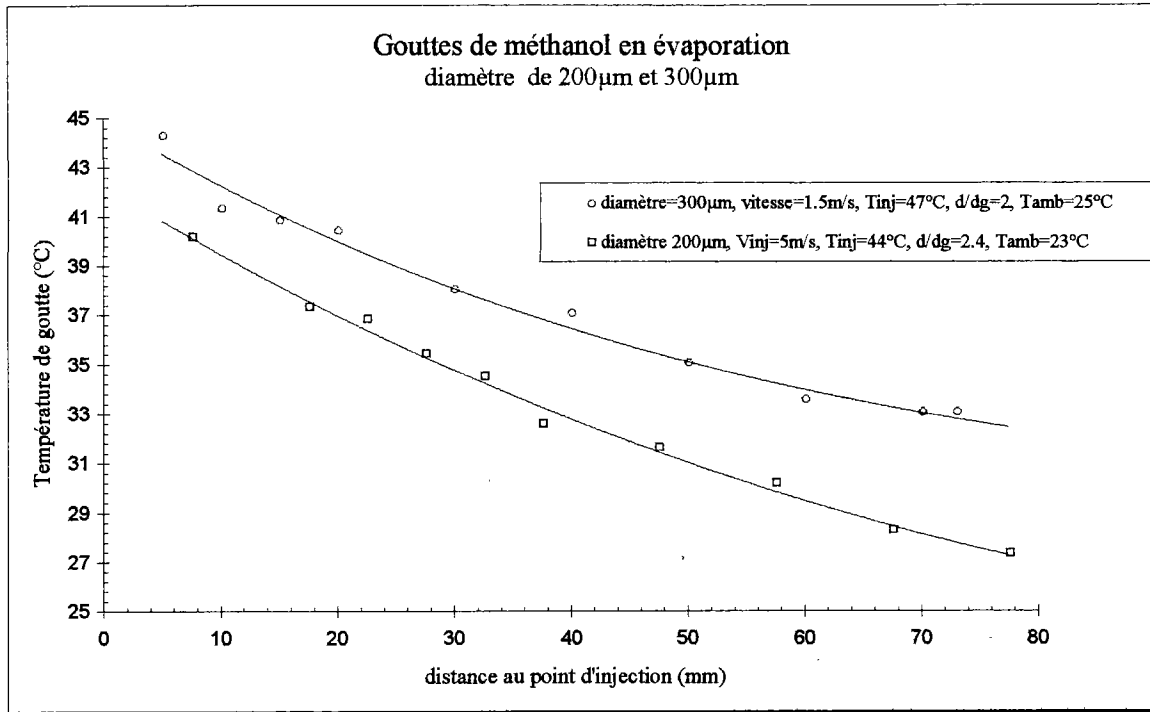


figure III.9 : Mesures expérimentales pour deux diamètres initiaux.

III.3.2 Evaporation d'une goutte d'éthanol en interaction.

a- Influence de la température d'injection.

Le liquide de simulation utilisé lors des mesures qui suivent est l'éthanol. Les figures III.10 et III.11 montrent le refroidissement d'une goutte de 200 μ m, injectée dans l'air ambiant, pour deux températures d'injection : 22.5°C (proche de l'ambiante) et 47.5°C (goutte préchauffée dans l'injecteur), sous des conditions expérimentales sensiblement identiques. Afin de comparer ces deux résultats, la courbe III.12 permet de retrouver, conformément aux simulations, une pente de refroidissement plus importante lorsque la température d'injection s'élève.

La figure III.13 illustre le même phénomène, avec des caractéristiques différentes du jet, pour six températures d'injection. Ces résultats permettent de

mettre en évidence la sensibilité de la mesure. Ces résultats expérimentaux sont confrontés au modèle en figure III.14 où l'on fait figurer les températures en surface et au centre de la goutte. Compte tenu des incertitudes sur les simulations et la mesure, on constate un bon accord entre théorie et expérience pour chacun des trois cas représentés. On remarque de plus que la mesure s'accorde au comportement simulé de la surface de la goutte : il a été souligné que ceci caractérise la mesure infrarouge qui détermine une température de surface.

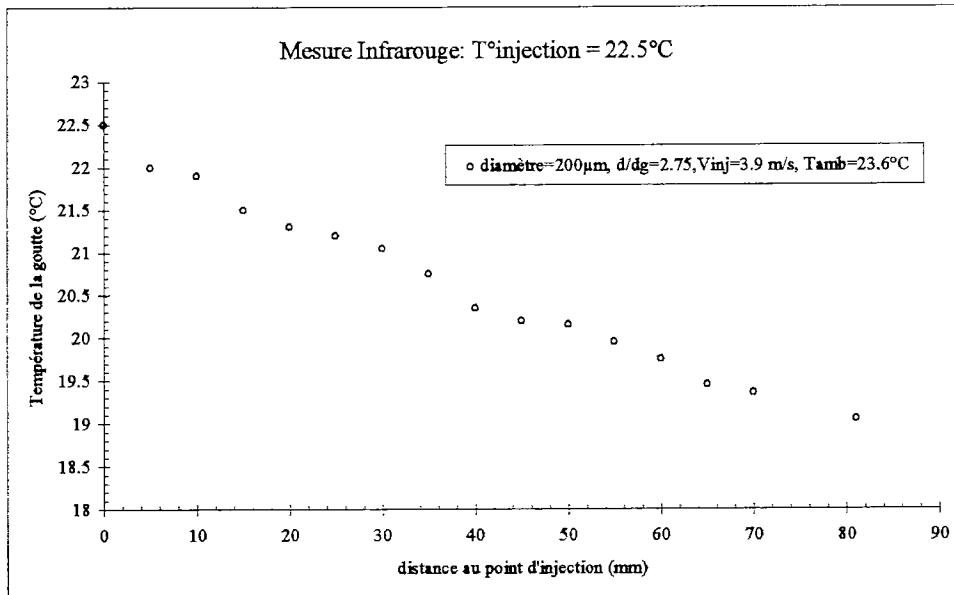


figure III.10 : Evaporation d'une goutte d'éthanol ($T^{\circ}\text{injection}=22.5^{\circ}\text{C}$)

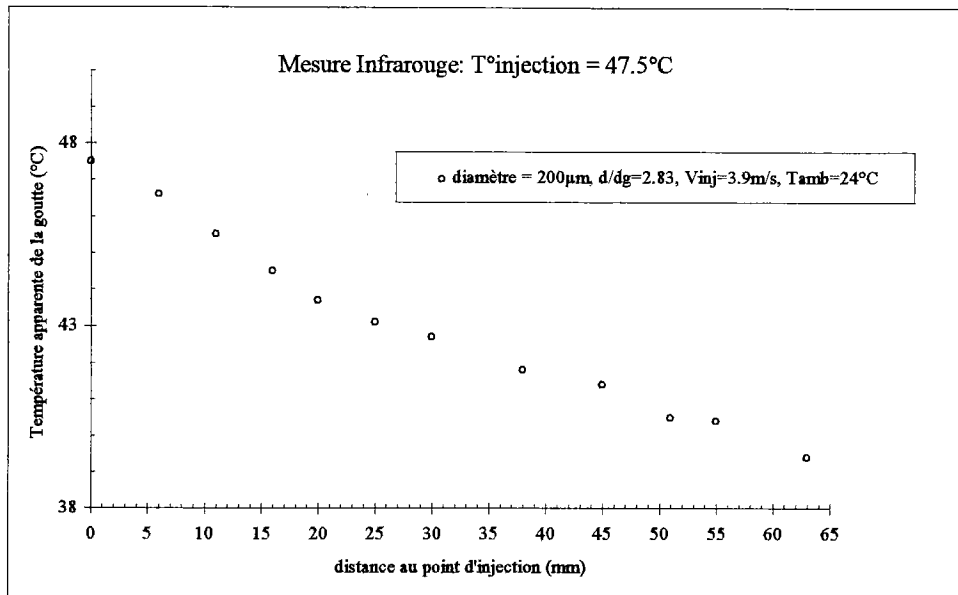


figure III.11 : Evaporation d'une goutte d'éthanol ($T^{\circ}\text{injection} = 47.5^{\circ}\text{C}$).

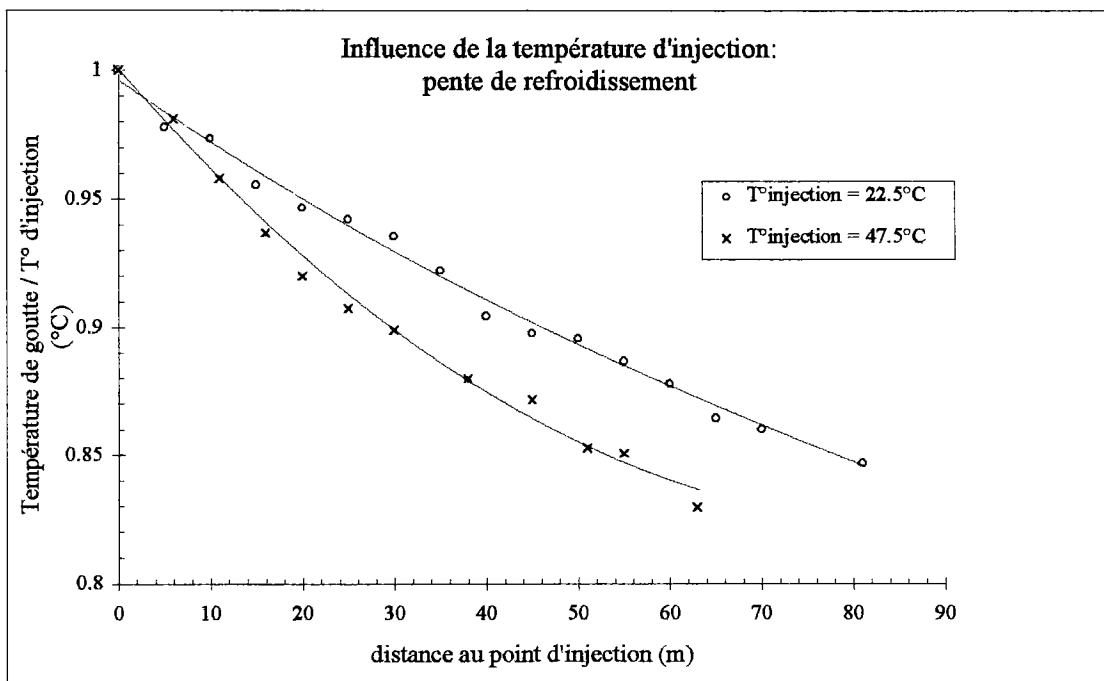


figure III.12 : Température d'injection et pente de refroidissement.

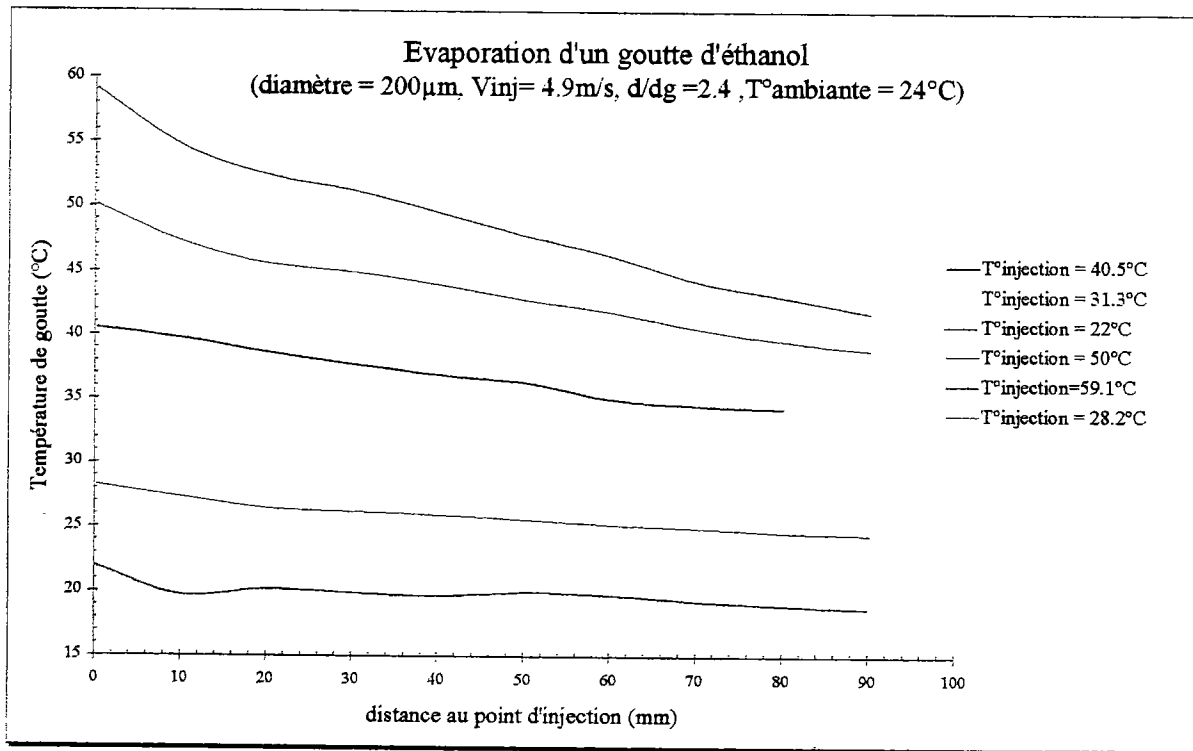


figure III.13 : Refroidissement pour six températures d'injection.

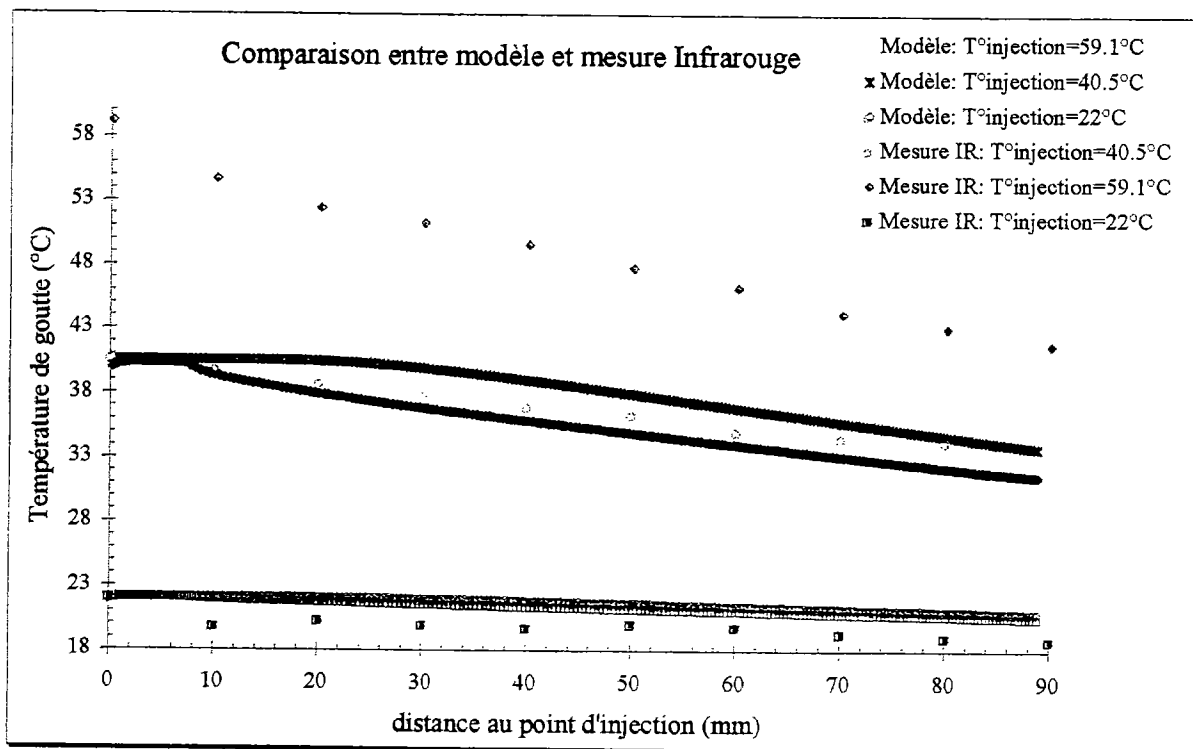


figure III.14 : Comparaison entre modèle et expérience.

III.3.3 Complémentarité de deux méthodes expérimentales et confrontation aux modèles.

Le résultat présenté ici a pour but d'illustrer la mesure, dans des conditions expérimentales identiques, de l'évaporation d'une goutte d'éthanol à l'aide des deux méthodes expérimentales complémentaires développées au laboratoire : la réfractométrie « arc-en-ciel » et la mesure infrarouge.

Sont représentées sur cette figure III.15 :

- La simulation de l'évolution en température de la surface de la goutte,
- La simulation de l'évolution en température du centre de la goutte,
- La mesure expérimentale effectuée sur le banc optique,
- La mesure expérimentale infrarouge.

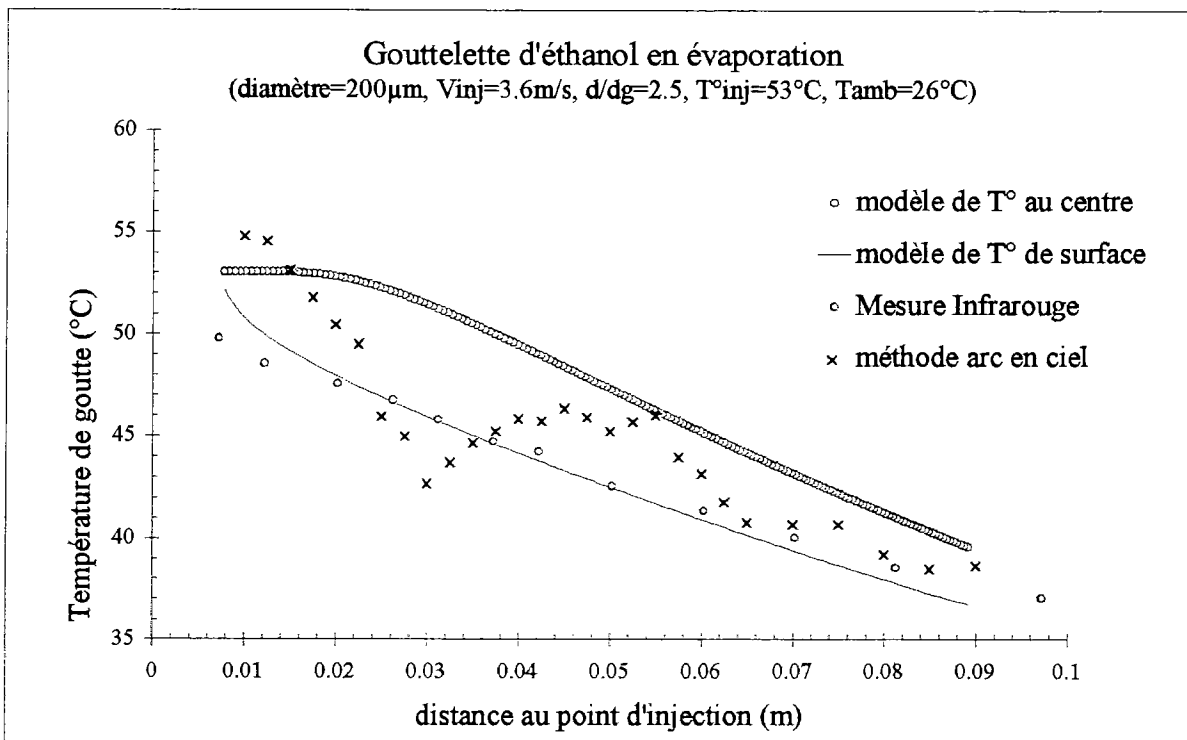


figure III.15 : Mesure IR, réfractométrie arc en ciel, et simulation.

Cette courbe appelle plusieurs observations :

- Pour cette température d'injection de 53°C, on retrouve conformément aux calculs en §III.2, un fort gradient entre la température en surface et au centre de la goutte.
- Les résultats expérimentaux obtenus par mesure infrarouge suivent l'évolution simulée de la température de surface.
- Les résultats obtenus par mesure arc en ciel reflètent l'évolution d'une température moyenne dans la goutte.

Ces résultats apparaissent physiquement logiques : en effet, le système infrarouge ne mesure qu'une température de surface, alors que la méthode arc en ciel correspond à un trajet moyen du faisceau laser à l'intérieur de la goutte.

L'ensemble des résultats présentés, la comparaison avec la simulation, les mesures complémentaires de la réfractométrie arc en ciel, montrent que la méthode de mesure infrarouge répond de façon satisfaisante à la mesure de température de surface de gouttes en évaporation. Une perspective intéressante sera d'étendre cette technique à des mesures en environnement confiné, à pression atmosphérique ou élevée, et dans un milieu surchauffé, afin de répondre à des conditions proches des foyers de combustion.

Chapitre IV

Mesure Infrarouge de température de goutte en combustion

IV.1 Introduction

Bien que très utilisée dans de nombreuses applications industrielles et notamment dans les chambres de moteurs, la combustion d'un brouillard de gouttes polydisperses mettant en jeu des phénomènes très complexes, n'est pas encore très bien comprise. Un tel procédé de combustion met en oeuvre simultanément l'évaporation d'un grand nombre de gouttes, des écoulements complexes autour des gouttes, une réaction chimique très rapide, des interactions entre les phases et entre les gouttes. La compréhension du comportement détaillé de ces processus est primordiale pour une modélisation complète permettant d'optimiser rendement et propreté des moteurs.

La structure complexe et le comportement chaotique d'un tel brouillard se prête difficilement, si on l'étudie dans sa totalité, à la caractérisation des processus de combustion. L'utilisation d'un train de gouttes monodisperses, similaire à celui que nous étudions, fournit alors un outil précieux pour l'étude des interactions entre gouttes et, entre goutte et flamme. Silvermann et Dunn-Rankin [35] font un état de l'art de ces travaux et caractérisent ces effets pour des flammes d'éthanol et de méthanol. Concernant la mesure de température du gaz environnant les gouttes, Silvermann et Dunn-Rankin recensent quelques techniques faisant appel à la mesure par thermocouple, la spectroscopie CARS (Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy) ou l'utilisation de la pyrométrie bi-spectrale. Concernant la caractérisation du comportement des particules, des progrès significatifs ont été effectués grâce aux diagnostics par techniques laser. Le développement des analyseurs phase Doppler a permis la mesure simultanée des taille et vitesse des gouttes à l'intérieur d'un brouillard enflammé. Ces techniques ont contribué à caractériser le comportement dynamique des gouttes mais n'ont pas permis jusqu'alors de mesurer *la température des gouttes* pour une complète modélisation des phénomènes d'évaporation dans les sprays

enflammés. Parmi les techniques de mesure recensées au chapitre I, leur mise en oeuvre, dans le but de mesurer une température de goutte, dans un environnement de combustion, connaît des fortunes variées :

- Un des avantages de la méthode arc-en-ciel est sa « robustesse » aux conditions environnantes. Son utilisation en présence d'une flamme ne doit pas entraîner de difficultés supplémentaires ; elle sera uniquement perturbée par les phénomènes transitoires [36] de mise en température de la goutte durant lesquels on observe de forts gradients à l'intérieur de celle-ci. Sankar et al. [37], à l'aide du dispositif décrit en figure I.3, proposent une mesure simultanée des taille, vitesse et température dans un brouillard de gouttes enflammées.

- La mise en oeuvre des mesures de température par fluorescence induite sera perturbée lors des expérimentations en combustion par la présence de molécules d'oxygène qui annihilent l'émission fluorescente des états excités [6].

- Pour la mesure infrarouge, la présence de rayonnements parasites de l'environnement de combustion risque de « fragiliser » et compromettre sa mise en oeuvre. La faisabilité d'une telle mesure n'est pas évidente a priori : elle n'a pourtant pas encore été démontrée ou infirmée par ailleurs. L'objectif de ce chapitre est :

- d'étudier la faisabilité cette mesure,
- d'apprécier les solutions à mettre en oeuvre pour contourner cette difficulté,
- d'exploiter éventuellement les mesures qui auront pu être effectuées.

IV.2 Inflammation du jet de goutte monodisperse : banc expérimental.

Le dispositif expérimental ainsi que l'injecteur ont déjà été décrits. La combustion du jet est initiée par un filament de forme hélicoïdale, chauffé fortement par effet Joule (figure IV.1 et IV.2). Le jet de gouttes, qui passe à l'intérieur du filament, est alors entouré d'une flamme laminaire, accrochée au filament, visualisée en figure IV.3. En mesurant la température à différentes positions le long du jet, l'évolution temporelle de ce paramètre peut être évaluée. Comme précédemment, ces mesures sont effectuées par déplacement vertical de l'injecteur, le système infrarouge restant fixe. En raison de la toxicité du méthanol, seules des mesures sur les flammes d'éthanol seront présentées ici.

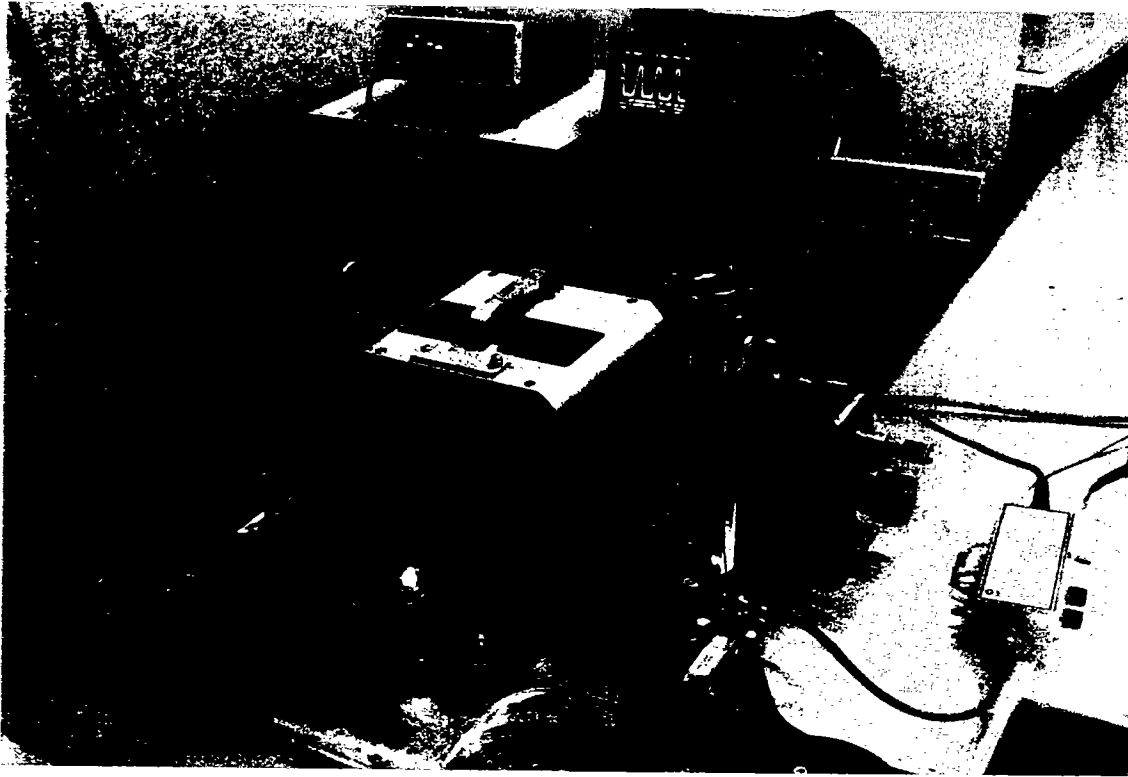


figure IV.1 : Vue générale du banc avec la flamme.

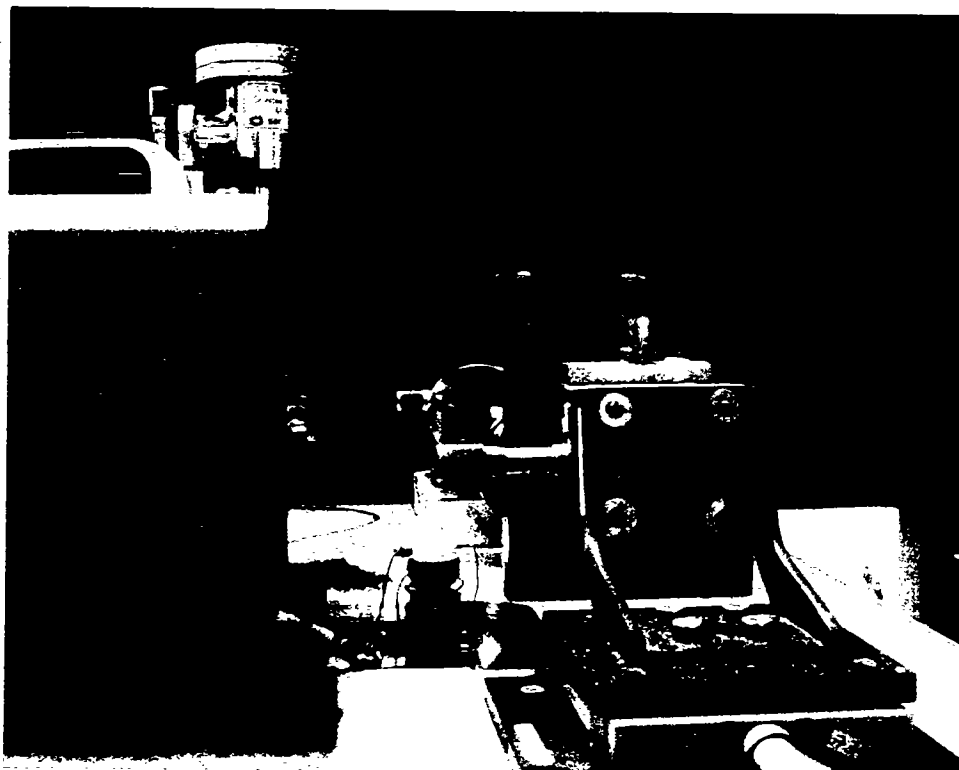


figure IV.2 : Vue du filament accroche-flamme.

IV.3 Faisabilité d'une mesure IR dans un jet de gouttes en combustion.

Dans la littérature, lors de l'utilisation de la thermographie IR dans des applications de combustion, le but généralement recherché est la caractérisation des flammes ou des espèces gazeuses en combustion. L'observation se fera principalement dans une bande spectrale d'émission des gaz étudiés, en dehors des fortes bandes d'absorption du CO₂ et H₂O, vers les courtes longueurs d'onde car les espèces gazeuses étudiées sont à très haute température. Dans l'application présente, le problème est tout différent car il consiste à :

- observer une goutte « froide » ($T_{\text{goutte}} < 80^{\circ}\text{C}$),
- en dehors des bandes d'absorption de toutes les espèces présentes en fin de combustion.

IV.3.1 Température des gaz environnants.

Dunn-Rankin et Al. [35] ont évalué, par mesure thermocouple, la température d'une flamme générée par un train de gouttes de méthanol en combustion. Représentée en figure IV.4, la température au centre de la flamme (où se trouve le train de gouttes) est évaluée à environ 1000°C et décroît jusqu'à 800°C sur le front de flamme. En dehors de la flamme, la température décroît rapidement pour atteindre l'ambiante à environ 7 mm de l'axe.

En l'absence de combustion, on a souligné que les fluctuations du fond ambiant influent peu sur l'évaluation précise de la température de goutte (§II.8.c). Ici, les gouttes d'éthanol qui brûlent en se déplaçant à l'intérieur de la flamme auront une température inférieure à la température de saturation de l'éthanol, soit approximativement 78°C.

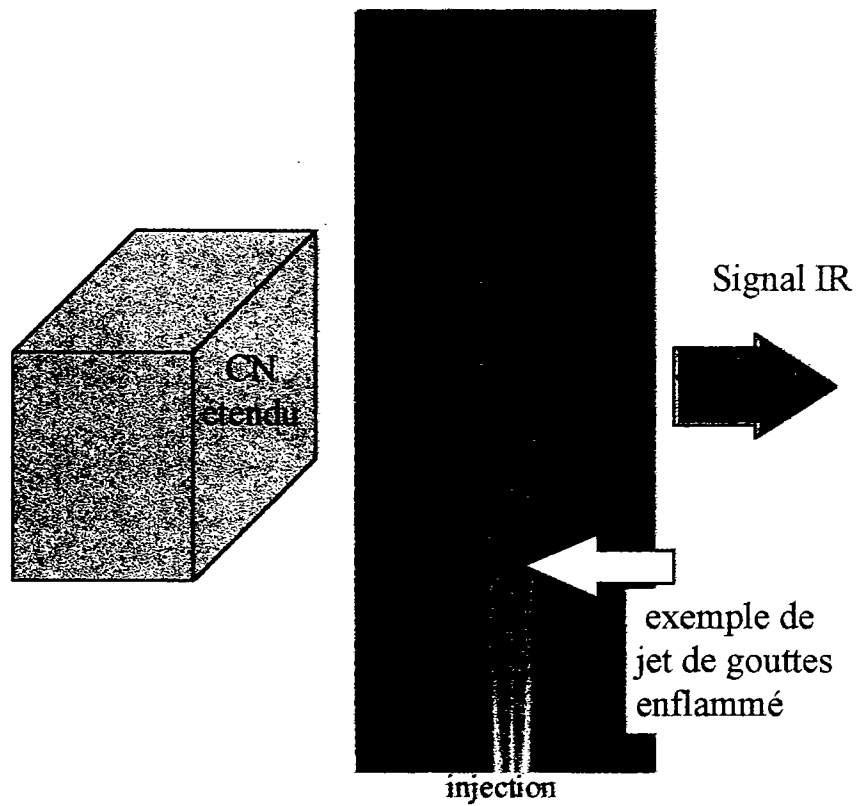


figure IV.3 : Jet de gouttes en combustion.

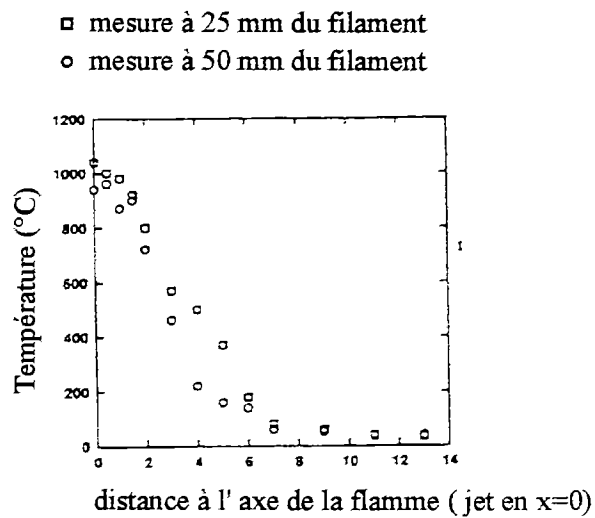


figure IV.4 : Profil de température d'une flamme de méthanol [35].
(le front de flamme se situe à 2mm de l'axe)

Le système IR doit donc mesurer le rayonnement issu d'une goutte de 200 microns de diamètre, ayant une température proche de l'ambiante, au travers d'une flamme à très haute température. La loi de Stephan rappelle que si le spectre de rayonnement de la flamme est continu sur la bande de travail, il est exclu de pouvoir distinguer le signal provenant de la goutte au sein du bruit de fond que représente, pour le radiomètre IR, le rayonnement de la flamme.

Ainsi, pour se prononcer sur la faisabilité d'une mesure IR, une première étape indispensable consiste à étudier la sélectivité du spectre d'émission IR de la flamme.

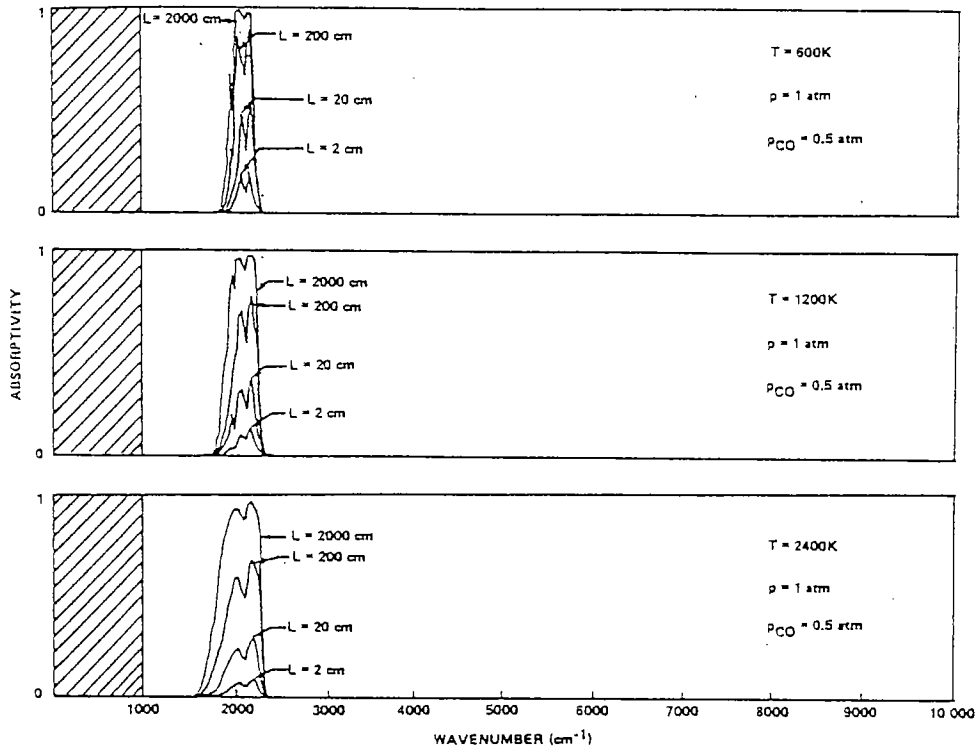
IV.4 Emission de la flamme dans le spectre infrarouge.

IV.4.1 Rayonnement des différentes espèces présentes en fin de combustion.

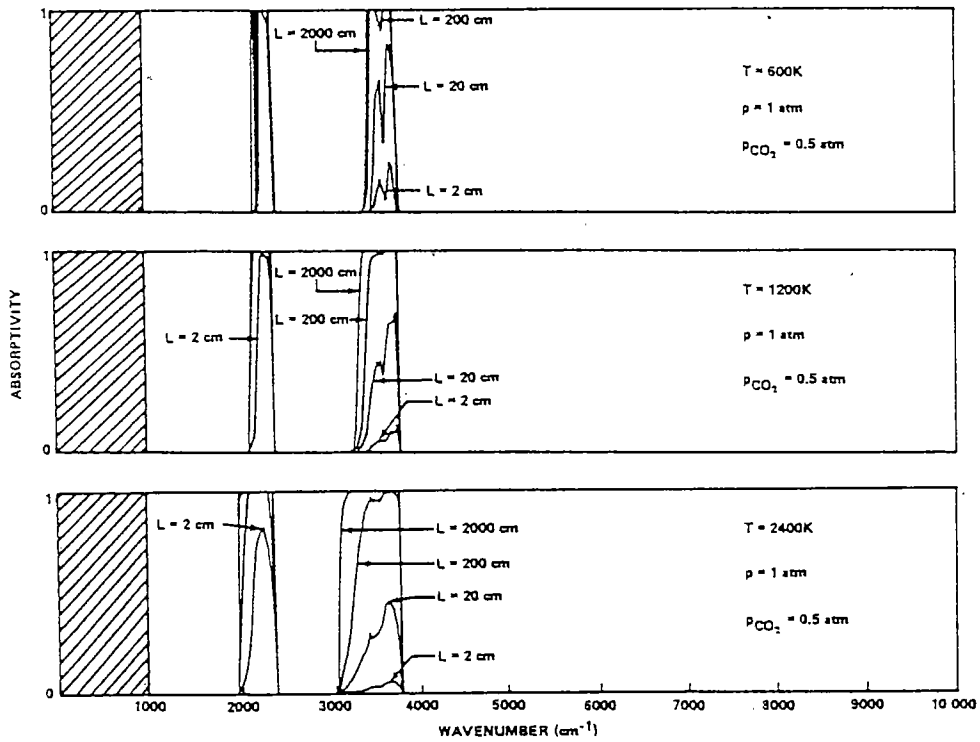
Les différentes espèces présentes en fin de combustion, ainsi que leur concentration, détaillées par Gaydon [38] sont principalement : le dioxyde de carbone (CO_2), le monoxyde de carbone (CO) et la vapeur d'eau (H_2O). Leur spectre d'émission, à haute température, pour différentes longueurs de trajet, est donné par Ludwig et al. [39] et présenté en figures IV.5 (a,b) :

- L'absorption est très atténuée lorsque le trajet dans la flamme est faible. Expérimentalement, le diamètre de la flamme n'excède pas 8 millimètres.
- Le spectre du CO_2 reste, à l'image des basses températures, très sélectif avec une forte raie d'absorption du CO_2 dans les bandes 4 - 5 microns.
- Les bandes d'absorption de la vapeur d'eau s'étalent, en particulier lorsque la température augmente, mais le spectre reste sélectif pour des températures de flamme $< 1200\text{K}$.

Au regard de ces spectres, il n'y a pas à priori d'absorption élevée des espèces majoritairement présentes en fin de combustion, dans les bandes où l'on sera amené à travailler. Il est à noter de plus que Silvermann et Al. [35] ont observé, pour les flammes d'éthanol et de méthanol, une production de suie (qui serait susceptible de rayonner fortement en IR) respectivement faible et négligeable.



Spectre de monoxyde de carbone



Spectre de dioxyde de carbone

figure IV.5.a : Spectres d'absorption pour différentes longueurs de trajet
à $T = 600\text{K}$, $T = 1200\text{K}$, $T = 2400\text{K}$ [39].

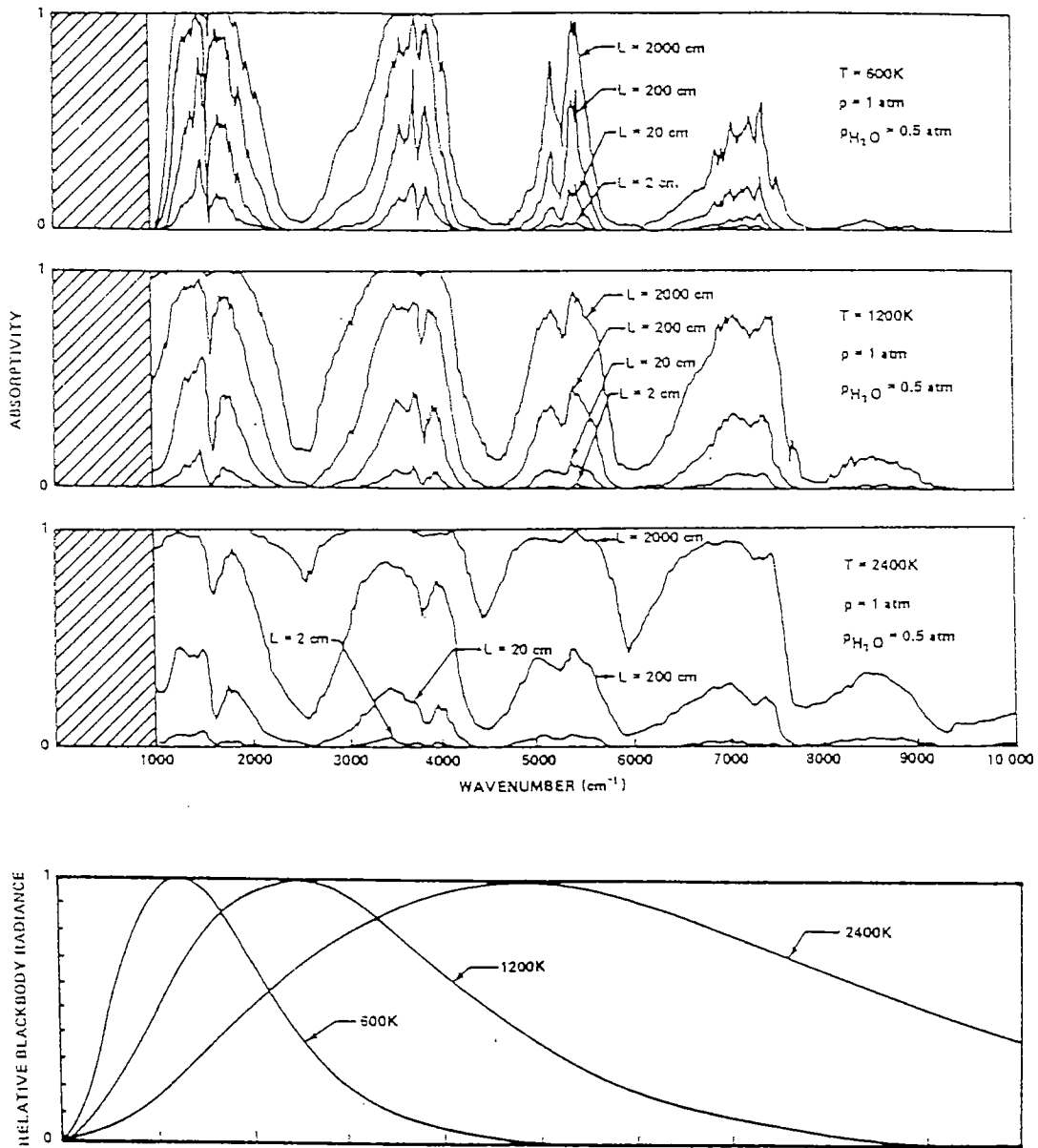


figure IV.5.b : Spectre d'absorption de la vapeur d'eau pour différentes longueurs de trajet à T= 600K, 1200K, 2400K [39].

IV.4.2 Détermination du spectre de flamme : mesures.

Alors que les observations précédentes sont encourageantes mais n'ont pas permis de conclure de façon définitive, il est apparu indispensable de mesurer le spectre d'émission de la flamme. Le dispositif expérimental utilisé, représenté en figure IV.6, comprend un spectrophotomètre infrarouge à T.F (Nicolet system 800), travaillant dans la bande 2.5-25 microns. L'objectif de la mesure est de quantifier le flux émis par la flamme, placée devant un corps noir étendu, ces deux sources étant observées sous le même angle solide.

a- Corps noir à température ambiante (300K) :

Une première mesure est réalisée avec le CN à température ambiante. Les résultats obtenus pour des flammes d'éthanol et de méthanol sont donnés par la figure IV.7 :

- On reconnaît des raies de forte intensité correspondants à l'émission du CO₂ et des spectres plus étalés dus au rayonnement de la vapeur d'eau.
- On note un comportement très voisin des flammes d'éthanol et de méthanol.
- On remarque que ces spectres présentent notamment deux fenêtres : Bande courte BC (3.2 - 4 microns) et Bande longue BL (8.7 - 12microns), pour lesquelles le rayonnement de la flamme est faible.
- Ces deux fenêtres sont bien incluses dans les bandes Ondes Courtes et Ondes Longues dans lesquelles travaillent les détecteurs IR usuels.

b- Influence de la température du corps noir de fond :

Les résultats fournis par le spectromètre sont relatifs et doivent être comparés à l'émission d'un corps noir porté à température ambiante. Des mesures ont été réalisées pour différentes températures de corps noir de fond (figures IV.8 et IV.9) :

- L'émission du corps noir au travers de la flamme est clairement perceptible.

- Cette émission est beaucoup plus sensible, pour la gamme de température dans laquelle évoluent les gouttes, dans la bande BL (8.7 - 12 microns) que dans la bande BC (3.2 - 4 microns), suivant ainsi la loi de Planck pour un corps noir idéal.

La mesure du faible rayonnement et de la bonne transmission à travers la flamme nous amènent donc à conclure à la faisabilité de la mesure IR du flux rayonné par les gouttes dans la bande 8.7 microns - 12 microns .

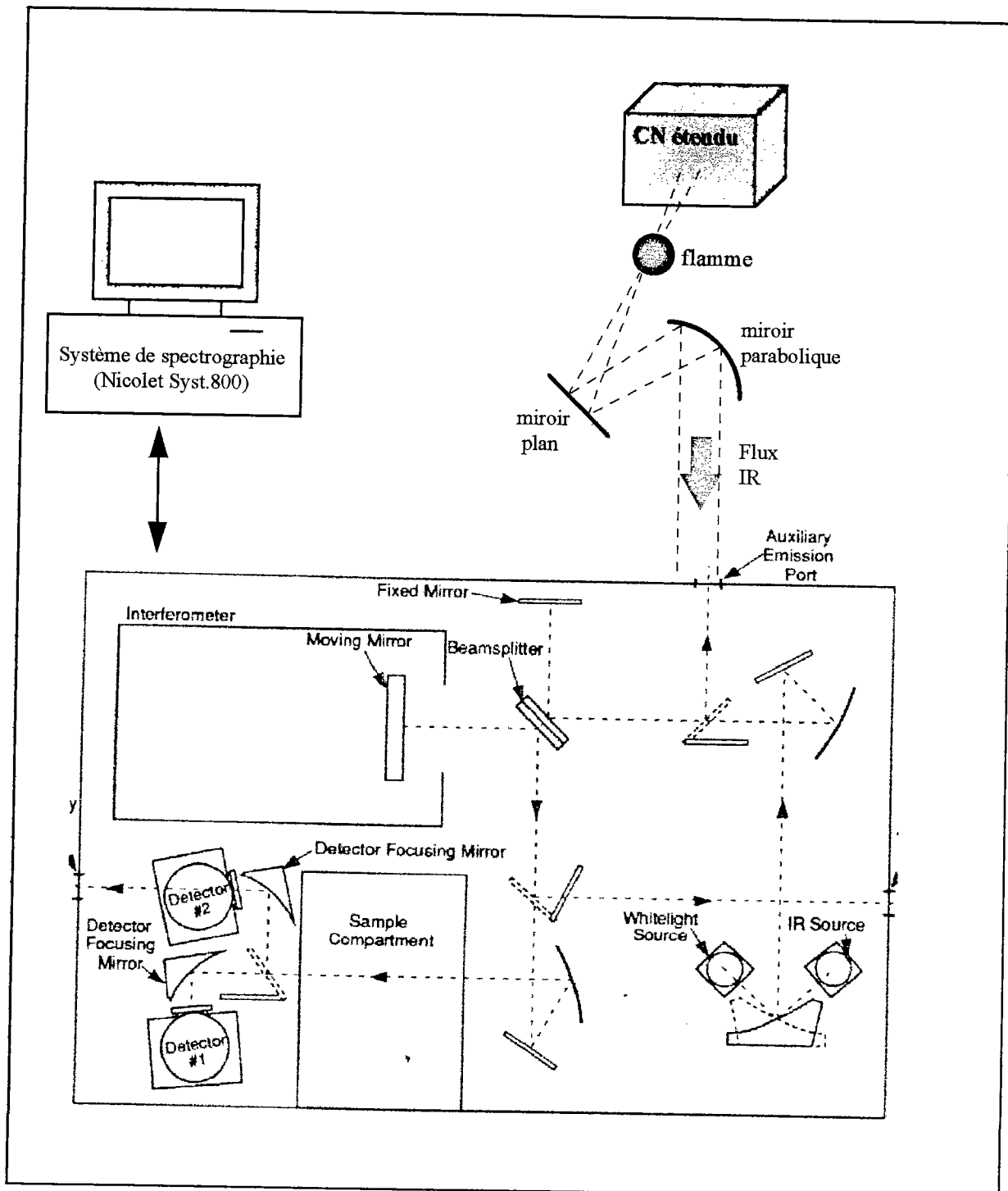


figure IV.6 : Mesure du spectre de flamme.

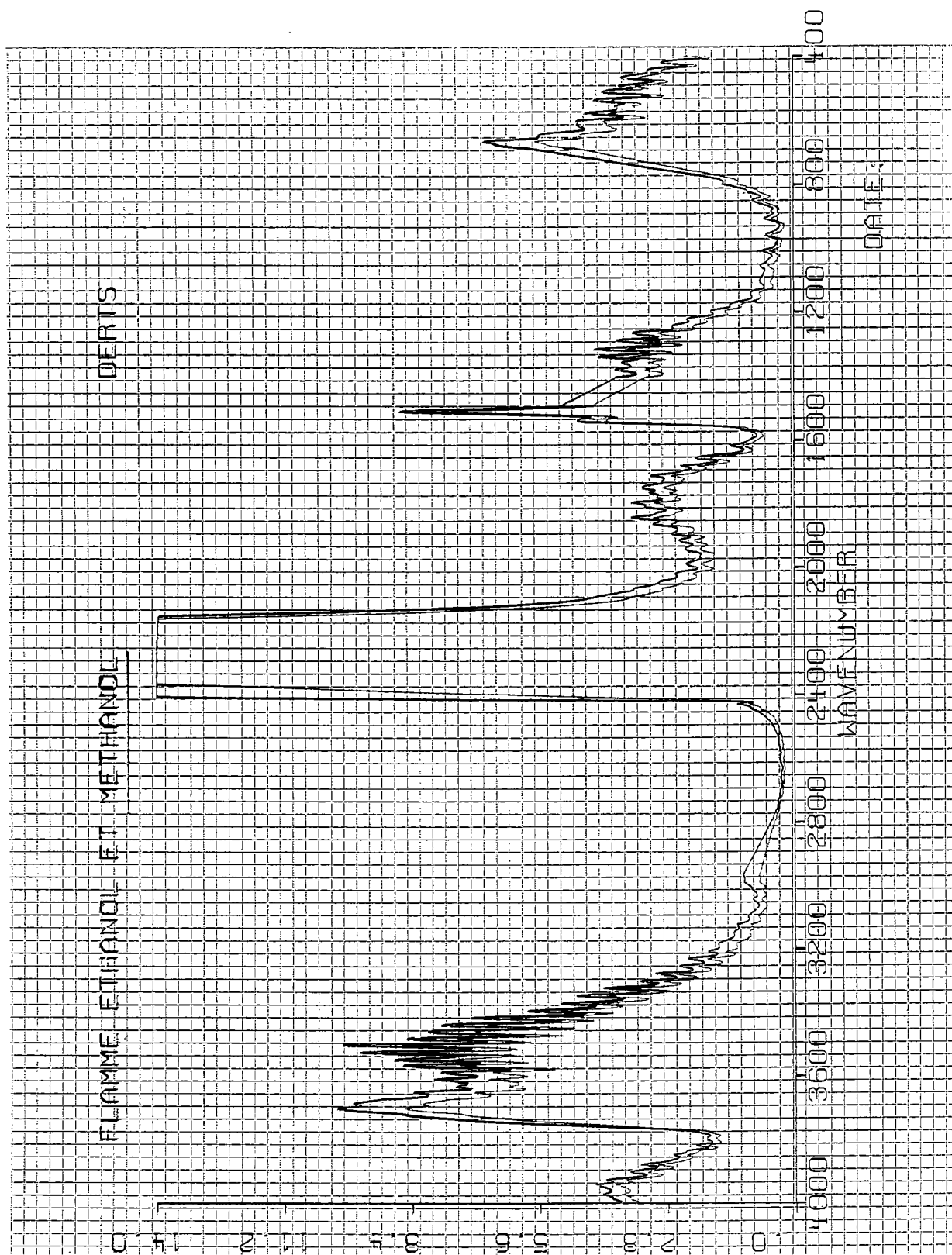


figure IV.7 : Spectre de flamme d'éthanol et de méthanol.

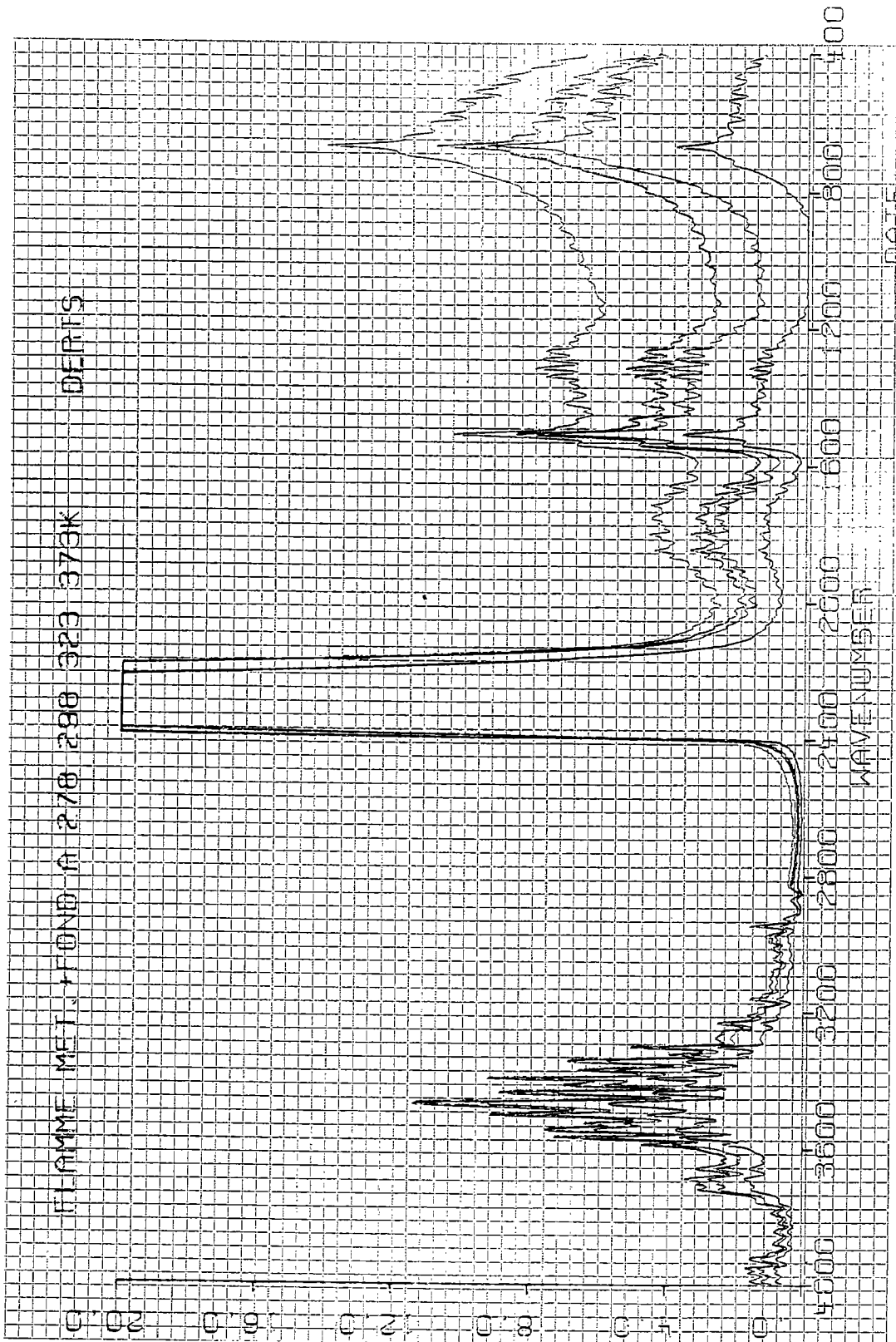


figure IV.8 : Spectre de la flamme de méthanol pour différentes températures du corps noir de référence.

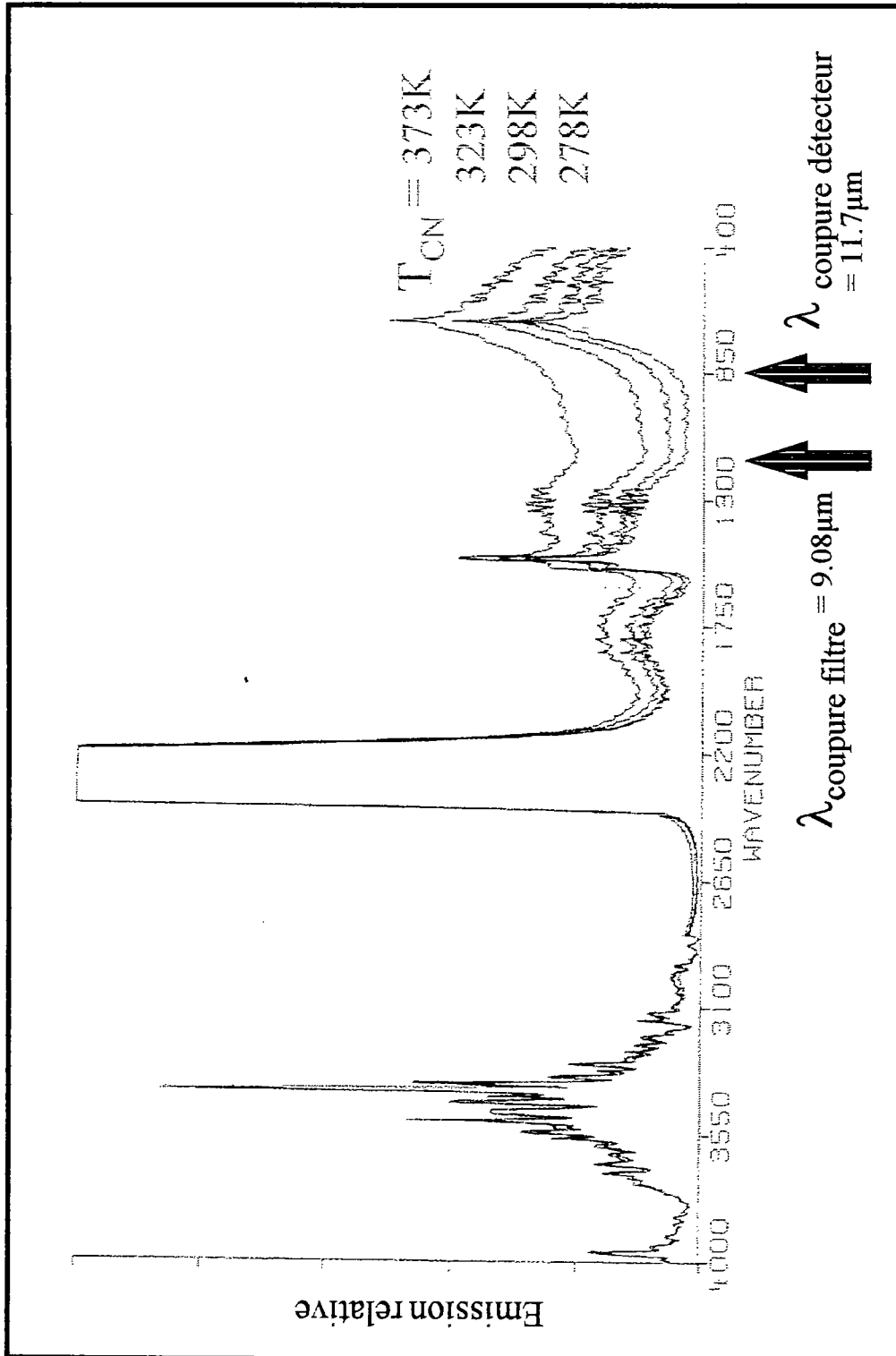


figure IV.9 : Spectre de la flamme d'éthanol pour différentes températures du corps noir de référence.

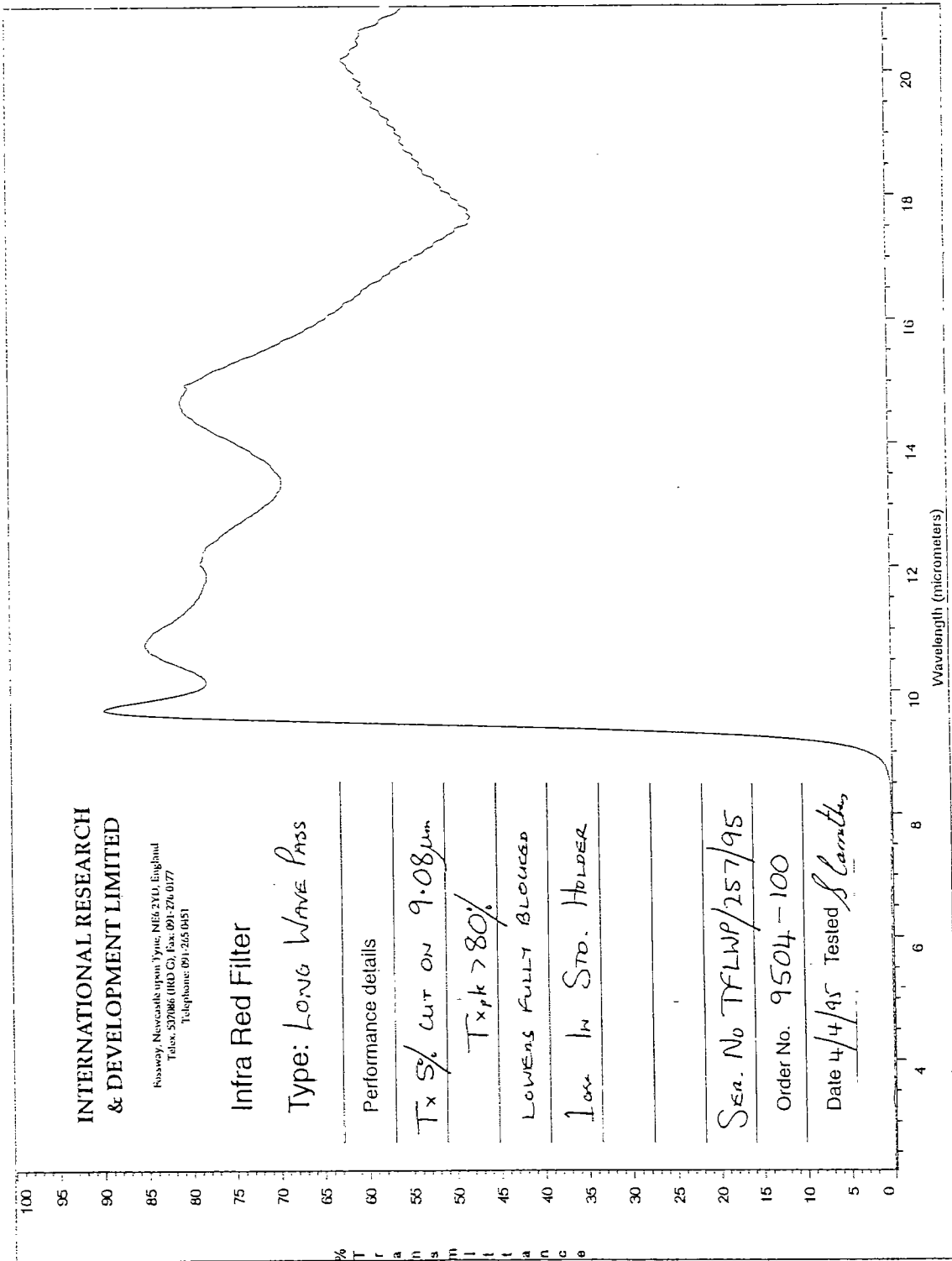


figure IV.10 : Transmission du filtre optique passe-haut.

IV.4.3 Choix de la bande spectrale de travail : choix du filtre optique.

Au vu de ces résultats, la bande spectrale dans laquelle l'on choisit de travailler se situe dans la fenêtre 9 - 11 microns. L'utilisation d'un filtre interférentiel n'est pas recommandée dans cette application car elle diminue fortement le flux de signal de goutte. On opte pour un filtre optique passe-haut dont la courbe de transmission est donnée en figure IV.10. La bande de travail est fixée par : $\lambda_{\text{coupure basse}} = 9.08$ microns, imposée par le filtre, et $\lambda_{\text{coupure haute}} = 10.13$ microns, correspondant à la coupure du détecteur.

IV.5 Allure et analyse du signal IR.

Illustrées en figure IV.11, les premières expérimentations réalisées sur une flamme d'éthanol laissent apparaître un signal en sortie du détecteur IR clairement perceptible, similaire aux signaux observés en l'absence de flamme.

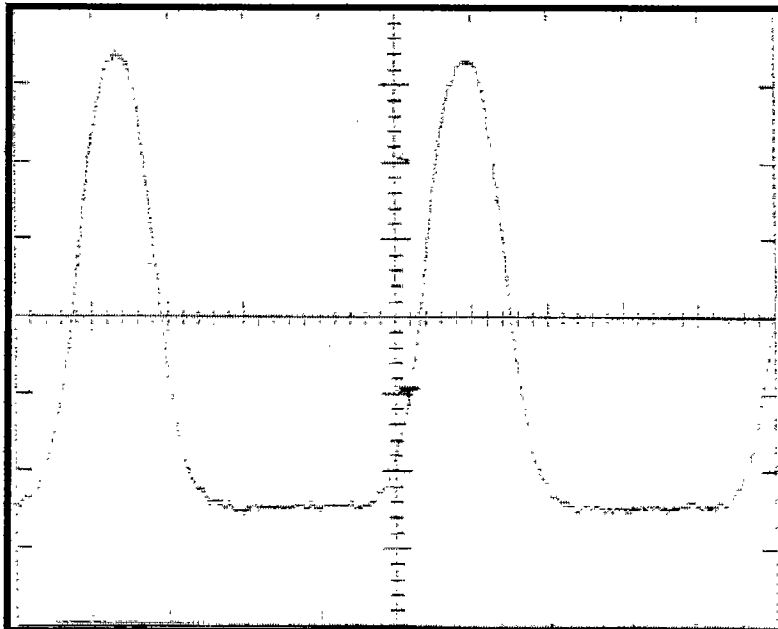


figure IV.11 : Allure du signal IR de goutte en combustion.

IV.6 Résolution en température du système.

L'évaluation d'un DTEB théorique pour des mesures en combustion s'avère difficile car elle nécessite de connaître de manière quantitative les propriétés radiatives de notre flamme. En revanche, il est possible de caractériser expérimentalement le DTEB suivant la démarche adoptée au paragraphe §II.6.2 :

- la courbe de sensibilité : $\Delta V = f(\Delta T)$ a été relevée pour T_{cn} variant de 0 à 70°C derrière les gouttes enflammées (figure IV.12). Bien que le système conserve une bonne sensibilité, celle-ci est moindre qu'en l'absence de flamme et ceci pour des raisons que nous avancerons au regard du DTEB (figure IV.13).

- La tension efficace de bruit est mesurée en visant le corps noir à température ambiante, au travers de la flamme, lorsque le système focalise en dehors du train de gouttes.

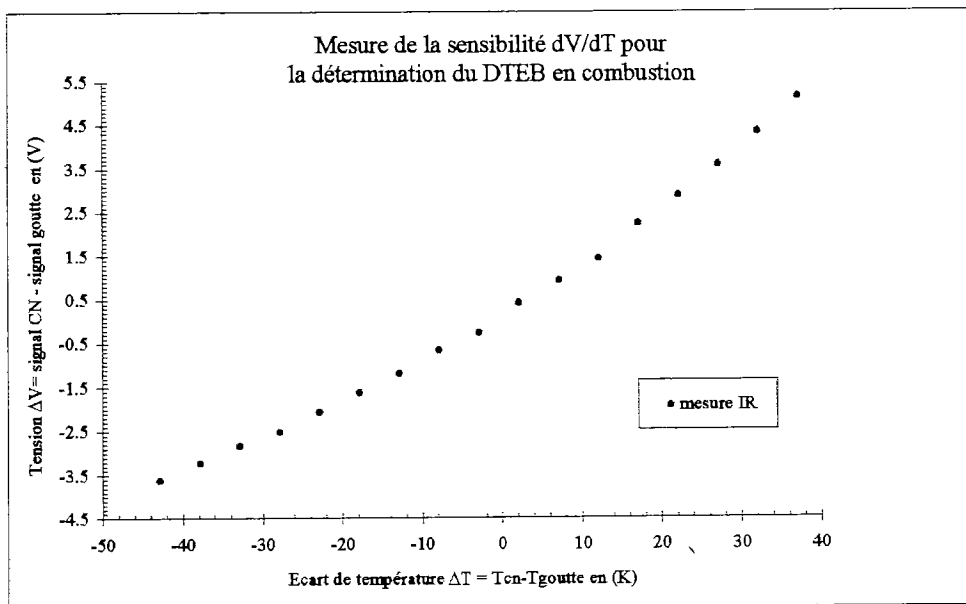


figure IV.12 : Courbe de sensibilité.

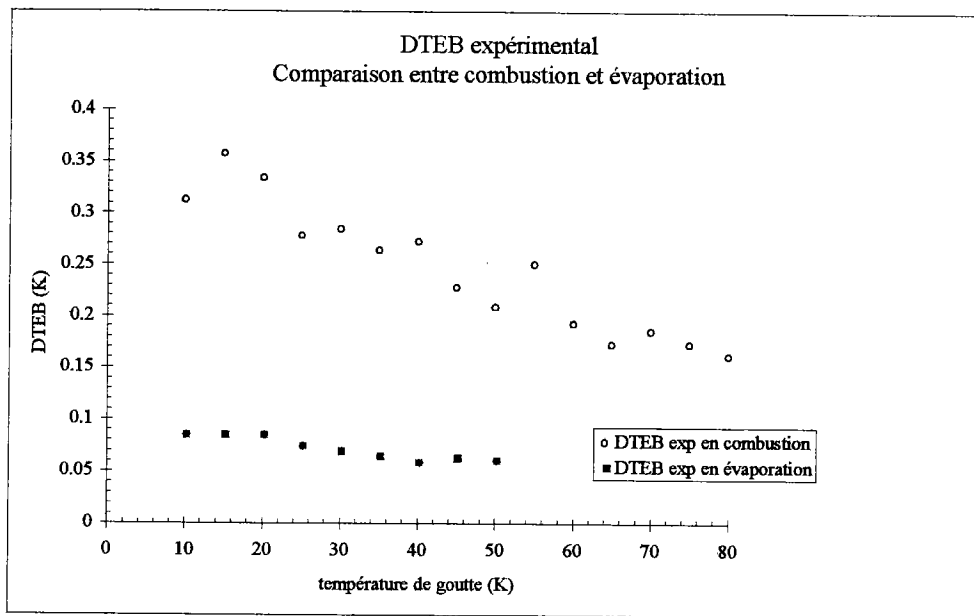


figure IV.13 : DTEB expérimental en combustion et en évaporation.

Le DTEB expérimental pour la mesure de gouttes en combustion est comparé ci-dessus aux valeurs en l'absence de flamme. Celui-ci reste encore faible ($DTEB_{T_{goutte}=300K} = 300mK$) quoique légèrement dégradé par rapport aux mesures à l'ambiante, sans flamme : plusieurs raisons peuvent être avancées :

- la température de fond plus importante a pour effet d'augmenter le bruit photonique,
- la bande spectrale de travail est restreinte par le filtrage optique qui minimise le bruit mais atténue par la même occasion le flux de signal rayonné par la goutte,
- la transmission totale du système $= \tau_{opt}(\lambda) * \tau_{flamme+atmosphère}(\lambda)$ a été détériorée respectivement par la présence du filtre et de la flamme.

Ainsi, ces valeurs du DTEB font apparaître un bon comportement du système quant à la détermination de la température équivalente de goutte.

Il faut souligner la difficulté d'évaluer l'incertitude sur la mesure de la température absolue de la goutte tant qu'un bilan précis du rayonnement de la flamme n'est pas établi. Il apparaît alors intéressant de se préoccuper de l'énergie apportée par la flamme (par rayonnement) sur les éléments du système IR, qui

accroîtrait leur rayonnement parasite . En effet, ceux-ci sont susceptibles d'absorber sur les bandes de forte émission de la flamme, d'être portés à une température élevée, et de ré-émettre sur la bande de travail du système. Ce n'est pas le cas ici : la température décroît rapidement au voisinage de la flamme (figure IV.4), la température de surface du corps noir est bien régulée et l'optique du système est composée de miroirs à fort pouvoir réfléchissant.

IV.7 Résultats.

IV.7.1 Influence du filament accroche-flamme.

Les courbes présentées illustrent l'évolution de la température des gouttes à partir de la sortie du filament. En effet, les flammes produites n'étant pas auto-entretenues, Il est nécessaire de fournir au filament la puissance minimale pour entretenir la combustion. En sortie de l'injecteur, la température est déterminée par le thermocouple mais le flux de chaleur reçu par la goutte durant son trajet dans le filament est notable et dénature le phénomène physique. Il est assez difficile de quantifier l'énergie apportée à la goutte lors de son passage dans le filament. En pratique, la perturbation de la goutte dépend de la température de celle-ci lors de son passage dans le filament . Plus la température d'injection des gouttes est faible, plus la puissance à fournir au filament pour entretenir la combustion est importante, ce qui entraîne un fort gradient de température dans la goutte.

Au vu de ces remarques, seule la température des gouttes en sortie du filament (figure IV.14) peut être prise comme condition initiale.

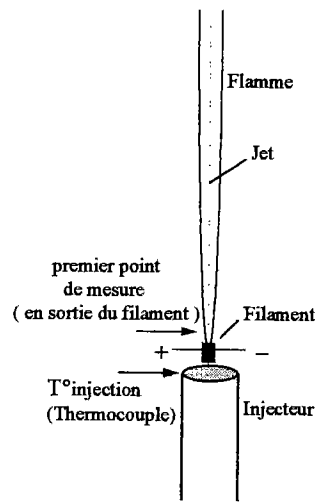


figure IV.14 : Mesure de température dans la flamme.

IV.7.2 Interprétation des mesures. Comparaison avec la Réfractométrie « arc en ciel ».

Dans les applications de combustion, les transferts de chaleur et de masse entrant en jeu entre la goutte et son environnement peuvent être décrits de la même façon qu'en §III.1.1. Les gouttes, initialement froides, sont maintenant injectées dans un environnement gazeux à température élevée. Le flux de chaleur appliqué, depuis l'écoulement à haute température (figure IV.4), à la surface des gouttes par conduction et par convection entraîne leur évaporation, la quantité de chaleur restante étant dédiée à leur chauffage.

Des mesures de température de gouttes, initialement froides, ont été effectuées pour différentes températures d'injection ($12.8^{\circ}\text{C} < T_{\text{injection}} < 28.8^{\circ}\text{C}$), sous les mêmes conditions expérimentales (figures IV.15). Le résultat de ces mesures est physiquement prévisible, avec des gouttes qui s'échauffent tout au long de la trajectoire. L'inertie thermique de ces grosses gouttes ($d_g = 200 \mu\text{m}$) ne leur permet pas d'atteindre la température de saturation ($T_{\text{saturation}} = 78^{\circ}\text{C}$) sur la longueur de trajet observée.

Ces mesures sont plus destinées à valider la faisabilité de la mesure IR. Il est malheureusement assez difficile de confronter ces mesures avec un modèle fiable ou avec une autre méthode expérimentale qui servirait d'étalon. En effet, pour les mêmes caractéristiques de jet, avec une température initiale $T^{\circ}_{\text{injection}}=29^{\circ}\text{C}$, une comparaison avec la mesure par réfractométrie arc en ciel est présentée en figure IV.16. Il a été souligné la perturbation importante que subit la goutte lors de son passage dans le filament accroche-flamme. La mesure « arc en ciel » présentée en figure IV.16 est faussée près du filament par les forts gradients de température entre centre et surface, et par les phénomènes de recirculation à l'intérieur de la goutte. L'homogénéisation en température pour la goutte de 200 microns ne se fait qu'après un trajet de 30 mm des gouttes dans le jet et ne permet pas une comparaison définitive avec la mesure IR sur la trajectoire de 60 mm qui est observée.

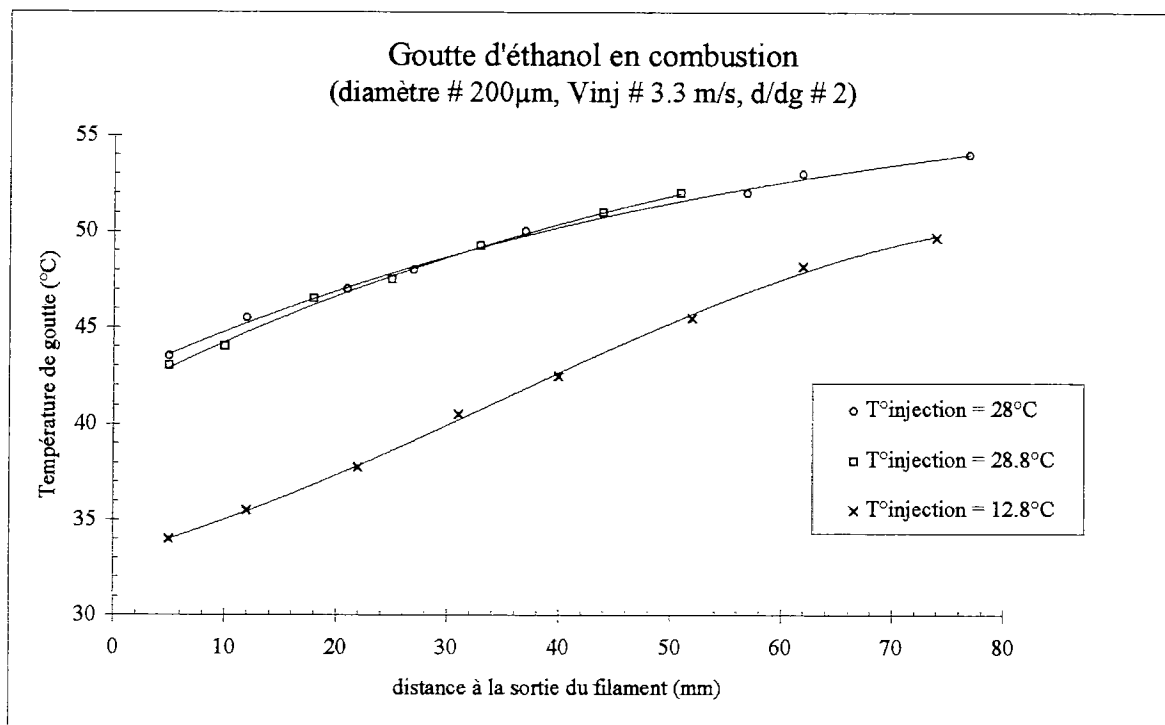


figure IV.15 : Mesure de température de gouttes en combustion pour différentes températures d'injection.

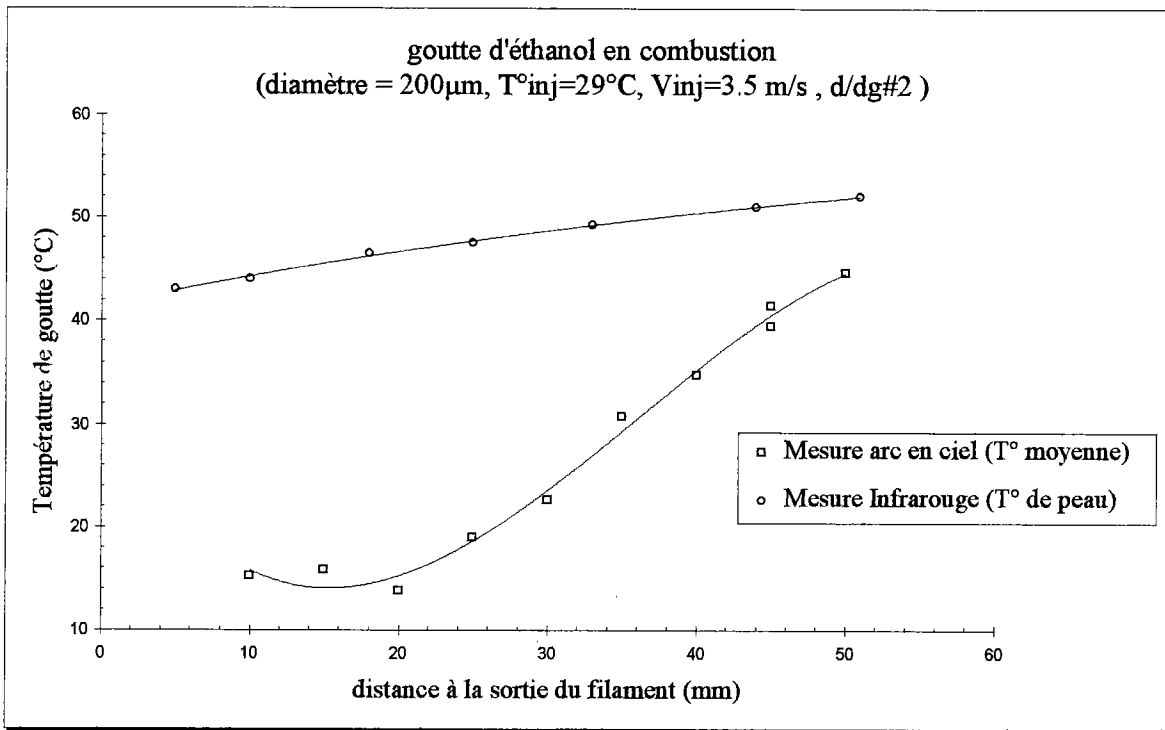


figure IV.16 : Mesure IR et réfractométrie « arc en ciel ».

Chapitre V

Etude de la mesure de température de goutte sur sa trajectoire

V.1 Position du problème.

Un banc d'évaporation qui se présente sous la forme d'une veine aérothermique (figure V.1), permet de simuler au laboratoire le comportement de gouttes de carburant, le méthanol et l'éthanol étant les fluides de simulation choisis pour ces études. Ces gouttes dont la température ne dépasse pas 80 °C, température de saturation de l'éthanol, ont une taille inférieure à quelques centaines de microns et sont injectées dans un écoulement d'air à vitesse et température variables (vitesse de 1 à 10 m/s; T_{air} allant de l'ambiante à 400K). Pour ces essais, un anémomètre à phase doppler mesurant simultanément taille et vitesse, ainsi qu'une chaîne de trajectographie et traitement d'images de vidéo rapide, permettent de caractériser la dynamique des gouttes. Comme nous l'avons souligné, la mesure de température des gouttes, lors de l'injection dans une veine aérothermique, est une donnée primordiale pour l'étude des phases de mise en température, de l'interaction entre gouttes, etc. L'objectif ici est de suivre et mesurer simultanément la température d'une goutte ou d'un brouillard de gouttes le long de sa trajectoire, sur un champ d'analyse d'environ 100*100 millimètres que constitue le hublot de visualisation de la veine aérothermique (figure V.1). Il faut souligner que cet objectif est très exigeant pour un système de thermographie infrarouge. Celui-ci doit en quelque sorte concurrencer les performances d'une caméra vidéo rapide travaillant dans le visible tout en permettant d'accéder à un paramètre supplémentaire : la mesure du flux IR émis par les gouttes qui sert de base à la mesure de température.

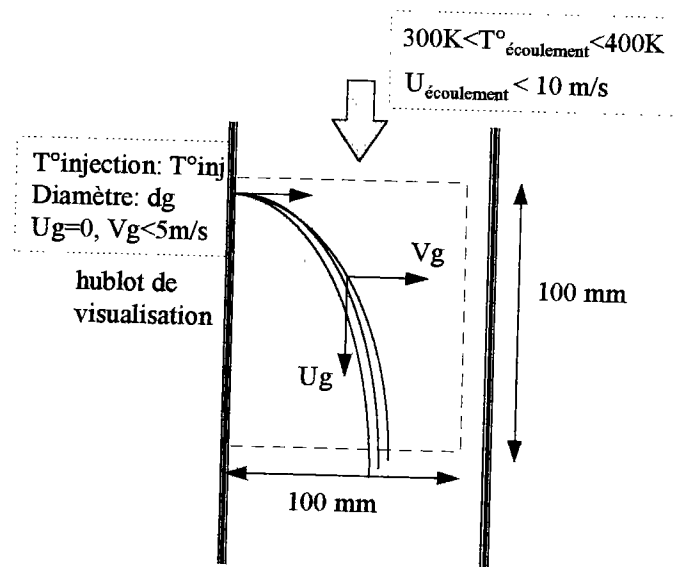


figure V.1 : Banc d'essai d'évaporation de gouttes.

Afin de mieux appréhender la mise en oeuvre de tels systèmes, il est bon de rappeler les contraintes imposées par le suivi et la mesure simultanée de la température d'une goutte le long de sa trajectoire :

- Contrainte du champ de vue : il s'agit de ménager une taille du champ d'analyse suffisamment importante ($100 \times 100 \text{ mm}$ dans ce cas) pour être représentative du phénomène physique étudié.

- Contrainte de mesure : comme cela a été développé au chapitre I, la mesure est un objectif plus contraignant que l'imagerie (uniformité dans le champ, sensibilité en température, résolution spatiale de la goutte,...),

- Contrainte du suivi : une fréquence d'analyse élevée est nécessaire pour suivre une goutte mobile atteignant des vitesses de 10 m/s .

La démarche générale à adopter lors de l'étude d'une caméra de mesure pourrait se résumer par le synoptique ci dessous :

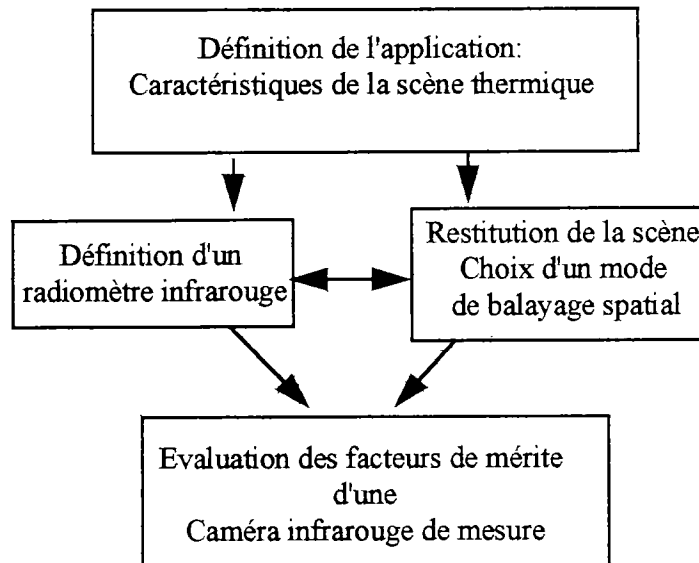


figure V.2 : Conception d'une caméra IR de mesure.

L'organisation générale d'une caméra IR dépend avant tout de la géométrie du détecteur et du mode de visualisation. Aucune configuration n'est à priori radicalement avantageuse car elle doit être pensée à partir de l'application. Nous allons ici détailler et discuter quelques configurations de systèmes IR adaptés au suivi d'une goutte sur une trajectoire 2D quelconque.

V.2 Restitution d'une image: Balayage spatial optomécanique et/ou électronique de la scène thermique.

V.2.1 Monodétecteur associé à un balayage optomécanique bidimensionnel.

Les premières caméras disponibles sur le marché utilisaient un détecteur monoélément. Le nombre de points dans l'image, ainsi que la fréquence image, sont réduits de manière à obtenir une bonne résolution thermique, de l'ordre de 0.1°C.

Les caméras de mesure ont jusqu'à présent été de ce type, permettant d'obtenir un étalonnage précis et reproductible, ce qui est plus difficile sur une mosaïque de détecteurs, si la réponse des photoéléments varie de l'un à l'autre. L'architecture des systèmes de balayage a beaucoup évolué pour parvenir à des solutions utilisant soit des miroirs plans oscillants, soit des polygones multifacettes réfléchissantes en rotation, soit une combinaison des deux [22,40].

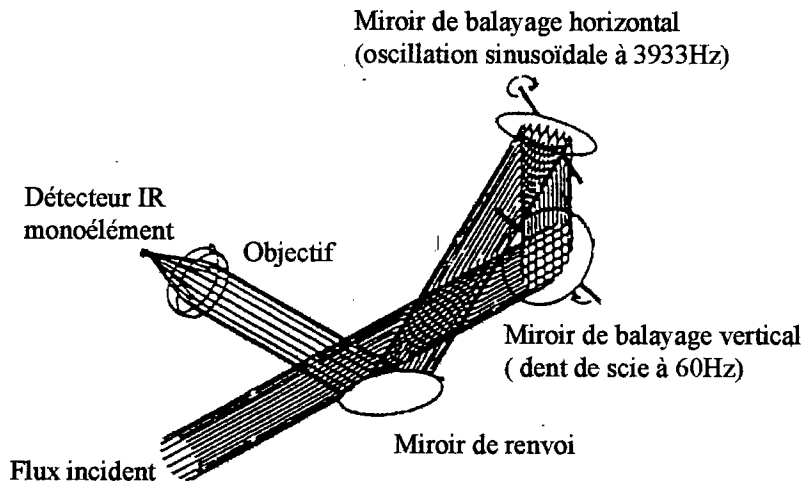


figure V.3 : Monoélément associé à deux miroirs plans oscillants [40].

La configuration illustrée ci dessus, utilisant un couple de miroirs oscillants, nécessite une fréquence de balayage élevée du miroir ligne. De fait, il faut gérer la synchronisation des signaux et les non linéarités de réponse. Pour y remédier, on utilise parfois un polygone de miroirs tournants pour un balayage ligne à vitesse élevée et constante. On se heurte dans ce cas à des problèmes de recouvrement du champ observé d'une facette à l'autre. Dans les deux cas, les problèmes de défocalisation sont délicats à résoudre. En résumé :

- les systèmes de balayage optomécaniques performants utilisés sont très sophistiqués, assez lourds à mettre en oeuvre et de coût élevé.
- Ce type de caméras est utilisée pour la mesure car il permet une bonne qualité radiométrique avec des corrections de dérive performantes (corps noir de référence).

- Ceci se fait au prix d'une fréquence image faible (<50Hz), limitée par l'inertie des miroirs et, par la bande passante élevée, défavorable au DTEB, qu'impose ce type de balayage.

V.2.2 Barrette de détecteurs associée à un balayage optomécanique monodimensionnel.

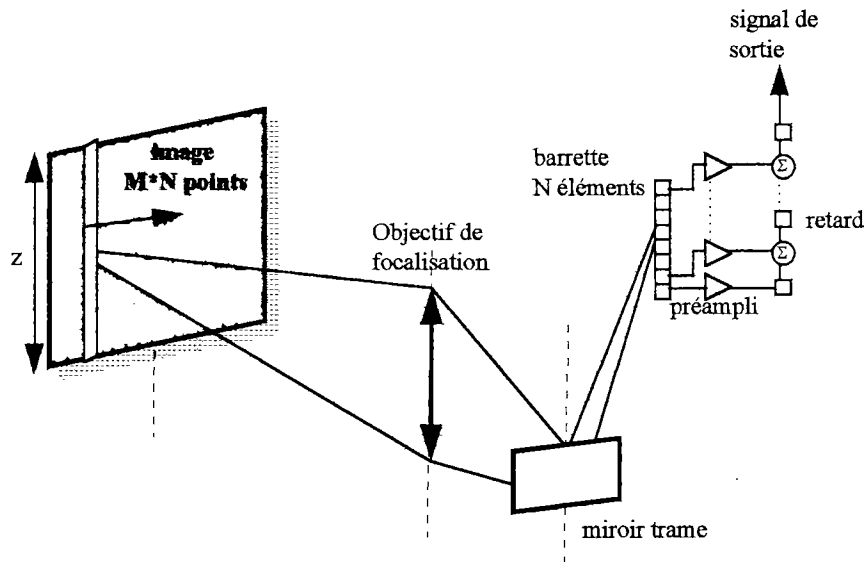


figure V.4 : Restitution d'une scène à l'aide d'une barrette de détecteurs.

Ces dispositifs sont particulièrement adaptés à la surveillance d'une scène. Si $N = z/dz$ (i.e la barrette couvre tout le champ dans une direction), cette structure permet de s'affranchir du balayage ligne. Dans ce type de structure, il subsiste des problèmes de défocalisation et de synchronisation entre la lecture électronique de la barrette et la rotation du miroir trame.

V.2.3 Balayage électronique : utilisation d'une mosaïque de détecteurs.

L'utilisation d'une matrice de détecteurs ou IRFPA (pour Infrared Focal Plane Array) permet de limiter la partie optique de la caméra à une optique de focalisation. Outre cet avantage, la matrice permet de lire simultanément le flux rayonné en chaque point de l'image, permettant ainsi l'étude de phénomènes instationnaires ou rapidement évolutifs.

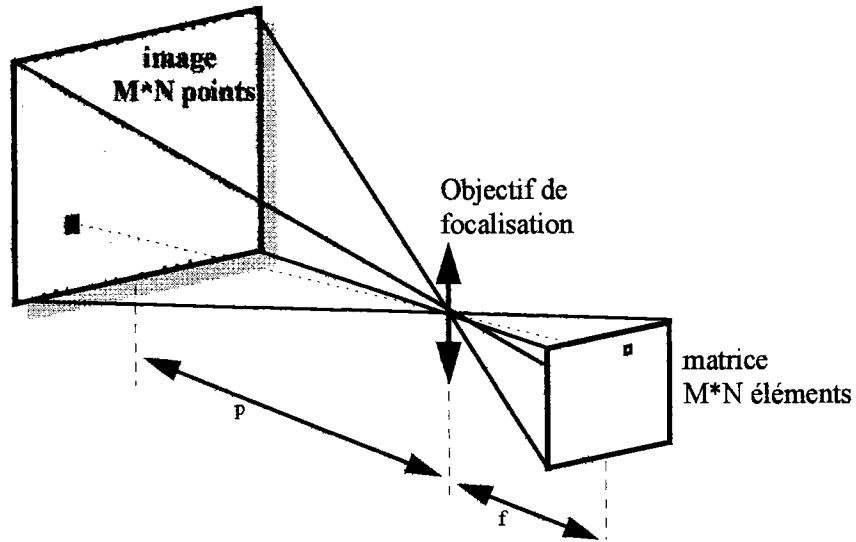


figure V.5 : Observation de la scène à l'aide d'une mosaïque de détecteurs.

V.2.4 Remarques sur les différents types de balayage spatial.

- Les inconvénients du balayage opto-mécanique, même unidirectionnel, sont nombreux (mise en oeuvre lourde, fréquence trame faible, bande passante non optimisée). Des algorithmes intéressants peuvent néanmoins être implantés qui rendent ce type de balayage applicable à notre problème. Un algorithme de balayage a ainsi été développé au début de cette étude au *DERMES* [16,17] qui a permis le suivi de goutte en chute libre et fera l'objet d'un rappel au paragraphe suivant. Enfin, il est à noter que les caméras de mesure ont été exclusivement de ce type, jusqu'il y a peu.

- A l'aide d'une matrice, l'image de tous les points de la scène thermique sera formée simultanément sur le détecteur à l'aide d'un dispositif optique unique : l'objectif de focalisation. Cette observation fait apparaître comme radicalement avantageuse l'utilisation d'une matrice. Elle doit être affinée par quelques remarques:

La mise en oeuvre de détecteurs multiéléments présente de nombreux

caméras a longtemps été l'imagerie ; le développement du marché et l'attention des constructeurs s'est donc naturellement portée sur la recherche d'une image plus fouillée (augmentation du nombre d'éléments, meilleure intégration et souplesse d'utilisation) au détriment de la performance radiométrique. La non uniformité de réponse (en gain et offset) est un problème majeur des mosaïques infrarouges, dû en partie au faible contraste d'une scène IR (§I.7.4) (ce qui requiert un gain important pour fournir une image exploitable), et à la technologie de fabrication des matériaux photodétecteurs IR, moins aboutie que celle sur Silicium. La disparité entre les caractéristiques de chacun des pixels a donc longtemps exclu l'utilisation des matrices pour des caméras destinées à la mesure. Une évolution rapide de la technologie les rend actuellement de plus en plus opérationnelles à ce niveau.

V.3 Algorithme de suivi de goutte à l'aide d'un capteur monoélément.

La mesure de température de goutte par thermographie IR a débuté au laboratoire par la réalisation d'un système dont la structure incluant un balayage à l'aide de deux miroirs oscillants, est comparable à celle de la figure V.3. Largement décrit et caractérisé en [16,17,41], ce système est assimilable à une caméra « éclatée » qui présente l'avantage de permettre l'accès à tous les éléments qui la compose. Les principaux résultats acquis sont illustrés en figure V.6 à V.9.

a- Description succincte du système :

Le système décrit en figure V.6 comprend : une lentille de focalisation (ZnSe, F/2.88), un monodétecteur HgCdTe ondes longues ($\lambda_{pic}=10.08$ microns, Surface sensible de diamètre $\Phi=250$ microns) et un système de balayage spatial constitué d'un couple de miroirs galvanométriques X-Y oscillants ($F_{coupure_{3dB}}= 300Hz$) commandables logiciellement par l'intermédiaire de scanneurs.

b- Mesure de température de goutte fixe :

Le système a été mis en oeuvre et validé en mesurant le refroidissement dans l'air ambiant d'une goutte de méthanol de 1 mm de diamètre (figure V.7). La goutte est suspendue à l'extrémité d'un microthermocouple Chromel-Alumel de 100 microns de diamètre, et chauffée à l'aide d'un laser Hélium-néon (60mW). Dès l'obturation du laser, la goutte s'évapore en se refroidissant, pour atteindre sa température d'équilibre. La température, mesurée simultanément, par le système IR en mode ligne et par le thermocouple a permis de vérifier un modèle de cinétique de refroidissement de la goutte.

c- Algorithme de suivi sur une trajectoire quelconque :

L'algorithme de poursuite illustré en figure V.8 peut être décrit comme suit : En appliquant aux deux miroirs oscillants une commande sinusoïdale de même pulsation et de même amplitude mais déphasée de $\pi/2$, la projection du détecteur (IFOV) décrit un mouvement circulaire dans le plan objet.

En pratique, le point d'injection de la goutte étant connu, on génère cette couronne de détection autour de la zone d'injection. La goutte injectée débute alors son mouvement. Si la fréquence d'oscillation des miroirs est suffisamment élevée (voir limitations §V.3.d), la goutte sera à un instant donné « vue » par le détecteur : en effet, quand la goutte coupe la couronne de détection, l'IFOV en rotation rapide intercepte celle-ci et le signal délivré en sortie de détecteur atteint et dépasse un seuil de détection fixé au préalable. Ce seuil de tension, que l'on choisit supérieur au signal de fond et inférieur au minimum de signal délivré par la goutte au cours de sa trajectoire, sera le critère de détection. Au moment de la détection, la valeur de la commande sinusoïdale donne la position du point d'intersection de la goutte sur le cercle. La valeur moyenne des signaux de commande, qui correspond aux coordonnées du centre de la couronne de détection, est ajustée sur le point de

détection. Le système est alors revenu à son état initial et le suivi de goutte peut se poursuivre par une série d'interceptions. En mémorisant les différents points de détection, on détermine la trajectoire de la goutte. Tout au long de la trajectoire, le thermosignal, recueilli lorsque l'IFOV intercepte la goutte, est représentatif de l'évolution en température de celle-ci.

La figure V.9 illustre le suivi d'une goutte de méthanol en chute libre. La goutte de diamètre 1.2 mm a été suivie sur 30 mm avant d'être perdue par le système pour une vitesse supérieure à 1 m/s [17].

d- Limitations du système:

- limitations en fréquence des miroirs: la poursuite à l'aide de cet algorithme nécessite que l'IFOV ait le temps d'intercepter et de passer sur la goutte pendant que celle-ci croise la couronne virtuelle de détection,

$$\text{soit: } \text{Frequence_rotation}_{\text{MIROIRS}} \gg \frac{\text{Vitesse max}_{\text{GOUTTE}}}{\text{Diamètre}_{\text{IFOV}}},$$

On note que cette condition de poursuite est trop exigeante pour les miroirs : leur fréquence de rotation doit être élevée pour décrire plusieurs fois la goutte au moment de la détection afin de recueillir un thermosignal exploitable pour la mesure. Le temps d'intégration du signal, qui est assimilable ici de façon intuitive au temps passé par l'IFOV sur la goutte, rend ce système acceptable pour la détection mais mal adapté à la mesure de la température.

- Les limitations optiques qui se traduisent par une impossibilité de résoudre spatialement la goutte ($\text{Diamètre}_{\text{goutte}} < D_{\text{IFOV}}$) tout en préservant un champ de vue acceptable, n'ont pu être résolues expérimentalement dans le cadre de la poursuite.

Ce dispositif a permis de développer des algorithmes de poursuite intéressants. Cependant, il faut noter que, même au prix d'une optimisation acharnée de chaque élément, il ne permet pas, de par sa structure, de satisfaire convenablement au suivi et à la mesure simultanée de température.

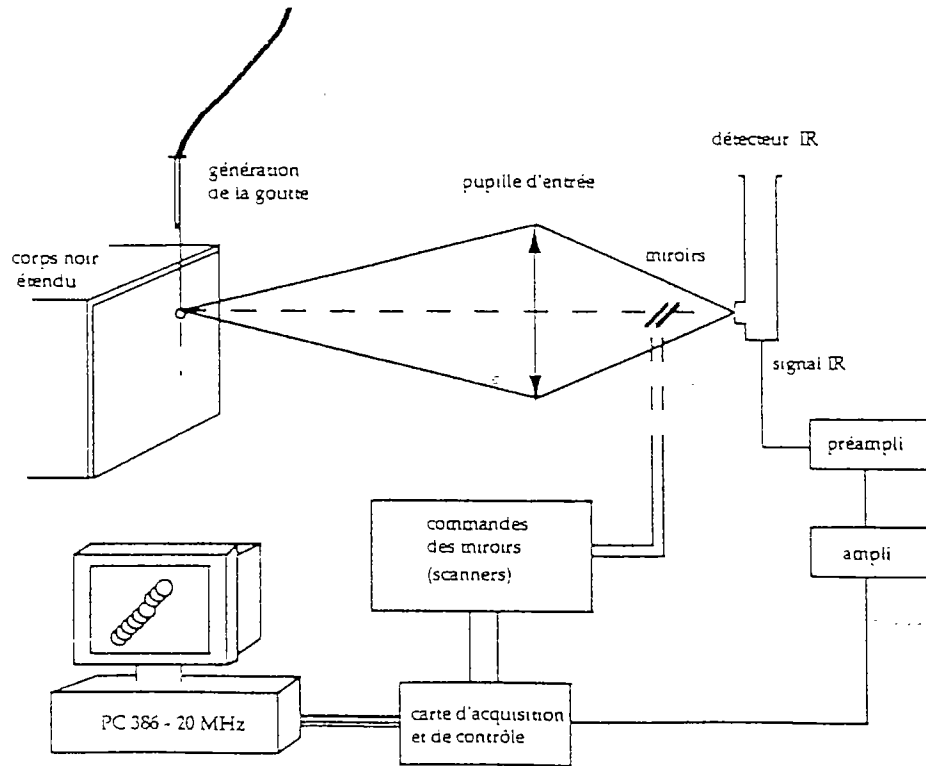


figure V.6: schéma du système IR [16,17].

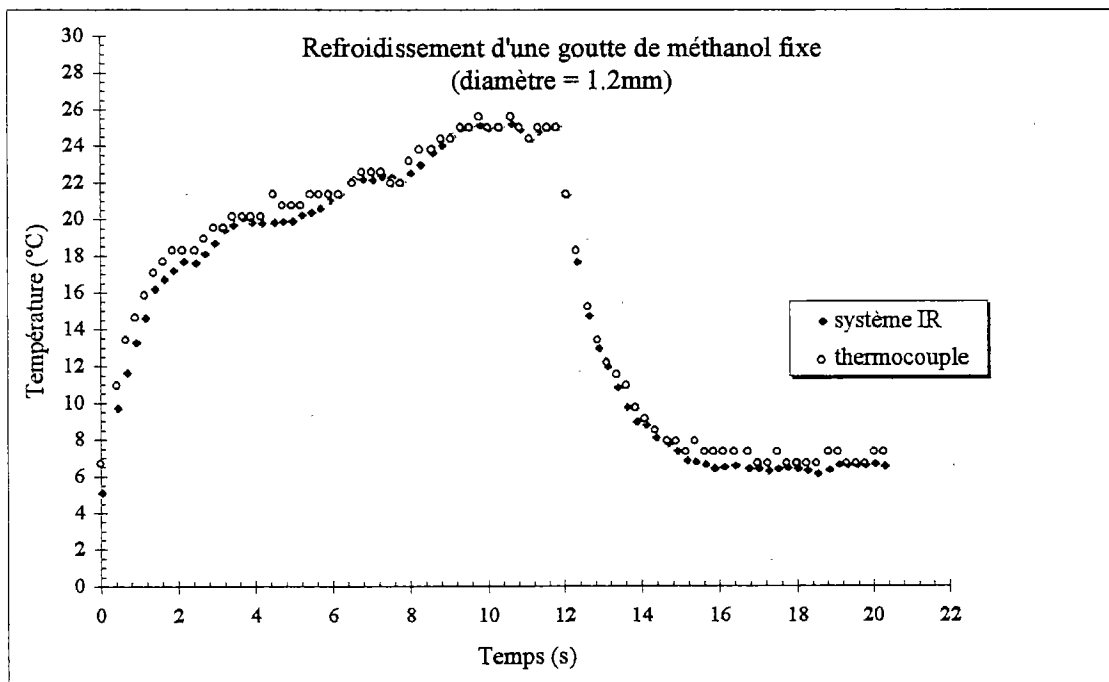
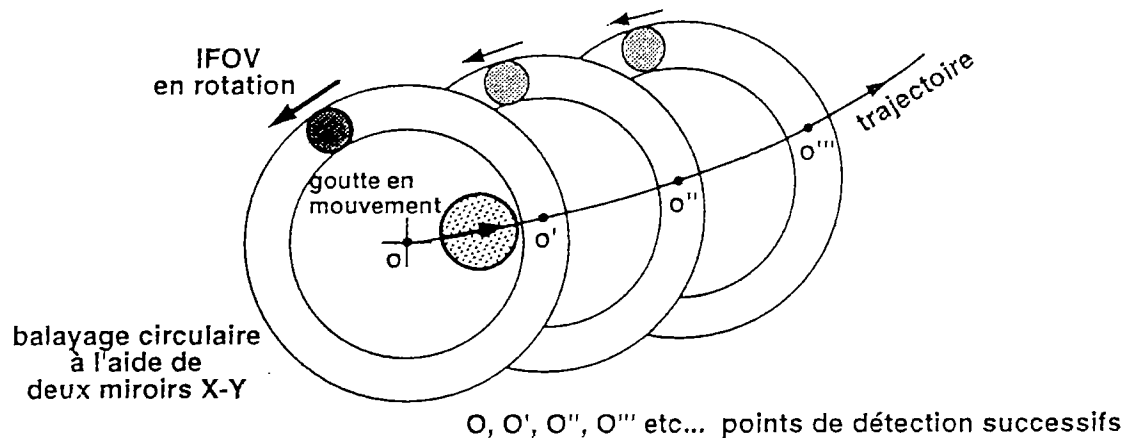


figure V.7 : Refroidissement d'une goutte de méthanol fixe [16,17].



PRINCIPE DE LA POURSUITE

figure V.8 : Principe de poursuite à l'aide d'un monodétecteur [16,17].

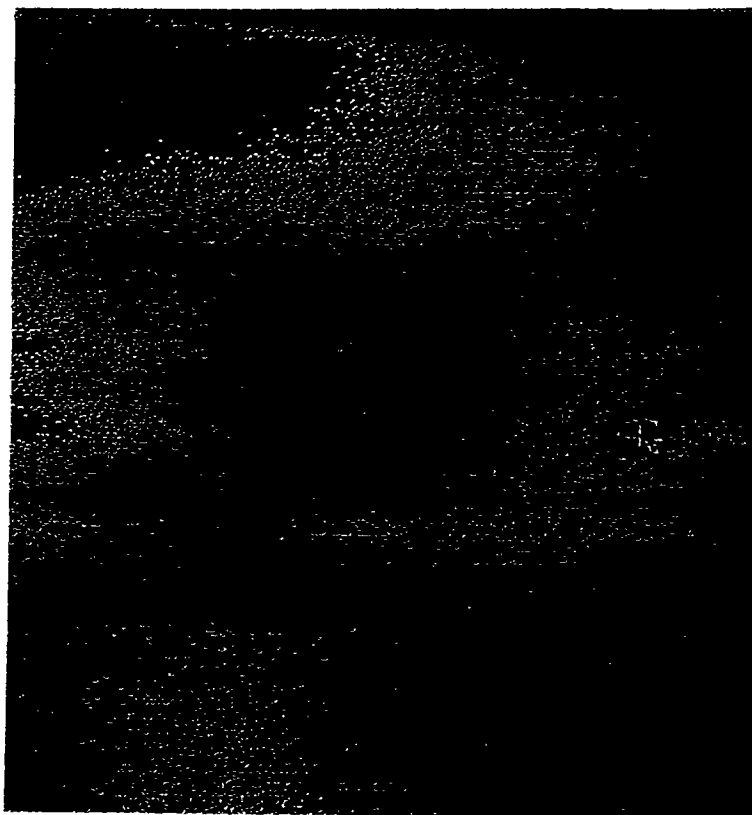


figure V.9 : Suivi de goutte en chute libre [16,17].

V.4 Faisabilité d'une solution utilisant un détecteur multiéléments.

Cette expérience nous a amené à nous pencher sur une utilisation de détecteurs multiéléments à la place du système exposé au paragraphe précédent. Une étude exhaustive de la structure et des possibilités des IRFPA (matrices ou barrettes) dépasse le cadre de ce mémoire. Le but de la discussion suivante est de comparer différentes solutions et de réfléchir au choix d'un détecteur plan focal qui serait apte à la mesure et adapté à notre problème.

Au niveau du système, les facteurs de mérite déterminants seront le DTEB pour la mesure de température et la FTM pour la résolution spatiale. Cette dernière ne sera évoquée ici que de manière approchée : la résolution spatiale dans le plan image correspondra à la taille du champ de vue discrétisée par le nombre de photoéléments du détecteur IR. Notre discussion va porter sur la formulation et l'évaluation du DTEB en fonction de différents paramètres caractérisant un IRFPA.

V.4.1 Formulation du DTEB.

Le DTEB a été défini comme l'écart minimum de température de scène qui donne un rapport signal sur bruit égal à l'unité en sortie du système de mesure IR. Il peut être formulé comme suit :

$$DTEB = \frac{\Delta T}{\left(\frac{Signal}{Bruit} \right)}$$

Le signal et le bruit seront exprimés en termes de nombre d'électrons intégrés durant le temps d'intégration T_{int} . La formulation du DTEB se fait en explicitant le rapport signal à bruit après :

- calcul du nombre total d'électrons intégrés durant une période d'intégration,
- formulation du signal délivré en sortie du détecteur pour un écart ΔT de la température de scène,
- formulation du bruit résultant en sortie du système,

toutes ces expressions étant fonction des caractéristiques de l'ensemble scène thermique, environnement, optique et détecteur IR.

V.4.2 Définition des paramètres.

Dans ce type d'analyse, il est préférable, dans la définition des paramètres, de considérer séparément l'optique, la mosaïque photosensible, le circuit de lecture, et enfin l'électronique de commande et d'acquisition :

Paramètres	Optique de focalisation et ouverture du filtre froid
Fov	demi-angle de vue du filtre froid du détecteur (rad)
Fovc	demi-angle de vue du détecteur utilisée lors des caractérisations du constructeur (rad)
θ_0	demi-angle de vue de l'objectif de focalisation (rad)
Mosaïque ou barrette de photodétecteurs	
N*M	Nombre de pixels ligne et trame du détecteur
A_d	Surface sensible d'un photoélément (m ²)
$\Delta\lambda = \lambda_{\min} - \lambda_c$	Bande spectrale et longueur d'onde de coupure (m)
η	Rendement quantique
$D^*(Fov, T_b)$	Détectivité spécifique (cm.W ⁻¹ .Hz ^{1/2})
$R(\lambda)$	Réponse spectrale en courant (A/W)
Uniformité de réponse	
Circuit de lecture	
T_{int}	Temps d'intégration du signal (s)
F_{ech}	Fréquence d'échantillonnage (Hz)
Q_{max}	Charge maximale stockable (C)
F_{image}	Fréquence image de la caméra (Hz)
T_{image}	Temps mis pour décrire une image de N*M points.(s) $T_{image} = 1/F_{image}$

Tableau V.10 : Caractérisation des éléments.

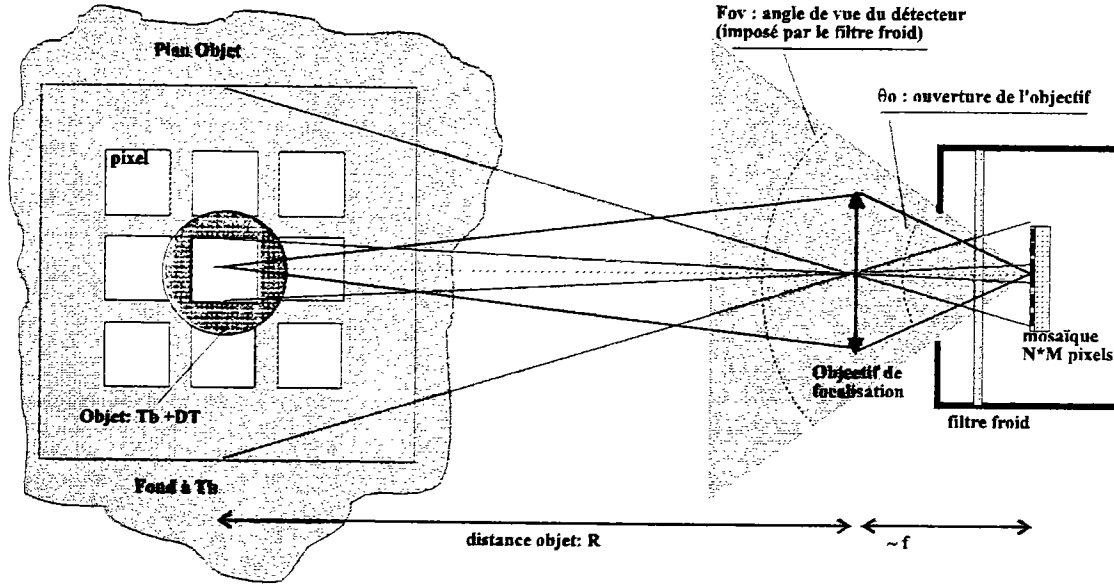


figure V.11 : Flux de signal et flux de fond.

V.4.3 Expression du DTEB en fonction de la réponse en courant.

a- Expression du nombre total d'électrons intégrés durant T_{int} .

Les électrons sont générés par le flux total incident arrivant sur le détecteur et le courant d'obscurité, soit :

$$N_{total} = N_{flux.photon} + N_{obscurité}$$

b- Expression du signal délivré pour une variation ΔT de la température objet.

Le flux de signal rayonné par l'objet et collecté sur le détecteur par l'intermédiaire de l'objectif de focalisation s'écrit

$$\Phi(T) = Ad \cdot \Omega \cdot \int_{\Delta\lambda} \varepsilon(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot L(\lambda, T_{obj}) \cdot d\lambda$$

Le nombre de charges générées par ce flux durant le temps d'intégration optique T_{int} est :

$$N_{signal} = \frac{t_{int}}{q} \cdot \Phi(\lambda, T) \cdot R(\lambda)$$

$$N_{signal} = \frac{t_{int}}{q} \cdot Ad \cdot \Omega \cdot \int_{\Delta\lambda} \varepsilon(\lambda) R(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot L(\lambda, T_{obj}) \cdot d\lambda$$

le signal est défini comme l'incrément dS du nombre de charges générées en sortie du détecteur par une variation élémentaire dT de la température de scène. Pour une variation ΔT de la température objet, si l'on considère les autres contributions indépendantes, en linéarisant:

$$dS = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right) \cdot \Delta T$$

$$\text{soit } dS = \Delta T \cdot \frac{t_{int}}{q} \cdot Ad \cdot \Omega \cdot \int_{\Delta\lambda} R(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot \varepsilon(\lambda) \cdot \frac{\delta}{\delta T} (L(\lambda, T_{obj})) \cdot d\lambda$$

c- Expression du bruit: limitation par le bruit de fond ambiant.

Les sources de bruit dans le système IR sont de deux sortes : le bruit photonique et le bruit électronique du circuit de lecture. On se placera ici dans l'hypothèse d'une limitation par le bruit de photons ce qui est réaliste compte tenu des performances des détecteurs actuels. Il est rappelé en Annexe 2, lors de la définition de la détectivité, que cette caractéristique est une limitation fondamentale du rapport signal à bruit d'une caméra (condition BLIP). Le bruit de photons peut se traduire comme la variation aléatoire du nombre de photons incidents sur le détecteur autour d'une valeur moyenne. L'écart type en nombre d'électrons du signal enregistré, encore appelé bruit de photons efficace, s'écrit :

$$N = (N_{flux.photon})^{1/2}$$

La contribution de fond ambiant reçu par le détecteur s'écrit :

$$\Phi_{fond}(T) = Ad.\Omega d. \int_{\Delta\lambda} \tau(\lambda)L(\lambda, T_{amb}).d\lambda$$

Le nombre de charges générées en sortie par ce flux ambiant durant le temps d'intégration optique T_{int} s'écrit :

$$N_{fond} = \frac{t_{int}}{q}. \Omega d. Ad. \int_{\Delta\lambda} \tau(\lambda)R(\lambda).L(\lambda, T_{fond}).d\lambda$$

$$N = N_{fond}^{1/2} = \left(\frac{t_{int}}{q}\right)^{1/2} (Ad.\Omega d)^{1/2} \left[\int_{\Delta\lambda} \tau(\lambda)R(\lambda).L(\lambda, T_{fond}).d\lambda \right]^{1/2}$$

d- Formulation du DTEB.

Elle se déduit des expressions précédentes en exprimant le rapport signal à bruit. La variation de température de la scène observée qui produit un rapport signal sur bruit égal à l'unité en sortie du système est notée par définition :

$$\Delta T = DTEB = \frac{\left(\frac{t_{int}}{q}\right)^{1/2} (Ad.\Omega d)^{1/2} \left[\int_{\Delta\lambda} \tau(\lambda)R(\lambda).L(\lambda, T_{fond}).d\lambda \right]^{1/2}}{\left(\frac{t_{int}}{q}\right). Ad.\Omega o. \int_{\Delta\lambda} R(\lambda). \varepsilon_g(\lambda). \tau(\lambda). \frac{\delta}{\delta T} (L(\lambda, T_{obj})).d\lambda}$$

soit,

$$DTEB_{Tgoutte} [K] = \sqrt{\frac{q}{\pi. Ad. t_{int}}} \frac{\sin(Fov)}{\sin^2 \theta} \frac{\left[\int_{\Delta\lambda} \tau(\lambda)R(\lambda).L(\lambda, T_{fond}).d\lambda \right]^{1/2}}{\int_{\Delta\lambda} R(\lambda). \varepsilon_g(\lambda). \tau(\lambda). \frac{\delta}{\delta T} (L(\lambda, T_{goutte})).d\lambda}$$

avec $R(\lambda) = q\eta \frac{\lambda}{hc}$, réponse en courant du détecteur (en A/W).

V.4.4 Expression du DTEB en fonction de la Défectivité spécifique.

Explicitée au chapitre I, l'expression du DTEB (§I.8.3) en fonction de la détectivité spécifique D^* du détecteur s'écrit :

$$DTEB = \frac{\sqrt{\Delta f}}{\pi \cdot \sqrt{Ad} \cdot \sin^2 \theta \omega \int_{\Delta \lambda} \varepsilon_{goutte}(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot D_{exp}^*(\lambda) \cdot \frac{\delta}{\delta T} (L(\lambda, T_{goutte})) \cdot d\lambda}$$

Un raisonnement identique peut être mené pour un détecteur multiéléments afin de parvenir à la même expression. On a toutefois noté la prudence avec laquelle doit être considérée cette formulation si la disparité sur la détectivité des éléments devenait importante. Partant de cette expression, la bande passante Δf sera alors exprimée (§V.4.5) en fonction du type de balayage et des caractéristiques de la mosaïque utilisée.

V.4.5 Mode de lecture, temps d'intégration et expression de la bande passante de détection.

a- Bande passante et temps d'intégration.

Pour une fréquence trame donnée, l'organisation du circuit de lecture du détecteur multiéléments conditionne le temps que l'on peut consacrer à intégrer les charges. Nous allons ici envisager deux modes d'intégration du signal, illustrés ci-dessous (figure V.12). Dans les deux cas, le temps d'intégration est une fenêtre d'observation rectangulaire temporelle de largeur T_{int} , à chaque image de période T_{image} . La relation entre la bande passante Δf du système de détection et la période de scrutation T_{int} dépend du type de filtre que l'on choisit comme équivalent au système. S'il est du premier ordre, la relation entre Δf et T_{int} s'écrit :

$$\Delta f = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin(\pi \cdot f \cdot T_{int})}{\pi \cdot f \cdot T_{int}} \right]^2 df = \frac{1}{2T_{int}}$$

On peut alors exprimer Δf pour les deux modes de lecture envisagés (figure V.12).

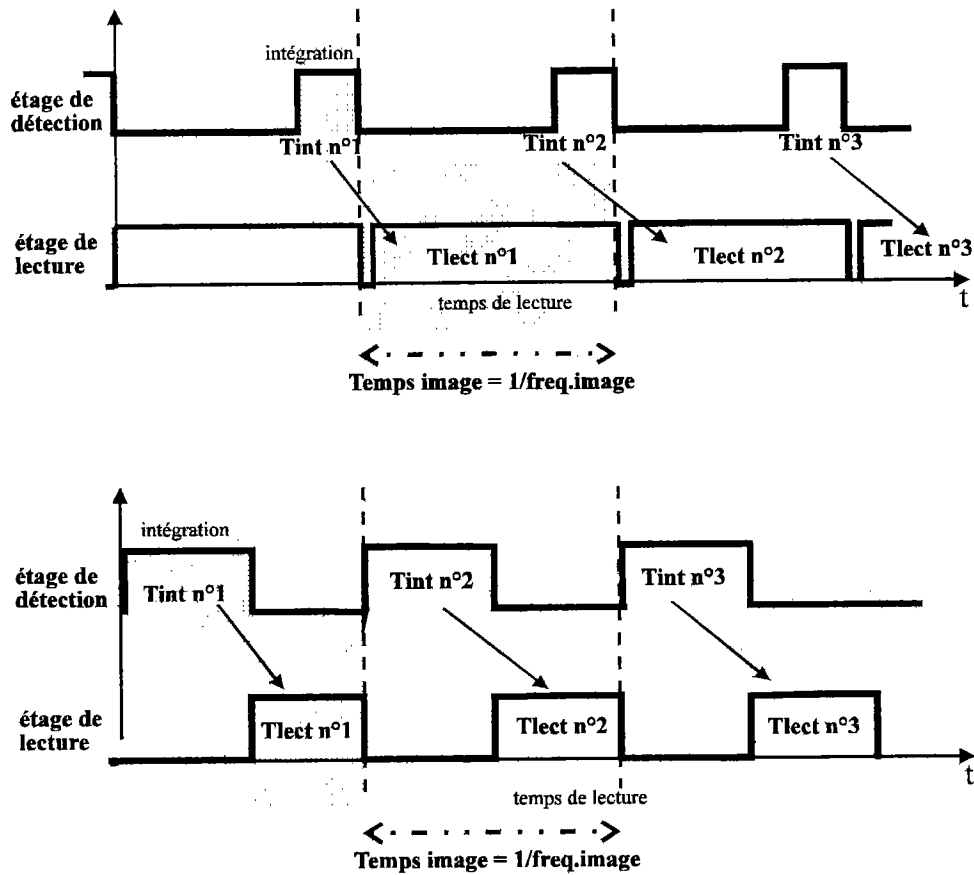


figure V.12 : Chronogrammes de lecture

b- Mode de lecture et expression de la bande passante.

1er cas :

L'intégration du signal s'effectue pendant que le circuit de sortie lit la trame précédente. C'est le cas par exemple des matrices basées sur des dispositifs à transferts de charges (IRCCD). Les expressions de la bande passante s'écrivent alors :

Pour la lecture d'une matrice N*M pixels : par cette technique, il est possible d'obtenir, si nécessaire, des temps d'intégration proches du temps image.

soit,
$$\Delta f = \frac{1}{2T_{int}} \approx \frac{1}{2T_{image}}$$

Pour une solution utilisant une barrette à N éléments associée à un miroir de balayage trame : le temps mis pour effectuer une image de N*M points est :

$$T_{image} = T_{balayage} + T_{recalage_du_miroir_trame}$$

avec :

$$T_{\text{intégration_des_charges}} = T_{\text{balayage}} / M$$

Si l'on néglige le temps de recalage du miroir (ce qui ne sera plus vérifié pour une fréquence trame élevée) :

$$\Delta f = \frac{1}{2T_{\text{int}}} = \frac{M}{2T_{\text{image}}} = \frac{M}{2} \cdot F_{\text{image}}$$

Remarque :

En reprenant ces expressions de la bande passante, il est possible de comparer, au travers de la bande passante, l'influence du mode de balayage de l'image des différentes solutions (§V.2: monodétecteur, barrette, matrice) sur le DTEB de la caméra: cela se traduit au niveau du DTEB par la relation :

$$DTEB_{\text{matrice}} = \frac{DTEB_{\text{barrette}}}{\sqrt{N}} = \frac{DTEB_{\text{monodétecteur}}}{\sqrt{N * M}}$$

2ème cas :

Illustré en figure V.12, un autre mode opératoire consiste à intégrer puis à lire les charges. On verra que ce mode de lecture est adapté à notre application de mesure d'une goutte se déplaçant à vitesse élevée.

Pour la lecture d'une mosaïque de N*M pixels, le temps d'intégration s'écrit :

$$T_{\text{int}} = T_{\text{image}} - T_{\text{lecture}}$$

soit,

$$T_{\text{int}} = T_{\text{image}} - \frac{(N * M)}{F_{\text{ech}}} \quad \text{avec} \quad \Delta f = 1/2T_{\text{int}}$$

V.4.6 Influence des paramètres du DTEB sur l'aptitude à la mesure.

- Une fréquence image faible permet de travailler avec de longs temps d'intégration (dans la limite de charge stockable) et favorise le DTEB en améliorant le rapport signal sur bruit.

- Augmenter la surface sensible de chaque photoélément favorise le DTEB (et limite les performances pour un imageur (voir FTM au §I.8.2).

- Augmenter le nombre de pixels lus sur la matrice est parfois interprété comme un moyen d'accroître le DTEB. Il faut toutefois noter que l'uniformité de réponse entre les pixels peut être alors dégradée ce qui ne va pas dans le sens d'une meilleure aptitude radiométrique.

- la détectivité spécifique est souvent fournie par le constructeur ce qui permet de juger de la qualité de la mosaïque de photoéléments (si l'on dispose des conditions de mesure de ce paramètre). Toutefois, cette détectivité spécifique correspond souvent à une moyenne sur l'ensemble des pixels : ce critère à lui seul ne suffit pas à caractériser les performances de la mosaïque de photodétecteurs car il masque la disparité entre les caractéristiques de chaque pixel. Il faut donc accompagner ce critère d'une bonne uniformité de réponse de l'ensemble des pixels (idéalement, le constructeur fournit la variance du DTEB sur l'ensemble des pixels).

V.5 Evaluation du DTEB de trois différentes solutions.

Un système devant mesurer la température d'une goutte prise dans un écoulement est destiné à travailler à fréquence image élevée, avec un nombre de points suffisant pour résoudre la goutte sur un champ d'analyse de quelques centimètres. L'objet de ce paragraphe est d'évaluer et de comparer les performances d'un système utilisant des solutions différentes (barrette ou mosaïque) pour réaliser une image de 128*128 points pour un champ d'analyse de 100*100mm dans le plan objet, à la fréquence de 300 images seconde. Le choix de ce cahier des charges a été guidé par le souci de fournir un exemple de solution réaliste, satisfaisant aux contraintes de notre problème, au regard des détecteurs actuellement existants.

Les trois solutions étudiées sont :

- une barrette 128*1 éléments LWIR associée à un miroir de balayage trame,
- une mosaïque 128*128 LWIR permettant un balayage électronique de la scène,
- une mosaïque 128*128 MWIR permettant un balayage électronique de la scène.

Le tableau V.13 ci dessous reprend les principales caractéristiques de ces éléments, fournies par le constructeur :

	Barrette LWIR 128 * 1 éléments	Matrice MWIR 128 * 128 éléments	Matrice LWIR 128 * 128 éléments
Matériau photodétecteur	HgCdTe	HgCdTe	HgCdTe
Bande spectrale de travail	8 - 10.5 microns	2 - 3.5 microns	8 - 10.3 microns
Circuit de lecture		CMOS	CMOS
Fréquence point de sortie maximale	8MHz	6 MHz	6 MHz
taille du composant	9.6mm		
facteur de remplissage		> 90%	> 80%
Pas entre pixels	75*75 microns	50*50 microns	50*50 microns
taille du pixel	49*49 microns	45*45 microns	40*40 microns
Charge maximale stockable (en nombre d'électrons)		$60 \cdot 10^6$	$60 \cdot 10^6$
Angle solide lors de la mesure constructeur (FOVc en Sr)		0.2 sr	0.2 sr
demi-angle de vue lors de la mesure constructeur (FOVc en degrés)		14.6	14.6
rendement quantique η	50%	65%	50%
D*blip(FOVc, Tbc) en $W^{-1} Hz^{1/2} cm$		$3.1 \cdot 10^{12}$	$1.8 \cdot 10^{11}$
D*(FOVc, Tbc) moyenne en $W^{-1} Hz^{1/2} cm$		$> 2.3 \cdot 10^{12}$	$> 1.4 \cdot 10^{11}$
Uniformité de réponse à un σ	<5%	5%	6%

Tableau V.13 : Paramètres de simulation du DTEB.

V.5.1 Evaluation du temps d'intégration.

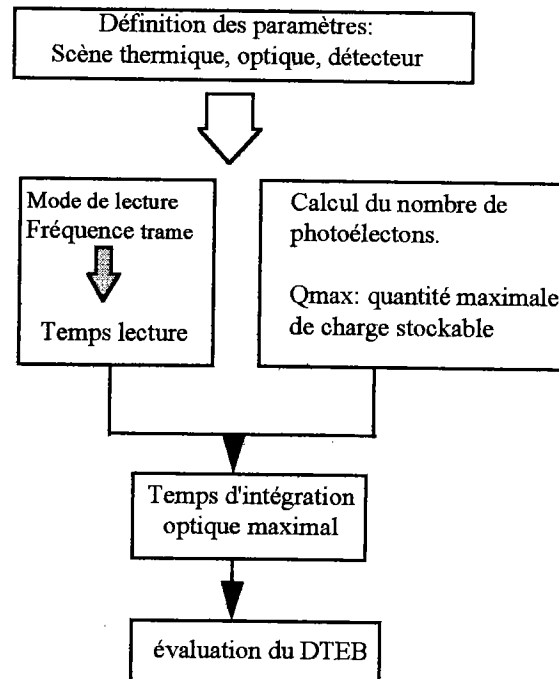


figure V.14 : Détermination du temps d'intégration à partir des caractéristiques du circuit de lecture.

Temps d'intégration maximal fixé par le temps de lecture :

Les matrices que l'on a choisi d'étudier ont un mode d'intégration qui consiste à intégrer puis à lire à la suite le signal (§V.4.5). Compte tenu du nombre de pixels de la matrice (128*128), de la vitesse d'échantillonnage ($\Rightarrow T_{\text{lecture}} = 2.73\text{ms}$) en sortie et de la fréquence trame (300Hz) désirée, les temps d'intégration maxima des charges pour chaque solution sont donnés par le tableau V.16.

Temps d'intégration limité par la quantité maximale de charge stockable :

Enfin, il faut rappeler ici que dans le spectre IR, le nombre de photons incidents est très important notamment dans la gamme 8-12 microns. Le temps d'intégration est donc parfois limité par la quantité maximum de charges stockables dans le circuit de lecture. C'est pourquoi on évaluera lors de simulations (figure V.15) le nombre de photoélectrons produits pendant un temps d'intégration donné.

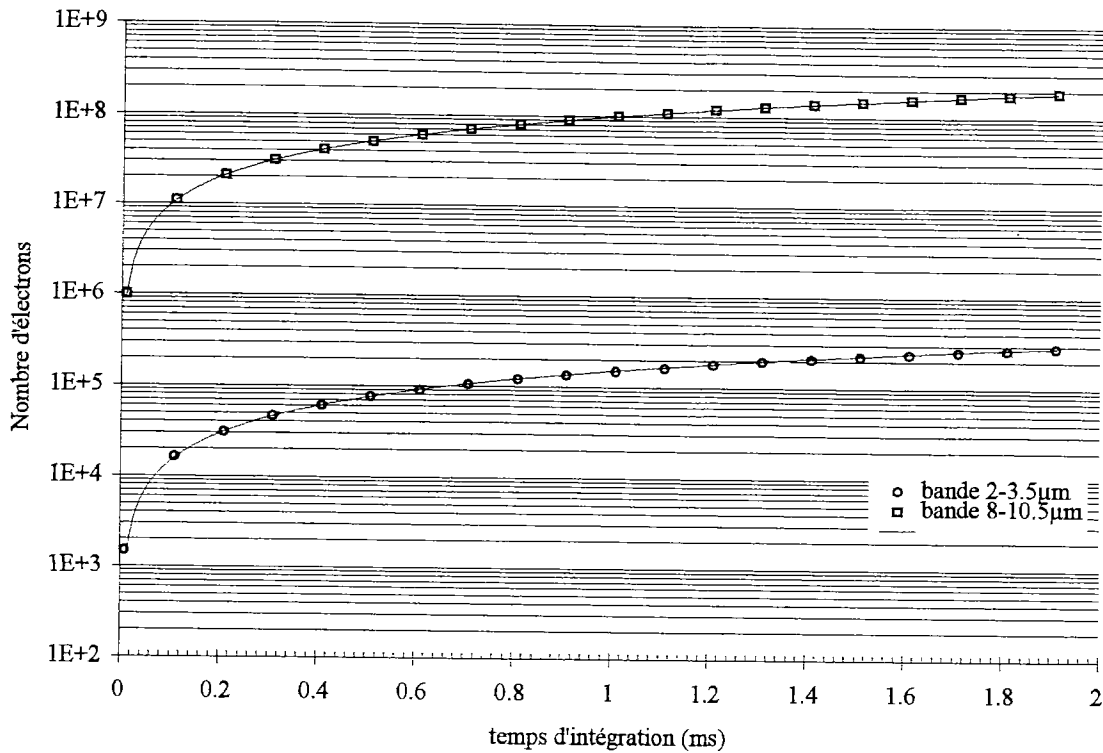


figure V.15 : Nombre de photoélectrons stockés pendant $T_{int.}$.

On peut alors déduire les temps d'intégration maxima :

Fréquence image 300 Hz	Barrette LWIR 128 * 1 éléments	Matrice MWIR 128 * 128 éléments	Matrice LWIR 128 * 128 éléments
Temps d'intégration maximal	19 10 ⁻⁶ s (limité par le type de balayage)	600 10 ⁻⁶ s (limité par le temps de lecture)	600 10 ⁻⁶ s (limité par le nombre de charges stockables)
Bande passante électronique	26 KHz	800 Hz	800 Hz

Tableau V.16 : Temps d'intégration maxima.

V.5.2 Evaluation du DTEB.

Le DTEB de chaque solution est évalué en figure V.17 et V.18, pour une goutte prise (figure V.1) dans un écoulement à température ambiante (300K) ou dans un écoulement surchauffé (400K) :

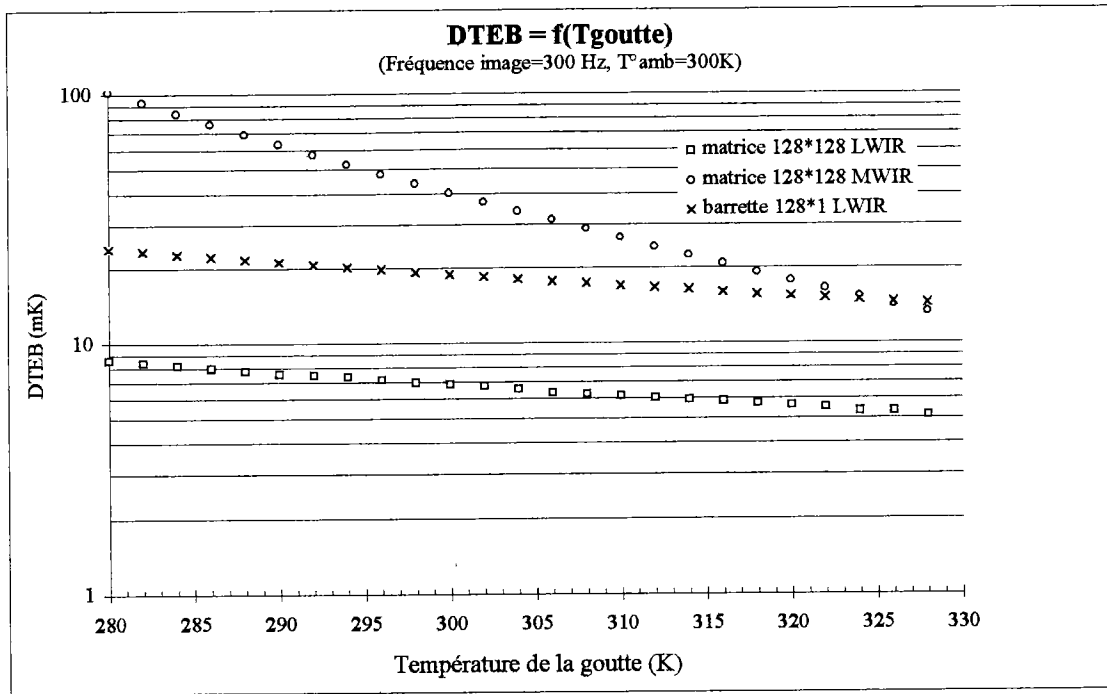


figure V.17 : DTEB des trois différentes solutions ($T_{amb}=300K$).

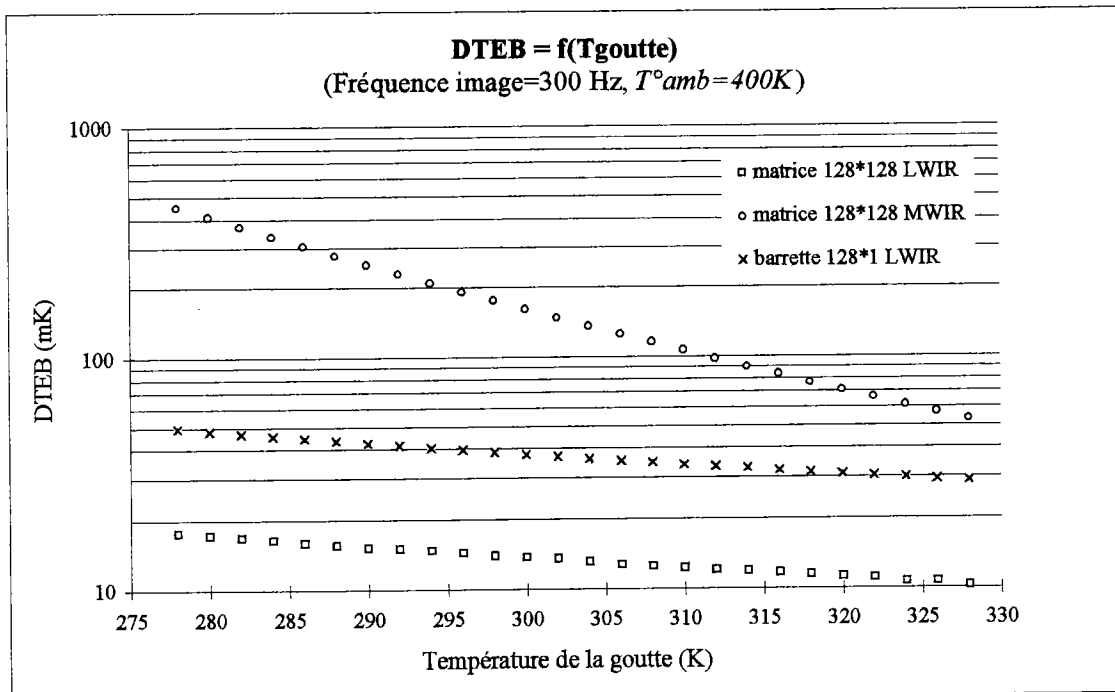


figure V.18 : DTEB des trois différentes solutions ($T_{amb} = 400K$).

les résultats regroupés dans le tableau V.19 peuvent être interprétés ainsi :

La comparaison des deux solutions matricielles LWIR et MWIR nous permet de retrouver un résultat qui a été évoqué en §I.8.3.b : pour cette application, le DTEB est plus favorable dans la bande 8-11 microns que vers les ondes courtes, que l'écoulement d'air dans la veine soit à température ambiante ($T_{amb}=300K$), ou surchauffé ($T_{amb}=400K$).

La matrice ondes courtes (MWIR) est pénalisée par le faible flux rayonné par la goutte durant le temps d'intégration trop court des charges T_{int} (celui-ci est imposé par le temps de lecture $T_{lecture}$).

Au regard d'un système mettant en oeuvre une matrice, la solution utilisant une barrette se trouve pénalisée par des temps d'intégration faibles (§V.4.5).

	barrette HgCdTe	Matrice HgCdTe	Matrice HgCdTe
Champ d'analyse = 100*100 mm	128*1 éléments	128 * 128 éléments	128*128 éléments
fréquence image = 370Hz	LWIR	LWIR	MWIR
balayage de la scène thermique	1 miroir opto-mécanique	électronique	électronique
DTEB (T° goutte =300K)	19 mK	7 mK	40 mK
Resolution spatiale approchée (taille du champ/nombre de pixels)	800 microns	800 microns	800 microns
Commentaires	- Mise en oeuvre délicate du miroir - DTEB élevé du à la nature du balayage.	- coût élevé + Meilleur compromis. DTEB _{théorique} <10mK	- Bande spectrale défavorable pour cette application.

Tableau V.19 : Tableau récapitulatif des performances.

V.6 Algorithmes de suivi et lecture de la matrice adaptés à la mesure de température de gouttes.

V.6.1 Contrainte du suivi et de la mesure simultanés.

Le paragraphe précédent avait pour but d'appréhender le comportement des systèmes IR utilisant des détecteurs multiéléments, lors de l'observation « classique » d'une scène thermique. Afin de mieux comprendre la mise en oeuvre de tels systèmes dans le cadre de notre application, nous avons souligné en introduction à ce chapitre, les contraintes imposées par le suivi et la mesure simultanée de la température d'une goutte le long de sa trajectoire. Le tableau V.19 rappelle que les solutions étudiées ici permettent d'espérer une excellente résolution en température ($DTEB_{\text{théorique}} < 10\text{mK}$) de telles caméras. Toutefois, la résolution spatiale approchée est de 800 microns. Cela signifie qu'en supposant l'optique idéale, le système ne sera pas apte à mesurer des gouttes de diamètre inférieur au millimètre.

Deux solutions peuvent être proposées afin de tourner cette difficulté :

- a- Un suivi dans le visible couplé à une mesure de température dans l'infrarouge.
- b- Une lecture par fenêtrage de la matrice IR.

a-: Suivi dans le visible couplé à une mesure de température dans l'infrarouge.

L'idée d'un système hybride visible-IR est liée à la difficulté d'avoir à suivre et à mesurer la goutte avec le même capteur. Comme l'illustre la figure V.20, on pense alors à effectuer la poursuite de la goutte à l'aide d'un capteur travaillant dans le visible à cadence image rapide. Celui-ci délivre à tout instant les coordonnées de la goutte dans le plan image afin d'asservir un miroir de renvoi. Ce miroir a pour unique rôle de conserver à tout instant la projection de la matrice infrarouge sur la goutte. L'utilisation de la matrice proprement dite est décrite dans le paragraphe V.5. Seule une meilleure résolution spatiale nécessite l'adjonction d'un dispositif

optomécanique qui doit être asservi de sorte à conserver le champ de mesure IR sur la goutte.

Les avantages de ce système sont :

- la possibilité accrues du suivi dans le visible : le coût est moindre, l'objet n'a pas à être résolu spatialement pour le suivi, et le fort contraste de la scène en visible est favorable à la trajectographie.
- l'opportunité de lire le capteur IR à vitesse « réduite ».
- le miroir travaille à vitesse faible. Idéalement, s'il est bien asservi, sa rotation est régie par l'accélération de la goutte,
- l'élargissement du champ d'analyse en conservant la résolution spatiale nécessaire à la mesure.

En revanche, ce dispositif nécessite l'acquisition à haute vitesse et le traitement en temps réel des images visibles. De plus, il sera surtout très difficile de calibrer les images IR et l'on se heurte de nouveau à des problèmes de synchronisation et de défocalisation. Cette solution, lourde à mettre en oeuvre, sera délaissée au profit d'une approche développée au paragraphe suivant.

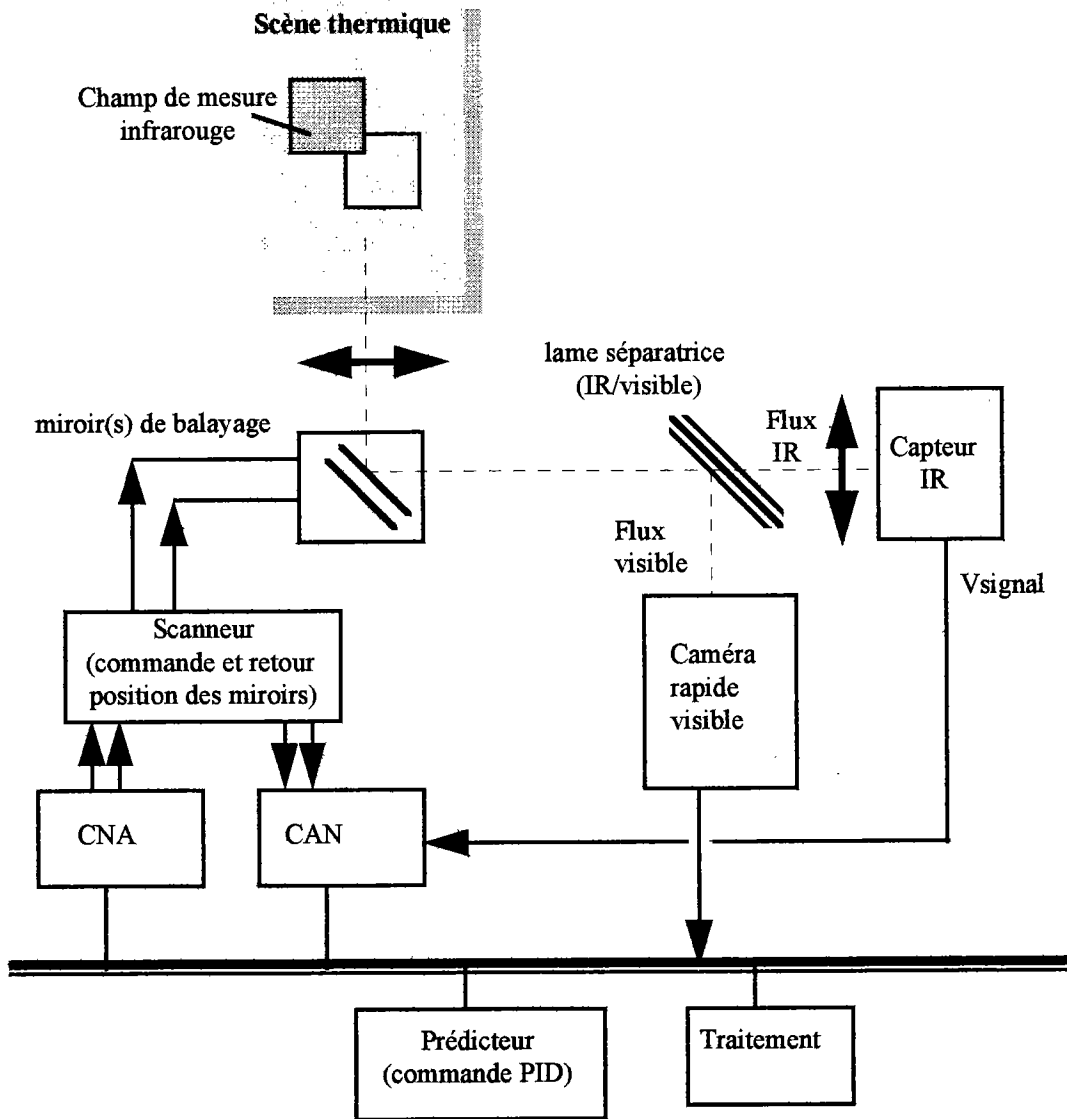


figure V.20 : Suivi de goutte : Solution hybride IR-Visible.

b- lecture par fenêtrage de la matrice IR.

On remarque que le balayage de la scène de façon systématique ne répond pas parfaitement au problème posé. Lorsque l'on projette de suivre et de mesurer les gouttes sur une trajectoire quelconque, il est intéressant de lire la matrice de façon plus adaptée. En effet, afin d'obtenir une fréquence image élevée pour une matrice disposant d'un grand nombre d'éléments, il est nécessaire de travailler avec des fréquences d'échantillonnage élevées. Cela se fera généralement au détriment de la résolution du convertisseur analogique/numérique. Il serait judicieux dans notre application d'examiner des modes d'analyse de la scène qui permettent d'être moins exigeant sur la vitesse de lecture, et sur la quantité de données à stocker.

Les solutions qui vont être évoquées ici sont inspirées par l'avènement des circuits de lecture (CMOS) qui vont dans le sens d'une plus grande souplesse [42] : l'idée est de pouvoir lire la matrice en mode *fenêtrage*, c'est à dire permettant d'adresser et lire une zone comprenant quelques pixels seulement de la matrice. En effet, pour la mesure de température de gouttes, il n'est pas utile d'acquérir la totalité de la mosaïque. Avec ce type de circuit de lecture [43,44], on pense à adresser successivement des fenêtres de la matrice, de façon à scruter en permanence la goutte. Cela permet :

- d'augmenter la fréquence image (tableau V.22) pour une même fréquence d'échantillonnage en sortie,
- ou d'échantillonner beaucoup moins vite en sortie en conservant la même fréquence trame, ceci afin de soulager l'électronique d'acquisition,
- de stocker beaucoup moins de données.

Un exemple de suivi de goutte est présenté en figure V.23.

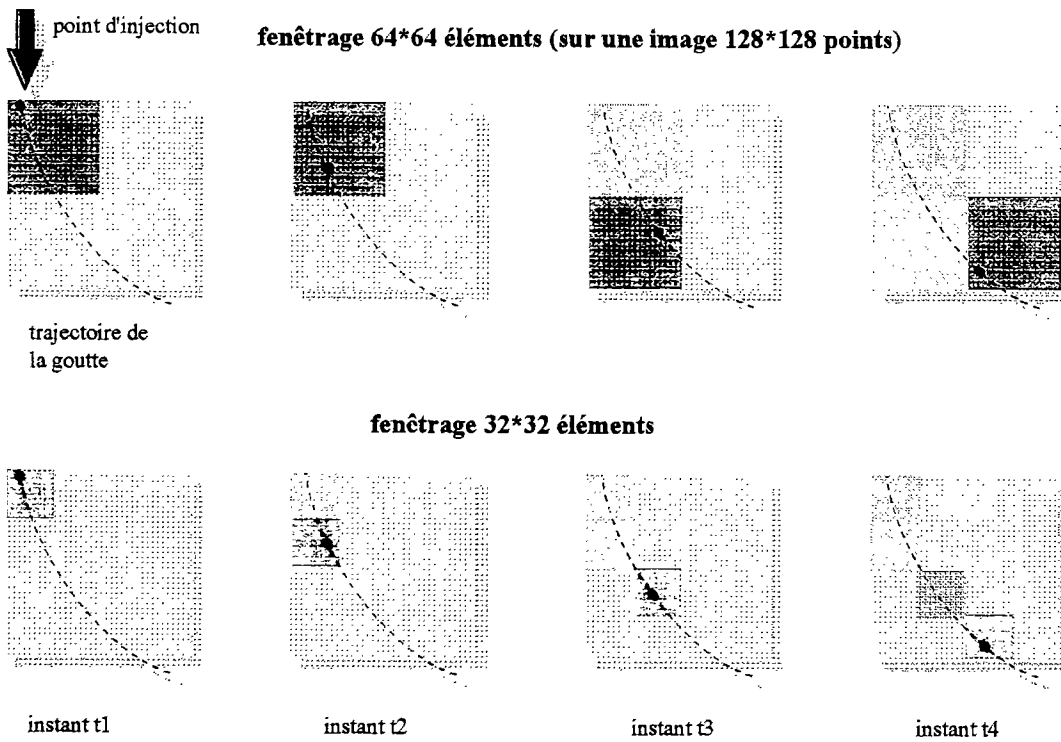


figure V.23 : Suivi de goutte : matrice fixe avec adressages successifs de différentes fenêtres.

Trois hypothèses nous permettront d'affiner l'adressage des fenêtres successives:

- le point d'injection de la goutte est connu,
- on dispose d'un modèle de la cinématique des gouttes : l'équation de leur mouvement est donnée en §III.1.3.

L'utilisation d'un estimateur-prédicteur du type PID peut être envisagée pour le suivi (figure V.21) afin de prévoir les fenêtres (n+1) à adresser : au niveau de l'injecteur, une vitesse initiale faible de la goutte permet d'incrémenter le prédicteur et de le régler avec précision. celui-ci sera initialisé avec l'équation du mouvement de la goutte qui tient compte :

- de la vitesse de l'écoulement,
- de la vitesse initiale de la goutte,
- des caractéristiques initiales de la goutte (taille, propriétés physiques du liquide, etc.).

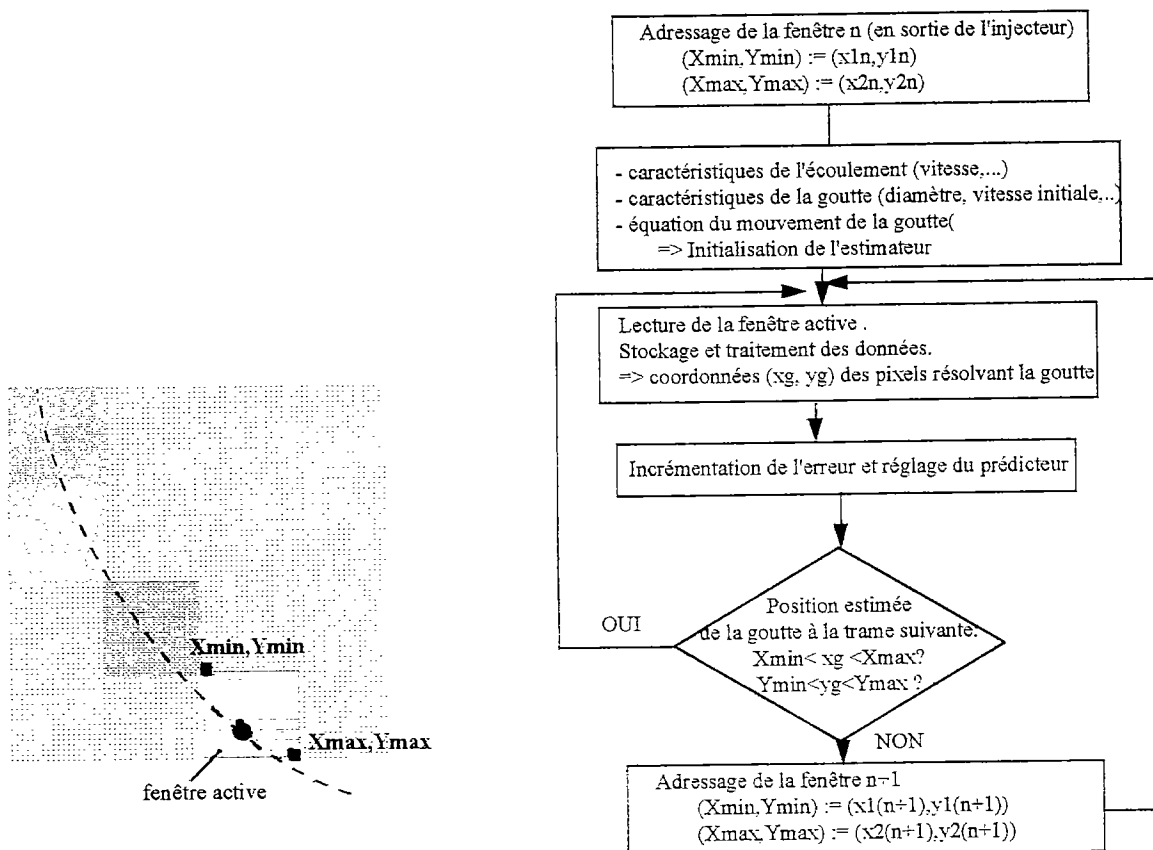


figure V.21: adressage d'une fenêtre.

Matrice LWIR	Trame complète 128 * 128 éléments	Fenêtre 32 * 32 éléments	Fenêtre 64*64 éléments
Fréquence point de sortie maximale	6 MHz	6 MHz	6 MHz
Temps d'intégration maximal	600 10 ⁻⁶ s (limité par le temps de lecture)	600 10 ⁻⁶ s (limité par la charge maximale stockable)	600 10 ⁻⁶ s (limité par la charge max. stockable)
Fréquence trame de la fenêtre	300 Hz	> 1000 Hz	> 1000 Hz

Tableau V.22: fréquence de lecture en mode fenêtrage.

V.7 Conclusion.

L'objet de ce chapitre a été d'effectuer une étude prospective de solutions répondant à la mesure de température de gouttes sur une trajectoire 2D quelconque. Il apparaît évident que le problème posé cumule la plupart des difficultés qui peuvent se présenter en thermographie IR. La mesure de température d'une goutte tout au long de sa trajectoire ne peut être réalisée de façon performante à l'aide d'un système qui associe un monodétecteur et un balayage mécanique bidirectionnel. L'étude effectuée nous a permis d'appréhender quelques aspects de la mise en oeuvre des détecteurs multiéléments linéaires (barrette) ou matriciels. Ces simulations ont permis de conclure sur les caractéristiques souhaitables d'un détecteur matriciel adapté à notre problème : celui-ci associerait une mosaïque de photodétecteurs travaillant dans la bande ondes longues (8-11 microns) à un circuit de lecture CMOS travaillant en mode *fenêtrage*, c'est à dire permettant d'adresser et lire successivement une zone comprenant quelques pixels seulement de la matrice. Ces détecteurs permettent d'escompter une fréquence de lecture de chaque fenêtre supérieure à 1000Hz avec une résolution en température inférieure au degré. Les problèmes optiques et les procédures de calibration qui nécessiteront un long temps de développement et ne manqueront pas d'amener leur lot de difficultés, n'ont pas été étudiés ici.

Le temps de développement et le coût encore très élevé des matrices IR ont été déterminants afin de s'orienter, au début de cette étude, vers des solutions plus réalistes, à travers une autre approche du problème : la mesure de la température des gouttes dans un jet monodisperse afin d'étudier les phénomènes de base que sont l'évaporation et la combustion de gouttes. Toutefois, les progrès rapides des détecteurs matriciels tant au niveau des performances radiométriques qu'au niveau de la souplesse de lecture en font une technique particulièrement intéressante dans l'avenir pour l'étude des phénomènes diphasiques, rapidement évolutifs.

Conclusion

Conclusion

a- Récapitulatif des résultats acquis

L'objectif de ces travaux était de concevoir un système optronique infrarouge appliqué à la mesure de température de gouttes de carburant afin de valider expérimentalement les modèles théoriques d'évaporation, mis en oeuvre au DERMES.

Les travaux réalisés durant cette recherche peuvent être résumés comme suit :

- La prise en compte de différents aspects d'une chaîne radiométrique infrarouge : rayonnement, optique et électronique, a permis le dimensionnement d'un système de mesure de température.

- La conception et la caractérisation du système IR a été décrite. Le système mesure la température de surface de gouttes injectées à vitesse élevée dans un jet monodisperse. Dans une gamme de températures comprises entre 10°C et 70°C, la température de gouttes de 200 microns de diamètre évoluant à des vitesses supérieures à 5 m/s a été mesurée avec une précision de $\pm 1^\circ\text{C}$. Les mesures IR ont pu être confrontées aux modèles théoriques. L'ensemble des résultats présentés, la comparaison avec la simulation, les mesures complémentaires à l'aide d'une technique expérimentale de réfractométrie arc-en-ciel, montrent que la méthode IR répond de façon satisfaisante à la mesure de température de surface de gouttes en évaporation.

- Une étude prospective du suivi et de la mesure simultanée de température de gouttes sur leur trajectoire a été effectuée. Les caractéristiques optimales d'un détecteur infrarouge matriciel adapté à cette application ont été dégagées.

- L'extension de cette technique à la mesure de température de gouttes en combustion a été étudiée. La faisabilité de la mesure a pu être vérifiée. Le principe de mesure qui est adopté permet de constater une sensibilité en température satisfaisante des mesures en cours. Des résultats préliminaires sur la mesure de la montée en température de gouttes en combustion à l'intérieur d'une flamme ont été présentés.

b- Perspectives

L'exploitation de l'instrument de mesure IR qui a été développé nécessite d'être approfondie dans le cadre de mesures dans un jet monodisperse. En effet :

- La technique IR est extensible à des mesures en environnement confiné, à pression atmosphérique ou plus élevée, et dans un milieu surchauffé, afin de se rapprocher des conditions réelles des foyers de combustion.

- Il est apparu lors des comparaisons entre expérience et simulation qu'il est difficile de modéliser complètement les effets d'interaction entre gouttes dans un jet monodisperse. Un dispositif en cours de développement au DERMES permet, à l'aide d'un déflecteur électrostatique, d'éliminer sélectivement quelques gouttes afin de réduire les effets d'interaction. Il sera intéressant de réaliser les mesures IR à l'aide de ce dispositif afin de se confronter au modèle de goutte isolée et de vérifier les corrélations sur la traînée.

- Pour des applications en combustion, les résultats préliminaires présentés dans ce mémoire ont surtout permis de vérifier la faisabilité de la mesure. Les mesures en cours visent à mettre à profit ces résultats et à les confronter à ceux obtenus par d'autres techniques expérimentales.

D'autre part, il a été montré au cours de ce mémoire l'intérêt de travailler à l'aide de détecteurs infrarouges matriciels.

Ceux-ci présentent une intégration toujours plus grande du nombre de photodétecteurs sur la matrice. Parallèlement, une souplesse de fonctionnement (adressage aléatoire etc.), et une rapidité croissante des circuits de lecture, élargissent leur champ d'application.

Les difficultés et les précautions liées à la mesure IR de température, mais aussi l'intérêt de cette technique lors de mesures à caractère non intrusif des phénomènes surfaciques, ont été soulignés.

Ainsi, à court terme, il est certain que le développement de systèmes infrarouges spécifiques autour d'un détecteur matriciel, permettra de mieux répondre à l'étude des processus thermiques et diphasiques mis en jeu dans les chambres de combustion que nous avons abordés au cours de nos travaux.

Bibliographie

Bibliographie

a- Références citées :

- [1] **D.H Charlesworth, W.R.Marshall** : Evaporation from drops containing dissolved solids. *AIChE Journal*, vol.6, p.9, 1959.
- [2] **A.M.Trommelen, E.J.Crosby** : Evaporation and drying of drops in superheated vapors. *AIChE Journal*, vol.16, p.857, 1970.
- [3] **S.C.Wong, A.E.Lin** : Internal temperature distribution of droplets vaporizing in high temperature convective flows. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.237, pp.671-687, 1992.
- [4] **F.Mayingier** : Optical measurements techniques and applications. *Springer-Verlag Ed.*, 1994.
- [5] **A.M.Murray, L.A.Melton** : Fluorescence methods for determination of temperature in fuel sprays. *Applied Optics* 24, 7, pp.2783-2787, 1985.
- [6] **M.R. Wells and L.A.Melton** : Temperature measurements of falling droplets. *Journal of heat transfer*, Vol.112, pp.1008-1013, Nov.1990.
- [7] **M.Winter** : Measurement of the temperature field inside a falling droplet. *23rd Int. Symp. on Combustion*, Orléans, France, 1990.
- [8] **N.Roth, K.Anders, A.Frohn** : Simultaneous measurement of temperature and size of droplets in the micrometer range. *Journal of laser applications*, pp37-42, Janvier 1990.
- [9] **N.Roth, K.Anders, A.Frohn** : Refractive index measurements for the correction of particle sizing methods. *Applied optics*, vol.30, pp.4960-4965, 1991.
- [10] **N.Roth, K.Anders, A.Frohn** : Simultaneous determination of refractive index and droplet size using Mie theory. *Sixth Int. Symp. on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbonne, 1992.
- [11] **S.V.Sankar, K.M.Ibrahim, D.H.Buermann, M.J.Fidrich, W.D.Bachalo** : An integrated Phase Doppler/Rainbow Refractometer system for simultaneous measurement of droplet size, velocity, and refractive index.
- [12] **G.Lavergne** : Etude de l'évaporation et de la combustion des gouttes. *Rapport final N°3/2446/00/CERT/DERMES*, 1993.
- [13] **O. Adam, Y. Biscos, G. Lavergne** : Etude de l'interaction de gouttes monodisperses en combustion. *Rapport final N°1/2557.00/DR/CERT/DERMES*, Mars 1995.
- [14] **G.Wößner** : Comparison of various measurement methods for the determination of droplet temperature. *Studienarbeit, CERT/DERMES - ITLR/Universität Stuttgart*, Juillet 1995.
- [15] **W.H.Hofmeister, R.J.Bayuzick, M.B.Anderson** : Non-contact temperature measurement of a falling drop. *Int. Journal of Thermophysics*, vol.10, p.279, 1989.

Bibliographie

- [16] **Léonard Nana** : Système opto-électronique infrarouge appliqué à la mesure de température de gouttes en déplacement. *Thèse de Doctorat, ENSAE N°114, 1993.*
- [17] **L. Nana, J. farré, A. Giovannini and N. Naudin** : Infrared system for methanol droplet temperature measurement. *Proceedings SPIE Thermosense XV, 1993.*
- [18] **André B. De Vriendt** : La transmission de la chaleur : Introduction au rayonnement thermique, Vol.2. *Gaëtan Morin éditeur.*
- [19] **H.C. Van de Hulst** : Light scattering by small particles. *Dover publications, 1981.*
- [20] **P.P.Sethna and Dudley Williams** : Optical constants in the infrared. *The Journal of Physical Chemistry, vol.83, N°3, pp.405-409, 1979.*
- [21] **Ravindra and Al.** : Development of emissivity models and induced transmission filters for multi-wavelength imaging pyrometer. *SPIE Proceedings, vol.2245, pp.304-318, 1994.*
- [22] **G.Gaussorgues** : La thermographie infrarouge. *Techniques et Documentation, Lavoisier, 1989.*
- [23] **J.Max** : Méthodes et techniques de traitement du signal, et applications aux mesures physiques. *3ème édition, Masson, 1981.*
- [24] **O.Ravel** : Conception et mise en oeuvre d'une chaîne de détection synchrone appliquée à un système infrarouge de mesure de température. *Rapport de DEA, ENSAE, Septembre 1995.*
- [25] **N.Naudin** : Etude et caractérisation expérimentale d'un système de thermographie infrarouge. *Rapport de DEA, ENSAE, Juillet 1992.*
- [26] **P.Béard** : Modélisation lagrangienne de la dispersion et de l'évaporation de gouttes dans un écoulement turbulent instationnaire. *Thèse de Doctorat, ENSAE N°d'ordre 160, 1994.*
- [27] **B.Abramzon and W.A.Sirignano** : Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *Int. J. of Heat and Mass transfer, vol.32, N°9, pp.1605-1618, 1989.*
- [28] **B.Abramzon and W.A.Sirignano** : Approximate theory of a single droplet vaporization in a convective field : effects of variable properties, Stefan flow and transient liquid heating. *Proc. of 2nd ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference, pp 11-18, Hawaï, USA, 1987.*
- [29] **S.Prakash, W.A.Sirignano** : Liquid fuel droplet heating with internal circulation. *Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol.21, pp.885-895, 1978.*
- [30] **S.Prakash, W.A.Sirignano** : Theory of convective droplet vaporization with unsteady heat transfer in the circulating liquid phase. *Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol.23, pp.253-268, 1980.*
- [31] **A.Berlemont** : Modélisation extérieure et lagrangienne de la dispersion particulaire en écoulement turbulent. *Thèse de Doctorat de l'Université de Rouen, 1987.*
- [32] **K.J.Choi, H.J.Lee** : Experimental studies on the dynamics and evaporation of tandem liquid droplets in a hot gas flow. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.35, pp. 199-222, 1988.*
- [33] **C.H.Chiang, W.A.Sirignano** : Axisymmetric calculations of three droplets interactions. *Atomization and sprays, Vol.3, pp.91-107, 1993.*
- [34] **G.N.Abramovich** : The theory of turbulent jets. *MIT Press, 1970.*
- [35] **M.A.Silvermann, D.Dunn-Rankin** : Experimental investigation of a rectilinear droplet stream flame. *Combustion Science and Technology, Vol.100, pp.57-73, 1994.*

- [36] **L.Kai, P.Massoli, A.d'Alessio** : Studying inhomogeneities of spherical particles by light scattering. *3rd Int. Congress on Optical Particle Sizing, Yokohama, Japan, 1993.*
- [37] **S.V. Sankar, D.H. Buermann, and W.D. Bachalo** : Simultaneous measurements of droplet size, and temperature in a swirl-stabilized spray flame.
- [38] **A.G.Gaydon** : The spectroscopy of flames, (*2nd edition*), Chapman and Hall, London, 1974.
- [39] **C.B. Ludwig, W. Malkmus, J.E. Reardon and J.A.L. Thomson** : Handbook of infrared radiation from combustion gases, *Tome 1 et 2. Rapport NASA SP-3080, 1973.*
- [40] **J-C. Perrin** : Principes généraux des caméras thermiques. *L'Onde Electrique, Vol.68 N°2, 1988.*
- [41] **L.Nana, J.farré, A.Giovannini, N.Naudin** : Etude des conditions aux limites liées à la phase liquide dans les chambres de combustion: mesure de température de gouttes. *Rapport de contrat DRET N°1-2490.00/DR/DERMES, 1992.*
- [42] **M.J.Hewitt and Al.** : Infrared readout electronics : a historical perspective. *SPIE proceedings, vol.2226, pp.108-119, 1994.*
- [43] **W.Cabanski, and Al.** : Development of hybrid PtSi focal plane arrays. *SPIE, vol.2225, pp.323-334, 1994.*
- [44] **T.S.Villani, and Al.** : Performance of generation III 640*480 PtSi MOS array. *SPIE proc. Vol.2225, pp.2-10, 1994.*

b- Autres références (ordre alphabétique) :

- D. Amingual, J.P. Chamonal, J. Cluzel, G. De stefanis** : Infrared detector state of art. *SPIE vol.1735, 1992.*
- K.Anders, N.Roth, A.Frohn** : Theoretical and experimental studies of the influence of internal temperature gradients on rainbow refractometry. *PARTEC, 4th Int. Congr. on Optical Particle Sizing, 21-23/03/1995.*
- D.F.Barbe** : Imaging devices using the Charge-Coupled concept. *Proceedings of the IEEE, Vol.63, N°1, January 1975.*
- S. Barbé** : Caméra infrarouge à fréquence élevée pour application en soufflerie hypersonique. *Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud Orsay, 1992.*
- Y. Biscos, G. Lavergne, O.Adam** : Instrumentation du banc de combustion de gouttes. *Rapport final N°1/2536/00/CERT/DERMES, Février 1995.*
- C. Buil** : Astronomie CCD, *Ed. Société d'astronomie populaire, Toulouse, 1989.*
- J.P.Chatard, and Al.** : General analysis of infrared focal plane array performance versus focal plane array operating temperature, number of TDI elements, diode area and cut off wavelength. *Proceedings SPIE, 1994.*
- J-P. Chatard** : Sofradir MCT IRFPA : new developments. *SPIE Infrared Technology XXI, Vol.2252, 1995.*
- R.G.Driggers, G.L.Boylston, G.T.Edwards** : Equivalent temperature differences with respect to ambient temperature difference as a function of background temperature. *Proceedings Eurotherm QIRT 92, 1992.*

Bibliographie

J.Farré : Photodétecteurs MIS sur semiconducteurs intrinsèques pour imagerie infrarouge thermique, aide à la conception de matrices dans le plan focal. *Thèse de Doctorat d'Etat, N°ordre: 359, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1980.*

M.E. Greiner, R.L. Smith, H.A. Timlin : Uniformity and stability in two dimensional Infrared focal plane arrays. *SPIE proceedings, vol.2225, 176-184, 1994.*

E. Gutheil : Numerical analysis of the autoignition of Methanol, Ethanol, N-Heptane and N-Octane sprays with detailed chemistry. *Combustion Science and Technology, vol.105, pp.265-278, 1995.*

Y. Hait and Y. Nemirovsky : A modified and systematic approach to noise equivalent temperature difference derivation for infrared focal plane arrays. *Infrared Physics, Vol.30, N°1, pp.71-83, 1990.*

T.Hamrelius : Accurate temperature measurement in thermography. *Eurotherm QIRT 92 proceedings, 1992.*

G.C. Holst and S.W. Mc Hugh : Review of thermal imaging system performance. *SPIE vol. 1689, 1992.*

R.Hudson : Infrared system engineering. *John Wiley and Sons Edition.*

R.G. Humphreys : Spécification of infrared detectors and arrays. *Infrared Physics, Vol.28, N°1, pp. 29-35, 1988.*

W.F.Kosonocky and Al. : Multi-wavelength imaging pyrometer. *SPIE proceedings, vol.2225,pp.26-33, 1994.*

N.J.McCaffrey, and Al. : Radiometric performance of 640*480 and 320*244 PtSi IR cameras. *SPIE, vol.2225, pp.44-59, 1994.*

J.M.Mooney, and E.L.Dereniak : Comparison of the performance limit of Schottky-barrier and standard infrared focal plane arrays, *Optical Engineering, vol.26 n°3, p223-227, March 1987.*

P.R.Norton : Infrared image sensor status. *Proceedings SPIE, 1994.*

N.Naudin, J.Farré, D.Bissières et G.Lavergne : IR instrumentation dedicated to the experimental validation of evaporating and burning droplets temperature models. *Proceedings SPIE Infrared Technology XXI, vol.2552, San Diego, USA, 1995.*

N.Naudin, J.Farré, et G.Lavergne : IR system for methanol droplets temperature measurement. *Proc. SPIE Thermosense XV, Orlando, USA, 1995.*

N.Naudin, J.Farré, F.Liousse et O.Ravel : Temperature measurement of small moving droplets by a non invasive method. *International workshop on Advanced Infrared technology and Applications, Capri, Italie, Sept. 1995.*

T.Nozaki, T.Mochizuchi, N.Kaji, Y.H.Mori : Application of liquid-crystal thermometry to drop temperature measurements. *Experiments in fluids, Vol.18, pp.137-144, 1995.*

D. Pajani : Mesure par thermographie Infrarouge. *ADD, Editeur, 1989.*

A.B.Pluchino: Infrared emissivity of single water droplets. *Applied Optics, vol.18, N°24, pp.4065-4066, 1979.*

R.E.Russo, R.Withnell, and G.M.Hieftje : Simple and inexpensive design for an isolated droplet generator useful in studies of atomization in flames. *Applied spectroscopy, vol.35, pp.531-536, 1981.*

M. Schlessinger : Infrared technology fundamentals. *Marcel Dekker editor, Second edition, revised and expanded, 1995.*

A.J. Steckl : Infrared charge coupled devices. *Infrared Physics, vol.16,pp. 65-73, 1976.*

Bibliographie

P.Tribolet and Al. : Main results of Sofradir IRFPAs including IRCCD and IRCMOS Detectors. *Proceedings SPIE, 1994.*

A.Vapaille, R.Castagné : Dispositifs et circuits intégrés semi-conducteurs, *Ed.Bordas, 1987.*

G.A. Walter and E.L. Dereniak : Photodetectors for focal plane arrays, part 2: HgCdTe. *Laser focus electro-optics, April 1986.*

T.L. Williams : The MFT of thermal imaging cameras : its relevance and measurement. *Proceedings Eurotherm QIRT 92, 1992.*

Zhe-Hong Chen, T.Uchida and S.Minami : Emissivity correction in infrared microthermography.

G.J.Zissis : Infrared technology fundamentals. *Optical Engineering, Vol.15, pp.484-497, 1976.*

Annexes

Annexe 1

Le rayonnement du corps noir

a- Distribution spectrale de rayonnement du corps noir : Loi de Planck.

La loi de Planck donne l'énergie émise par un corps noir en fonction de la longueur d'onde λ et de sa température de surface T.

La luminance énergétique spectrale (ou monochromatique) $L_{cn}(\lambda, T)$, rayonnée par le corps noir, est donnée par l'expression :

$$L_{cn}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 (e^{(hc/\lambda.kT)} - 1)} \quad \text{en } [W.Sr^{-1}.m^{-3}]$$

avec : $h =$ constante de Planck = $6.6262 \cdot 10^{-34} J.K^{-1}$

$k =$ constante de Boltzmann = $1.3806 \cdot 10^{-23} J.K^{-1}$

$c =$ célérité de la lumière dans le vide = $2.9979 \cdot 10^8 m.s^{-1}$

Les isothermes de la loi de Planck sont représentés en figure A.1.1 pour des températures du corps noir comprise entre 100K et 1000K

b- Emittance énergétique spectrale :

Le corps noir obéit à la loi de Lambert, c'est à dire que sa luminance est la même dans toutes les directions de l'espace [18]. L'émittance énergétique spectrale $M_{cn}(\lambda, T)$ s'exprime, à partir de l'expression précédente :

$$M_{cn}(\lambda, T) = \pi . L_{cn}(\lambda, T) = \frac{2\pi . hc^2}{\lambda^5 (e^{(hc/\lambda.kT)} - 1)} \quad \text{en } [W.m^{-3}]$$

c- Loi de Stephan-Boltzmann :

Cette loi permet de lier l'émittance totale M_{cn} à la température. Elle ne fournit pas d'information sur la répartition de l'énergie suivant les diverses longueurs d'onde. On l'obtient par intégration de la loi de Planck sur tout le spectre :

$$M_{cn}(T) = \int_0^{\infty} M_{cn}(\lambda, T) d\lambda \quad \text{en [W.m}^{-2}\text{]}$$

ou encore :

$$M_{cn}(T) = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \cdot T^4 = \sigma \cdot T^4 \quad \text{en [W.m}^{-2}\text{]}$$

avec : $\sigma =$ constante de Stephan-Boltzmann = $5.729 \cdot 10^{-8}$

d- Loi de déplacement de Wien :

Elle est établie par dérivation de la loi de Planck par rapport à λ . On met en évidence l'existence d'un maximum, pour chaque isotherme de la loi de Planck. La loi de Wien exprime le déplacement de la longueur d'onde λ_m correspondant à ce maximum sous la forme :

$$\lambda_{\max} = \frac{2898}{T} \quad \text{en [microns]}$$

Cette loi montre que l'émittance maximum se déplace vers les courtes longueurs d'onde lorsque la température augmente, et cela de façon inversement proportionnelle à T (figure A.1.1).

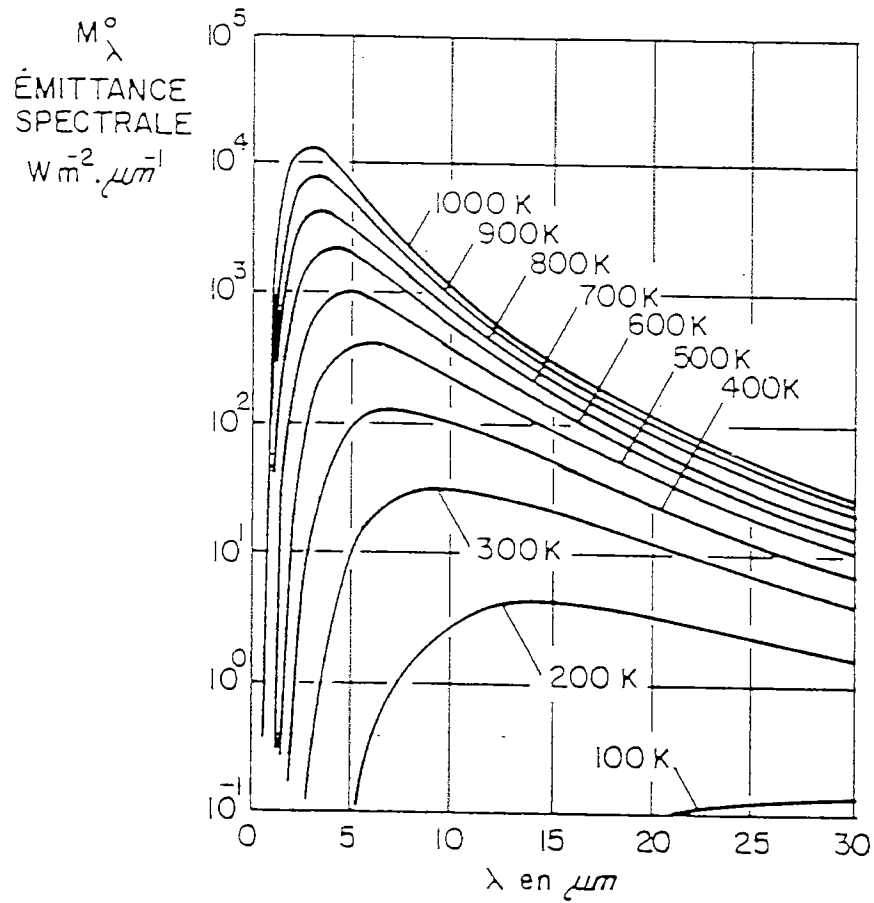


Figure A.1.1 : Isothermes de la loi de Planck pour T de 100K à 1000K [18].

Annexe 2

Grandeurs caractéristiques des détecteurs IR

a- Détecteurs thermiques et détecteurs quantiques :

Parmi les deux grandes familles de détecteurs de rayonnement, thermiques et quantiques [22], nous ne nous intéressons dans le cadre de ce mémoire qu'aux détecteurs quantiques qui, en raison de leur sensibilité et leur fréquence de fonctionnement sont les seuls capables de satisfaire à notre application. En effet :

- le fonctionnement d'un détecteur thermique repose sur l'absorption par un matériau sensible du flux rayonné incident : la variation thermique de ce matériau détecteur sert de base à la mesure de flux. En utilisant un matériau détecteur se comportant comme un corps gris, les détecteurs thermiques présentent l'avantage d'une réponse spectrale uniforme et très étendue. Par contre, la sensibilité de tels détecteurs est faible et l'inertie thermique de l'élément sensible limite considérablement le temps de réponse. La fréquence de fonctionnement représentée en figure A.2.1 étant limitée à quelques dizaines de Hertz.

- le fonctionnement des détecteurs quantiques (ou photoniques) repose sur une conversion d'énergie directe entre photons et électrons, avec des fréquences de fonctionnement qui peuvent dépasser 2GHz pour des détecteurs photovoltaïques. D'une façon générale, ces photodétecteurs sont des matériaux semi-conducteurs : de fait, les niveaux d'énergie dans le matériau sont quantifiés, ces détecteurs ne capteront que des photons ayant une énergie supérieure à celle de la bande interdite et sont donc sélectifs.

b- Longueur d'onde de coupure :

Si l'on soumet un matériau semi-conducteur à une perturbation intense, qui sera l'énergie lumineuse incidente dans le cas d'un matériau photodétecteur, on induit des transitions électroniques :

- Entre bande de valence et bande de conduction, dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque, avec création de paires électrons-trous.
- Entre un niveau d'impuretés, situées dans la bande interdite E_g , et la bande de valence ou la bande de conduction, dans le cas d'un matériau extrinsèque.

L'énergie d'un photon incident est donnée par la relation de Planck :

$$E = h\nu = hc/\lambda$$

avec : h = constante de Planck

c = célérité

ν, λ = fréquence et longueur d'onde de la lumière incidente.

Dans le cas d'un matériau intrinsèque, toute l'énergie étant absorbée pour assurer la transition entre bande de valence et bande de conduction, la condition pour créer une paire électron-trou est :

$$h\nu > E_{conduction} - E_{valence} = E_g$$

Cette condition se traduit sur la longueur d'onde de la lumière incidente par :

$$\lambda[\mu m] < \frac{1.24}{E_g} = \lambda_c = \text{longueur d'onde de coupure du matériau.}$$

La détection des rayonnements dans le spectre infrarouge fait donc appel à des semi conducteurs à bande interdite étroite. Le silicium qui permet d'atteindre $\lambda_c = 1.1\mu m$ pour $\Delta E = 1.1eV$ peut être utilisé dans les applications à la limite du visible. En diminuant la largeur de bande interdite, il est possible de détecter des émissions infrarouges à des longueurs d'onde plus élevées mais ceci se fera au prix d'un accroissement rapide du bruit que représente le courant d'obscurité. La mise en oeuvre de tels dispositifs nécessite alors l'adjonction d'un dispositif de

refroidissement [22]. Le tableau ci-dessous reprend quelques caractéristiques de matériaux usuels :

Matériau (fraction molaire) (T° de fonctionnement)	largeur de bande interdite	λ_c maximale
Ge	$\Delta E \cong 0.67 eV$	$\lambda_c = 1.8$ microns
AsGa	$\Delta E \cong 1.4 eV$	$\lambda_c = 0.85$ microns
$In_{(0.53)} Ga_{(0.47)} As$	$\Delta E \cong 0.7 eV$	$\lambda_c = 1.7$ microns
$Ga_{(0.25)} In_{(0.75)} As_{(0.5)} P_{(0.5)}$	$\Delta E \cong 0.9 eV$	$\lambda_c = 1.3$ microns
InSb (77K)	$\Delta E \cong 0.16 eV$	$\lambda_c = 7$ microns
$Hg_{(0.55)} Cd_{(0.45)} Te$ (77K, 190K)	$\Delta E \cong 0.23 eV$	$\lambda_c = 5$ microns
$Hg_{(0.75)} Cd_{(0.25)} Te$ (77K)	$\Delta E \cong 0.12 eV$	$\lambda_c = 10$ microns

c- Rendement quantique :

On définit par *Rendement Quantique* le rapport η du nombre d'électrons générés au nombre de photons incidents.

Soit N_e la densité de charges élémentaires collectées par la jonction par unité de temps et, Φ le flux de photons incidents :

$$\eta = \frac{N_e}{\Phi} \leq 1$$

A.2.1 Limites fondamentales du rapport signal sur bruit dans la détection du rayonnement :

L'objet de ce paragraphe est de mettre en évidence l'existence d'un flux minimum détectable par une chaîne radiométrique considérée comme idéale, dû à une limitation théorique des détecteurs de rayonnement.

a - Réponse spectrale en courant :

Considérons un détecteur idéal, de rendement quantique η , soumis à un flux spectral incident constant $\Phi_{signal,\lambda}$ qui génère par unité de temps la densité spectrale N_e d'électrons, on écrit :

$$N_e = \eta \frac{\Phi_{signal,\lambda}}{h\nu} = \eta \lambda \frac{\Phi_{signal,\lambda}}{hc}$$

Si l'on note i_{signal} , le courant délivré en sortie, et q la charge élémentaire, la réponse spectrale en courant est définie par :

$$R_\lambda = \frac{i_{signal}}{\Phi_{signal,\lambda}} = \frac{q \cdot N_e}{\Phi_{signal,\lambda}} = q \cdot \eta \cdot \frac{\lambda}{hc} \quad \text{en (A/W)}$$

b- Détection limitée par le bruit de signal :

Une limitation théorique du flux minimum détectable par ce capteur idéal vient de la nature corpusculaire du flux incident : l'absorption d'un photon est un processus aléatoirement distribué dans le temps c'est à dire un « bruit blanc ». On notera de plus que le flux incident ne peut être considéré comme rigoureusement constant, sans prendre en compte la fluctuation due à la probabilité d'occupation des niveaux d'énergie de Bose-Einstein.

Si l'on note n le nombre d'électrons générés pendant le temps T_i , la valeur quadratique moyenne de la fluctuation de n autour de la valeur moyenne \bar{n} est donnée par :

$$\overline{(n - \bar{n})^2} = \bar{n} \cdot \left(1 + (\exp(hc/\lambda kT) - 1)^{-1}\right) = \bar{n} \quad , \quad \text{si } \lambda \ll kT \text{ ce qui sera vérifié pour le}$$

spectre infrarouge à température ambiante $T=300K$.

On peut alors écrire que le courant délivré en sortie du détecteur est :

$$i_{signal} = q \cdot n / T_i$$

et

$$\bar{i}_{signal} = q \cdot \bar{n} / T_i$$

La puissance de bruit égale à la valeur quadratique moyenne des fluctuations de i , s'écrit :

$$\overline{i_{bruit}^2} = \overline{(i - \bar{i})^2} = q \cdot \bar{n} \cdot T_i^{-2} = \frac{q^2}{T_i} \eta \cdot \lambda \cdot \frac{\Phi_{signal, \lambda}}{hc}$$

Afin d'exprimer plus généralement le rapport signal à bruit, il est intéressant de faire apparaître ici la bande passante de largeur Δf du système de détection que l'on définit à l'aide d'un filtre du premier ordre en sortie du détecteur,

$$\text{soit : } \Delta f = 1/2T_i$$

A partir de ces expressions, le rapport puissance de signal sur puissance de bruit :

$$\left(\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}} \right) = \left(\frac{\overline{i_{signal}^2}}{\overline{i_{bruit}^2}} \right) = \frac{\eta \cdot \lambda \cdot \Phi_{signal, \lambda}}{2hc\Delta f}$$

permet de mettre en évidence l'existence d'un flux minimal détectable qui correspond à une limite fondamentale du détecteur parfait considéré.

c - Détection limitée par le bruit de fond :

Le cas que nous venons de considérer suppose que le flux de fond ambiant noté Φ_{Fond} est suffisamment faible pour être négligé devant le flux de signal. Ce cas se rencontre pour des applications dans le domaine visible ou pour des observations très spécifiques, caractérisées par un fond froid, telles l'astronomie. Dans la plupart des situations de mesure, la détection dans le domaine infrarouge est caractérisée par un flux de fond Φ_{Fond} très important (§I.7.3).

L'expression du rapport signal à bruit peut être déduite du paragraphe précédent en considérant le flux de signal inchangé :

$$\overline{i_{\text{bruit}}^2} = 2q^2 \Delta f \cdot \frac{\lambda \cdot \eta \cdot (\Phi_{\text{signal},\lambda} + \Phi_{\text{Fond}})}{hc}$$

soit

$$\frac{\overline{i_{\text{signal}}^2}}{\overline{i_{\text{bruit}}^2}} = \frac{\eta \cdot \lambda \cdot \Phi_{\text{signal},\lambda}^2}{2hc \cdot \Delta f \cdot (\Phi_{\text{signal},\lambda} + \Phi_{\text{Fond}})}$$

d- Puissance Equivalente au bruit :

On définit par flux minimal détectable ou Puissance Equivalente au Bruit PEB en (W) (ou NEP pour Noise Equivalent Power), le flux d'énergie qui permet de délivrer en sortie du détecteur un signal électrique dont la puissance est égale à celle du bruit.

D'où, par définition :

$$NEP_{\lambda}[W] = \Phi_{\text{signal},\lambda} [(S/B) = 1] = \sqrt{\frac{2hc \cdot \Delta f}{\lambda \cdot \eta} \cdot (\Phi_{\text{signal},\lambda} + \Phi_{\text{Fond}})}$$

Lorsque le flux de fond est suffisamment important pour satisfaire à la condition :

$$\Phi_{\text{Fond}} \gg \Phi_{\text{signal},\lambda}$$

On dit alors que la détection est limitée par le fond ambiant ou encore que le détecteur se trouve en condition BLIP (Background limited Infrared Photodetector), avec :

$$NEP_{\text{BLIP},\lambda}[W] = \sqrt{\frac{2hc \cdot \Delta f}{\lambda \cdot \eta} \cdot \Phi_{\text{Fond}}}$$

A.2.2 Défectivité et défectivité spécifique :

a- Défectivité :

A partir de l'expression de la Puissance équivalente au Bruit, on définit la défectivité :

$$D_{\lambda} = \frac{1}{NEP_{\lambda}} \text{ en } (W^{-1})$$

A priori, la défectivité est un facteur de mérite qui présente l'avantage d'être d'autant plus élevé que le détecteur est sensible. Toutefois, il convient de considérer cette interprétation avec précaution : l'objet des paragraphes suivants est d'étudier la sensibilité de la défectivité aux différents paramètres dont elle dépend.

En condition BLIP, en notant N_{fond} le flux photonique de fond, on écrit :

$$D_{BLIP,\lambda} = \frac{1}{NEP_{BLIP,\lambda}} = \frac{\lambda \cdot \eta}{\sqrt{2hc \cdot \Delta f \cdot \Phi_{\text{Fond}}}} = \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\eta}{2 \cdot N_{\text{Fond}} \cdot \Delta f}}$$

ou encore :

$$D_{BLIP,\lambda} = \frac{1}{\sqrt{A_d \cdot \Delta f}} \cdot \frac{\lambda}{hc} \cdot \sqrt{\frac{\eta}{2E_{\text{Fond}}}}$$

avec : A_d = surface sensible du détecteur,

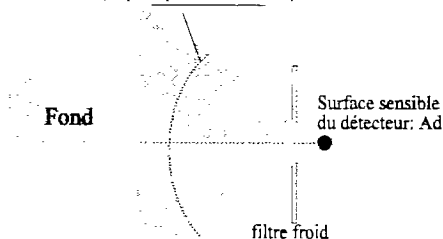
FOV = angle de vue du détecteur limité par le filtre froid,

et E_{fond} : l'éclairement photonique du détecteur.

Avec les notations de la figure ci-dessous :

$$E_{\text{Fond}} = N_{\text{Fond}} / A_d = \sin^2(FOV/2) \cdot \int_{\Delta\lambda} N_{\lambda}(\lambda, T_{\text{Fond}}) \cdot d\lambda ,$$

FOV : angle de vue du détecteur
(imposé par le filtre froid)



b- Défectivité spécifique :

Afin de rendre possible la comparaison entre plusieurs détecteurs, il est d'usage de déterminer la défectivité spécifique notée D^* :

$$D_{BLIP,\lambda}^* = \frac{\sqrt{A_d} \sqrt{\Delta f}}{NEP_{BLIP,\lambda}} = D_{BLIP,\lambda} \cdot \sqrt{A_d \cdot \Delta f} \quad \text{en (m.Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1} \text{)}$$

définie comme la valeur de la défectivité à la longueur d'onde λ , ramenée à l'unité de dimension de surface sensible et à l'unité de bande passante.

A partir des expressions ci-dessus, on exprime :

$$D_{BLIP,\lambda}^*(\lambda, FOV, T_{Fond}) = \frac{1}{\sin(FOV/2)} \frac{\lambda}{hc} \left(\frac{\eta}{2 \int_{\Delta\lambda} N_{\lambda}(\lambda, T_{Fond}) \cdot d\lambda} \right)^{1/2}$$

qui est la défectivité spécifique spectrale d'un détecteur en condition BLIP, qui voit sous l'angle de vue (FOV), un fond à température équivalente T_{fond} , dans la bande spectrale $\Delta\lambda$.

c- Paramètres de mesure de la défectivité.

La défectivité étant un des critères permettant de juger de la qualité du détecteur, elle est souvent fournie par le constructeur. Cette valeur n'est pourtant pas immédiatement parlante. Comme l'illustre l'expression ci-dessus, la défectivité spécifique d'un détecteur parfait dépend des deux paramètres de mesure que sont :

- la température équivalente de fond T_{fond} ,
- l'angle de vue (FOV) fixé par le filtre froid du détecteur.

Lorsque l'on souhaite comparer deux détecteurs ou simuler un système, il est indispensable de tenir compte des conditions de mesure de la défectivité fournie par le constructeur :

Soit $D^*(\lambda, FOV_1, T_1)$, la défectivité spécifique mesurée lorsque le détecteur voit un fond à température équivalente T_1 , sous un angle de vue (FOV_1). Si les conditions

d'utilisation effectives du détecteur sont (FOV_2, T_2) , son comportement sera simulé en tenant compte des corrections suivantes :

$$\frac{D_{BLIP}^*(\lambda, FOV_1, T_1)}{D_{BLIP}^*(\lambda, FOV_2, T_2)} = \frac{\sin FOV_2}{\sin FOV_1} \cdot \left(\frac{\int_{\Delta\lambda} N_\lambda(\lambda, T_2) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} N_\lambda(\lambda, T_1) d\lambda} \right)^{1/2}$$

d- Défectivité spécifique de quelques détecteurs réels : exemples et interprétation :

Les causes de bruit dans les détecteurs réels ne seront pas développées ici. Ce point a été abordé succinctement au paragraphe §II.2.3.b, dans le cas d'un détecteur photovoltaïque. L'influence de la polarisation pour la minimisation du bruit a été soulignée.

- On rappelle que la défectivité spécifique est mesurée par le constructeur pour une fréquence de fonctionnement f suffisamment élevée pour s'affranchir du bruit en $1/f$. On notera donc parfois la défectivité spécifique $D^*(\lambda, FOV, T_{fond}, f)$.

- La figure A.2.2 représentant la défectivité spécifique de quelques détecteurs réels, illustre les remarques précédentes :

- Les détecteurs quantiques sont très proches des détecteurs parfaits et permettent souvent de travailler en condition BLIP.

- la défectivité spécifique D_{BLIP}^* est plus importante dans la bande 3-5 microns que vers les longueurs d'onde plus élevées pour une températures de fond proche de l'ambiante. Ce résultat reflète la limitation par le bruit de photons.

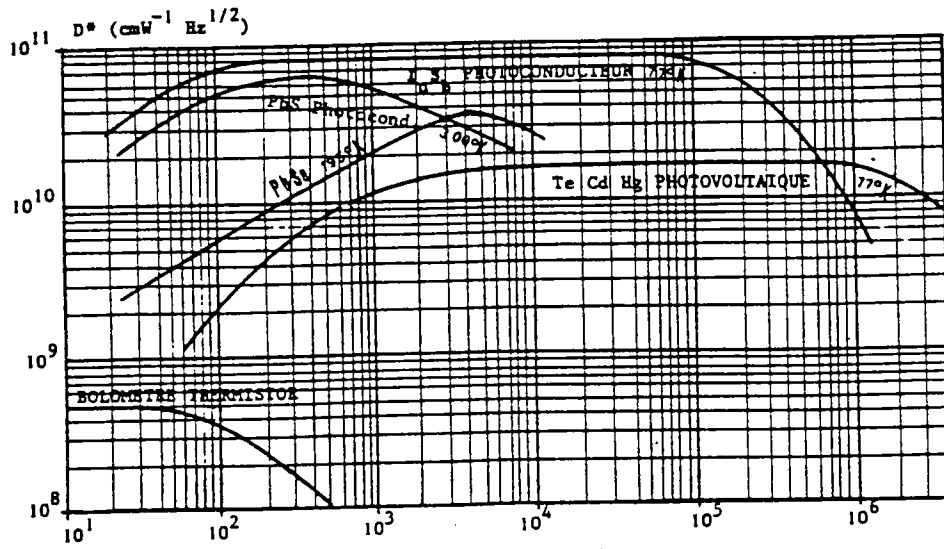


figure A.2.1: Fréquence de fonctionnement de quelques détecteurs usuels [22].

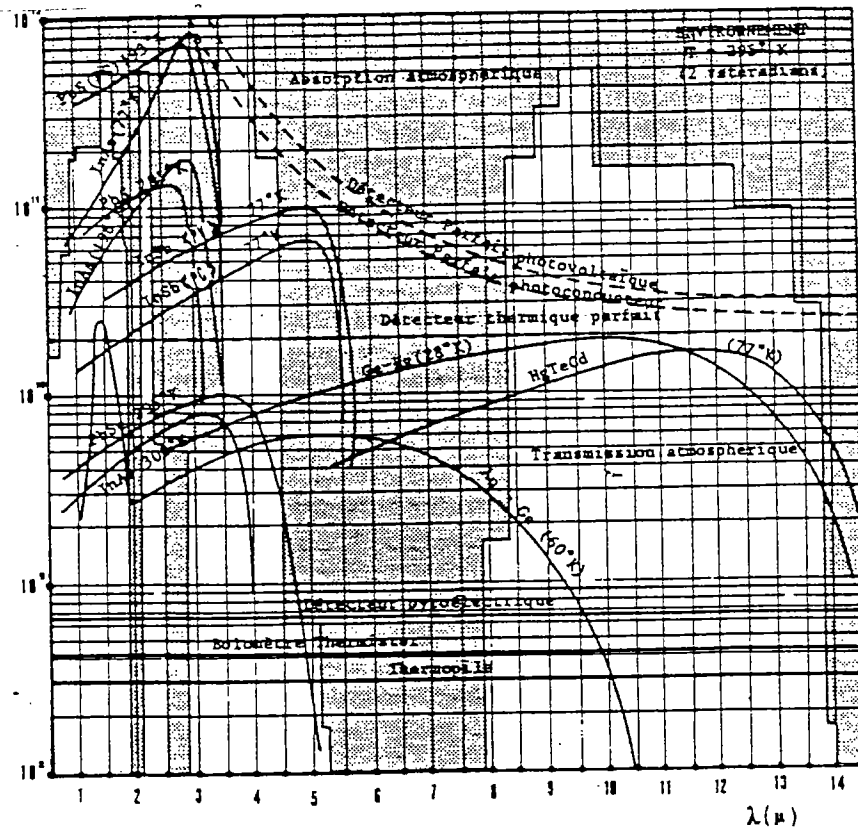


figure A.2.2: Détections spécifiques de quelques détecteurs usuels (Hz).

Annexe 3

Spécifications des éléments

A.3.1. Corps noir étendu :

Marque: CI systems

modèle: SR-80-4D

Dimensions de la surface émettrice: 102*102mm

Calibré dans la gamme de température: -30°C à +100°C

Uniformité sur la surface: +/- 0.02°C

Résolution en température: 0.01°C

Emissivité: donnée en figure A.3.1

Option Rampe de température (+/-): 0.001°C/s à 0.1°C/s.

Une cartographie de la surface émettrice, effectuée à l'aide d'une caméra IR AGEMA LW880, est jointe en figure A.3.2.

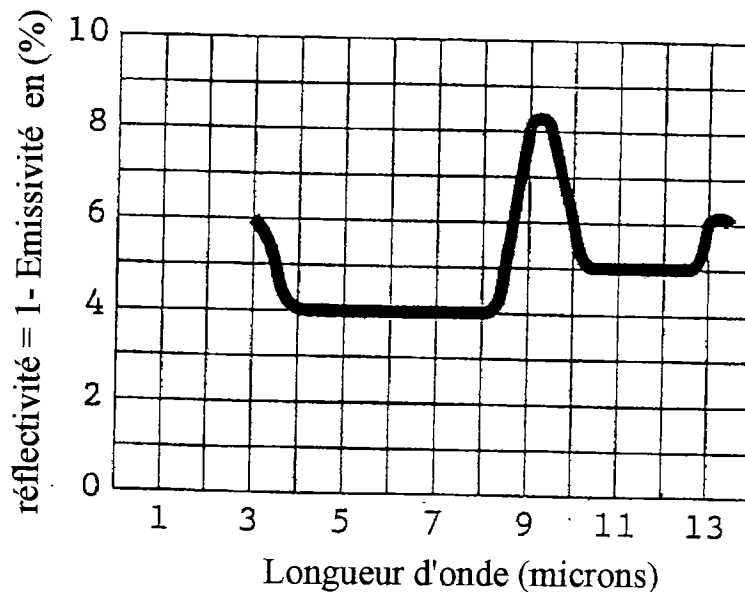
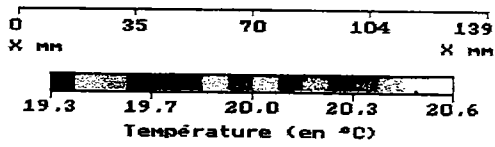
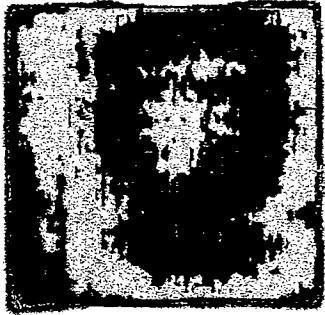
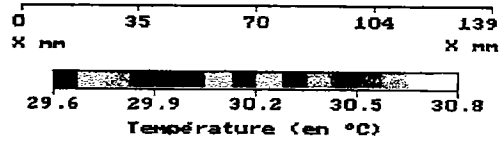


figure A.3.1: Emissivité spectrale du corps noir [doc.CI systems].

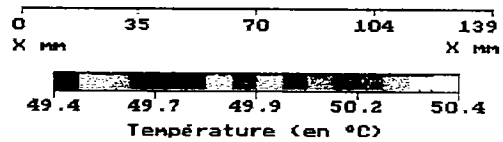
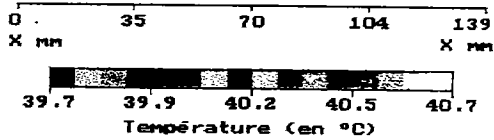


$T_{cn} = 20^{\circ}\text{C}$



$T_{cn} = 30^{\circ}\text{C}$

$T_{cn} = 40^{\circ}\text{C}$



$T_{cn} = 50^{\circ}\text{C}$

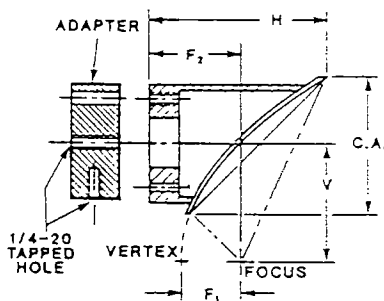
figure A.3.2 : Thermographie de la surface du corps noir.
(caméra AGEMA LW880)

A.3.2. Miroirs paraboliques hors-axe :

a- Miroir M1 : Oriel ref.45346.

Surface : Bright rhodium.

Réfectivité > 95% au delà de 3 microns.

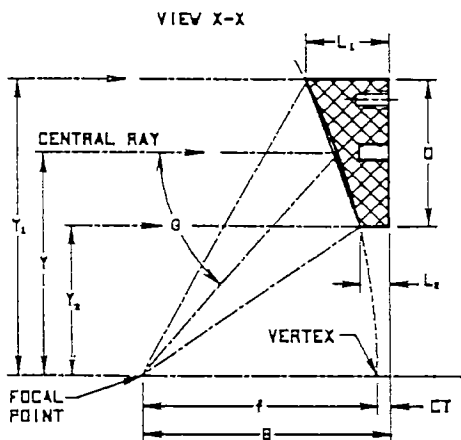


avec CA = 44.5mm
 H = 57.4mm
 V = 38.1mm
 F₁ = 19.1mm
 F₂ = 28.7mm

b- Miroir M2 : JANOS ref.A1387-202.

Surface : Chromium-Or.

Réfectivité > 97% au delà de 800nm.



avec D = 50.8mm
 f = 50.8mm
 θ = 90°
 y = 101.6mm

A.3.3. Spécifications des détecteurs IR :

Modèle :	SAT-PV 1170P	SAT-PV 1115P
diamètre de la surface sensible (A_d)	200 microns	100 microns
Angle de vue global (FOV)	30 degrés	30 degrés
Température de fonctionnement	77K (Azote liquide)	77K (Azote liquide)
Réponse spectrale	figure II.14	figure II.14
longueur d'onde pic	10.78 microns	10.13 microns
caractéristique courant tension $I = f(V)$		figure II.15
Défectivité spécifique $D^*(\lambda_{pic}, FOV, T_{fond}, f)$ (mesurée pour une bande passante de 100Hz autour de 1800Hz)	$D^*(10.78 \text{ microns}, 30^\circ, 300K, 1800Hz)$ $= 8.83 \cdot 10^{10} \text{ cm.Hz}^{1/2} \cdot W^{-1}$	$D^*(10.13 \text{ microns}, 30^\circ, 300K, 1800Hz)$ $= 9.8 \cdot 10^{10} \text{ cm.Hz}^{1/2} \cdot W^{-1}$