

THÈSE DE DOCTORAT
UNIVERSITÉ PARIS OUEST NANTERRE LA DEFENSE

École doctorale 139 : Connaissance, langage, modélisation
Laboratoire d'Energétique, Mécanique et Electromagnétisme

Présentée par

Ibrahim AL SHUNAIFI

**CARACTERISATION DE LA CONCENTRATION ET DE
LA TEMPERATURE D'UN NUAGE DE GAZ PAR
THERMOGRAPHIE INFRAROUGE**

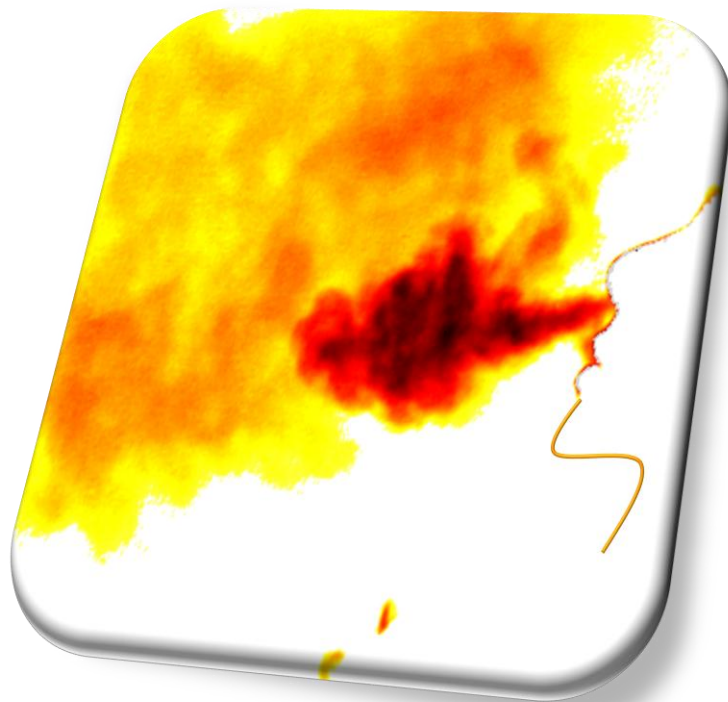
APPLICATION A L'ANALYSE DES EFFLUENTS GAZEUX

Soutenu le 09 Février 2011 devant le jury composé de :

Laurent PROSLIER	Président	Professeur Université Paris-Ouest Nanterre La Défense
Jean-Félix DURASTANTI	Rapporteur	Professeur Université Paris-Est Créteil
Jean Claude PINEAU	Rapporteur	Directeur de recherche CNRS
Philippe HERVÉ	Directeur de thèse	Professeur Université Paris-Ouest Nanterre La défense
Joued BOUSLIMI	Co-directeur de thèse	Maitre de conférences HDR Université Paris-Ouest
Olivier RIOU	Examineur	Maitre de conférences Université Paris-Est Créteil

L'essentiel est invisible pour les yeux.

Antoine de SAINT EXUPÉRY Le Petit Prince



Respiration révélée par thermographie bichromatique.

Table des matières

Table des matières.....	iii
Remerciements.....	viii
Nomenclature.....	ix
Introduction.....	1
Chapitre I	
Problèmes posés par la détection de gaz.....	4
1 .Rappels sur le rayonnement	5
1.1. Lois de base du rayonnement thermique	5
1.1.1. Définition de la luminance.....	5
1.1.2. Définition du corps noir.....	7
1.1.3. Loi de Planck.....	8
1.1.4. Loi de Stefan-Boltzmann.....	9
1.2 Propriétés radiatives des corps réels.....	9
1.1.2 Facteur d'émission.....	9
1.2.2 Lois du rayonnement pour un corps réel.....	10
1.2.3 Aspect ondulatoire de la lumière.....	11
1.2.4 Indice complexe	13
1.3 Rayonnement des gaz.....	15
1.3.1 Profils de raie.....	15
1.3.2 Absorption.....	16
1.3.2.1 Loi de Beer-Lambert.....	16
1.3.2.2 L'Equation de transfert radiatif (ETR).....	17
1.3.2.3 Niveau d'énergie moléculaire.....	19
1.3.3 Transmission des gaz	20
1.3.4 Emission et absorption de photons par une molécule.....	21
1.3.5 L'intensité d'absorption d'un gaz.....	22
1.4 Les origines du rayonnement infrarouge.....	22
1.5 Méthodes de mesure.....	24
1.5.1 Mesures non intrusives « sans contact ».....	24
1.5.1.1 Méthodes actives.....	24

1.5.1.2	Méthodes passives.....	25
1.5.2	Le filtrage spectral.....	25
1.5.2.1	Les divers types de filtres.....	26
1.5.2.1.1	Exemples de filtres optiques.....	27
1.5.2.2	Spectromètres à réseau	28
1.5.2.2.1	Spectromètre à transformée de Fourier.....	29
1.5.2.2.2	Notion de Transformée de Fourier	31
1.5.2.2.3	Etude des paramètres du spectromètre FTIR.....	32
1.5.2.2.3.1	La résolution.....	32
1.5.2.2.3.2	L'apodisation.....	33
1.6	Rayonnement de gaz avec fond.....	34
1.6.1	La notion de contraste thermique	34
1.6.2	La transmission atmosphérique	35
1.7	Les caméras thermiques	37
1.7.1	Caractéristiques	37
1.7.1.1	Résolution thermique	38
1.7.1.2	Précision thermique	38
1.7.1.3	Résolution spatiale	38
1.7.2	Les caméras thermiques non refroidies.....	39
1.7.3	Les caméras thermiques quantiques refroidies.....	39
1.7.4	Domaine de sensibilité des détecteurs de rayonnement	40
1.8	Imagerie.....	42
1.8.1	Une image matricielle	42
1.8.1.1	Les informations de base sur les données matricielles.....	42
1.8.2	Suivi de cible «Tracking»	43
1.9	Simulation : Détection de gaz d'échappement par la présence de monoxyde de carbone dans le mélange gazeux.....	44
1.9.1	Données du problème : cas de la détection d'un navire.....	44
1.9.2	Spectres d'émission et transmission en fonction de la distance.....	45
1.9.3	Conclusion.....	53
Chapitre II		
Optimisation de la télédétection passive des gaz		
Introduction.....		
2.1	Analyse dans le temps d'une source.....	57
2.1.1	Filtrage temporel sur une source alternative.....	57

2.1.1.1	Principe.....	57
2.1.2	Détection d'une source cyclique dans un paysage.....	62
2.1.3	Détection d'une source fixe fluctuant de façon incohérente dans le temps.....	63
2.1.4	Conclusion sur l'analyse temporelle de la scène.....	65
2.2	Filtrage optique.....	65
2.2.1	Sans filtre.....	66
2.2.2	Filtre à température ambiante.....	66
2.2.3	Filtre froid.....	67
2.3	Comparaison filtre réel et filtre idéal.....	68
2.3.1	Filtre idéal «Notch».....	68
2.4	Optique adaptative.....	70
2.5	Téledétection avec télescope et caméra infrarouge	71
2.5.1	Résultats.....	74
2.5.1.1	Rayonnement total.....	74
2.5.1.2	Filtre CO ₂	75
2.5.1.3	Filtre CO.....	76
2.5.1.4	Conclusion.....	79
2.6	Produit de convolution.....	79
2.6.1	Résultats	80
2.6.1.1	Influence du niveau du bruit sur la convolution.....	80
2.6.1.2	Influence de la résolution sur la convolution pour un RBS de 1..	82
2.6.1.3	Influence du niveau de signal sur la convolution.....	83
Chapitre III		
Utilisation de l'interférométrie à transformée de Fourier.....		86
Introduction.....		87
3	Imageur hyperspectral.....	87
3.1	Analyse spectrale de gaz avec un spectromètre	87
3.1.1	Principe et conditions d'obtention des spectres.....	87
3.1.2	Choix de la vitesse d'acquisition et du temps de pose de la caméra.....	89
3.1.3	Temps d'intégration.....	89
3.2	Analyse spectrale du CH₄.....	93

3.3	Montage avec moteur piézo-électrique.....	95
3.3.1	Interprétation du problème.....	98
3.3.2	Conclusion.....	98
3.4	Montage avec le dispositif «step-scan».....	99
3.4.1.1	Signal du laser de référence.....	101
3.4.1.2	Générateur de fréquence.....	102
3.4.1.3	Signal du détecteur du spectromètre.....	102
3.4.2	Choix de la résolution.....	104
3.5	Téledétection.....	104
3.5.1	Spectromètre à TF et caméra infrarouge.....	104
3.5.2	L'optique.....	105
3.5.3	Choix de l'angle solide de mesure.....	106
3.5.4	Augmentation du diamètre de l'objectif.....	107
3.6	Corps noir et transmission atmosphérique.....	108
3.6.1	Flamme devant corps noir.....	109
3.6.2	Flamme pauvre descendue de 1 cm devant le corps noir.....	111
3.6.3	Flamme devant le corps noir et filtre CO ₂	112
3.6.4	Flamme devant le corps noir et filtre CO.....	113
Chapitre IV		
Quantification par thermographie de paramètres physiques des sportifs		
	de haut niveau	115
	Introduction.....	116
4.1	Méthode de mesure et chaîne de mesure.....	116
4.1.1	Vélo.....	117
4.1.2	Observation des paramètres du vélo.....	117
4.1.3	Caméra Infrarouge.....	118
4.1.4	Fond uniforme réglé.....	118
4.2	Concentration d'un nuage homogène.....	119
4.2.1	Mesure spectrale totale sur la bande totale (ici 2-5 μm).....	119
4.2.2	Filtrage optique à une longueur d'onde.....	119
4.2.3	Filtrage optique à deux longueurs d'onde.....	119
4.3	Protocole de l'expérience.....	121
4.4	Résultats.....	122
4.4.1	Analyse fréquentielle et filtrage optique.....	122
4.4.2	Débit des jets de CO ₂ de 10 sujets.....	128

4.4.3	Dépense énergétique.....	128
4.5	Pulsation du sang.....	130
4.5.1	Thermographie en détection synchrone.....	130
4.5.2	Analyse du débit sanguin.....	132
4.5.2.1	Dispositif expérimental.....	132
4.5.2.2	Modélisation des flux thermiques.....	134
4.5.2.3	Résultats.....	138
4.5.2.4	Interprétation par propagation de la diffusivité thermique.....	138
4.5.3	Détection à distance de dopants.....	140
4.5.3.1	Signature de la présence d'alcool dans la respiration.....	140
4.5.3.2	Détection de l'ingestion d'alcool en fonction du temps écoulé depuis la prise d'alcool.....	144
4.5.3.3	Conclusion et perspectives.....	148
	Conclusion générale.....	150
	Perspectives.....	154
	Bibliographie.....	156
	Table des figures.....	160
	Liste des tableaux.....	164
	Annexe.....	165

Remerciements

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à Monsieur le Professeur Philippe HERVÉ, qui, en tant que Directeur de thèse, et à qui revient l'idée initiale de cette étude, s'est toujours montré à l'écoute, très disponible tout au long de la réalisation de ces travaux de recherche, mais aussi et surtout pour ses qualités humaines et scientifiques toujours en toute modestie, ainsi pour l'inspiration, l'aide, le temps qu'il a bien voulu me consacrer et sans qui ce mémoire n'aurait jamais vu le jour.

Je tiens à remercier également Monsieur Joued BOUSLIMI : Maître de Conférences HDR à l'université Paris-Ouest Nanterre La Défense, pour avoir accepté de co-diriger ce travail, pour son enthousiasme permanent et la grande patience dont il a su faire preuve malgré ses charges académiques et professionnelles.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur le Professeur Laurent PROSLIER Vice Président de l'Université Paris-Ouest Nanterre La Défense, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de soutenance.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur Jean-Félix DURASTANTI de l'Université Paris-Est-Créteil et Monsieur le Professeur Jean Claude PINEAU Directeur de recherche CNRS qui ont accepté la lourde tâche de rapporteurs de ce mémoire.

Merci également à Monsieur Olivier RIOU Maître de Conférence à l'Université Paris-Est Créteil pour ses conseils concernant plus spécialement la thermographie.

Enfin, j'adresse mes plus sincères remerciements à ma femme, ma famille et mes amis qui, avec cette question récurrente, « quand est-ce que tu la soutiens cette thèse ? », bien qu'angoissante en période fréquente de doutes, m'ont permis de ne jamais dévier de mon objectif final.

Pour clore ce préambule, je souhaiterais préciser un dernier point. En effet, il m'a fallu du temps pour dessiner les contours de mon sujet, comprendre ce que j'observais, avoir un certain recul, mettre en forme une thèse.... prendre en fait le temps nécessaire à tout travail de recherche.

Nomenclature

C	Concentration molaire d'une espèce gazeuse	
C_1	Constante de la loi de Planck ($1,191.10^8$)	$W.m^{-2}.\mu m^4.sr^{-1}$
C_2	Constante de la loi de Planck (14388)	$\mu m.K$
f	Distance focale d'un élément optique	m
G	Grandissement d'un système optique	
h	Constante de Planck ($6,67.10^{-34}$)	J.s
K_λ	Coefficient d'absorption monochromatique	(sans unité)
L_T^0	Luminance totale du Corps Noir (Loi de Stephan-Boltzmann)	
$L_{\lambda,T}^0$	Luminance monochromatique du Corps Noir (Loi de Planck)	
$L_{\lambda_{max},T}^0$	Luminance monochromatique maximum du Corps Noir (Loi de Planck)	
T	Température	K
CN	Corps Noir	
T_{CN}	Température du Corps Noir	K
α	Coefficient d'absorption	(sans unité)
ε	Facteur d'émission	(sans unité)
τ	Facteur de transmission	(sans unité)
σ	Nombre d'onde	cm^{-1}
χ	Rapport $\frac{\lambda}{\lambda_{max}}$	
λ	Longueur d'onde	μm
E	Niveau d'énergie d'une molécule	J
E_e	Energie électronique	J
E_{vib}	Energie vibrationnelle	J
E_{rot}	Energie Rotationnelle	J
S	Surface	m^2
t	Temps	s
x	Paramètre de taille	(sans unité)
δ	Différence de marche	m
Φ	Flux rayonné	$W.m^{-2}$
Ω	Angle solide	sr
FFT	Transformation de FOURIER	(sans unité)

Introduction

Identifier et si possible évaluer la concentration d'un nuage est un problème qui intéresse de nombreux secteurs de notre vie de tous les jours ou de la vie industrielle. Prenons l'exemple du déchargement d'un méthanier dans un terminal. Localiser une fuite de méthane est évidemment le premier but et le plus facile à atteindre.

L'étape supérieure consiste à connaître la concentration dans l'air et déclencher une alarme si celle-ci s'approche des limites d'inflammabilité, c'est un problème de sécurité. Un problème voisin est celui de la détection des pollutions. Dans le cas des moteurs thermiques il est important de connaître d'une part la concentration donc le volume de CO_2 dégagé, pour des questions climatiques mais aussi ce qui est souvent négligé celui de CO poison du sang et des NO_x , SO_2 aux effets néfastes pour la santé et les matériaux.

Le sujet de la thèse s'inscrit dans le cadre des études de caractérisation de la nature chimique d'effluents gazeux par thermographie par des méthodes de diagnostic optique. Plus précisément, les méthodes développées dans ce travail sont la spectroscopie de transmission et d'émission. Le caractère non intrusif des méthodes optiques permet d'effectuer des mesures de flux rayonnés transmis ou émis par une source quelconque et éventuellement à grande distance pour la télédétection.

C'est cette quantification à distance d'un nuage gazeux que la thermographie infrarouge permet, à condition cependant d'avoir assez d'informations pour séparer les effets simultanés de la température et de la concentration sur le rayonnement émis par les volumes gazeux que l'on désire identifier.

Nous comparons ici différentes méthodes permettant de caractériser des effluents gazeux. La caractérisation chimique est faite en filtrant l'image reçue par une caméra infrarouge à une longueur d'onde caractéristique de l'émission ou de l'absorption du corps recherché : CO_2 , CH_4 , CO , ...A partir d'une caméra soit monochromatique, soit bichromatique, on pourra utiliser une détection active en éclairant le nuage suspect, ou une détection passive à partir de l'émission du gaz conjuguée à l'absorption d'un fond. Nous avons appliqué cette méthode à une étude faite en coopération avec la division STAPS de l'université de Paris Ouest sur la respiration des sportifs de plusieurs domaines.

Faisons d'abord quelques rappels historiques :

La contre-mesure a lors consisté à diluer ces gaz pour abaisser leur température. Les performances des caméras s'étant améliorées (résolution thermique actuelle de 0,02°C) et leur coût ayant fortement diminué, les applications industrielles à l'étude des fuites d'effluents sont devenues possibles. Le premier secteur concerné a été celui de la sécurité dans le domaine de l'énergie. On peut se rappeler les premiers détecteurs de grisou, les canaris, qui étaient emmenés dans les galeries de mine pour prévenir des accumulations de gaz et de particules. Ce problème est toujours d'actualité et plus particulièrement dans les mines chinoises où les accidents sont fréquents. Le cas d'école actuellement est la détection et la quantification des fuites de méthane appelé plus communément gaz naturel. Deux cas sont étudiés depuis plus d'une dizaine d'années. Le premier concerne la détection de fuites «domestiques» c'est-à-dire en milieu urbain. Une solution qui est utilisée par les distributeurs consiste à faire circuler dans les rues des véhicules «renifleurs» munis d'un spectromètre de masse. La difficulté consiste à mesurer au sol un gaz plus léger que l'air. Une mesure thermographique permet via elle une détection à distance et, éventuellement, à l'intérieur des habitations. L'autre cas, à une échelle très supérieure, concerne le déchargement des méthaniers dans les terminaux. Le tuyau permettant de décharger le méthane liquide (-168°C) peut présenter des fuites et, dans le cas où le mélange méthane-air est dans la bonne fourchette de concentrations, une étincelle peut entraîner l'explosion du mélange. Les méthaniers actuels, ou ceux de la prochaine génération, ont des capacités de l'ordre de 200.000 m³ et le risque est tel qu'ils demeurent amarrés à quelques centaines de mètres du terminal proprement dit. Il y aura donc un tuyau de transfert plus ou moins immergé dans l'eau de mer sur quelques centaines de mètres. Dans le même secteur de l'énergie la détection de vapeurs d'hydrocarbures est aussi un facteur de sécurité dans tous les lieux de stockage. Plus récemment la recherche de nouveaux gisements pétroliers conduit à explorer des gisements contenant une forte proportion d'hydrogène sulfure H₂S mortel à une concentration de 1/20.000 d'atmosphère. D'autres pollutions accidentelles intéressent les industriels. Les rejets d'acide chlorhydrique ne sont souvent détectés que lorsque les réactions chimiques de ce gaz avec l'environnement se sont effectuées. Enfin, dans un monde toujours agité, n'oublions pas la détection de produits dangereux volontairement répandus. En 1990, à la suite de l'attentat dans le métro japonais, la RATP avait envisagé d'installer des détecteurs de neurotoxiques dans les stations de métro. En revenant à des émissions moins dangereuses, l'analyse par thermographie des véhicules en circulation permettrait de contrôler, plus efficacement que les contrôles techniques des véhicules anciens, la production de CO, de résidus imbrûlés de combustion et même de CO₂.

C'est l'ensemble de ces problèmes que la thermographie peut résoudre avec des avantages par rapport à d'autres méthodes dus à l'observation globale d'une scène à distance soit avec des

appareillages fixes, soit avec des possibilités d'embarquer le système sur avions, hélicoptères et, maintenant, drones de surveillance.

Ce mémoire présente différentes méthodes pour optimiser, la détection des gaz à distance sur les aspects augmentation de la distance d'observation, diminution du seuil de détection et quantification de la masse gazeuse où nous intéressons ici à la respiration humaine en prenant comme sujet des sportifs de haut niveau.

Chapitre I

Problèmes posés par la détection de gaz

Ce chapitre rappelle les notions de base du rayonnement, de la spectroscopie et des transferts radiatifs utilisées dans cette thèse. Plusieurs ouvrages sur le rayonnement, l'optique et la thermique ont servi d'inspiration à cette partie et sont référencés [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8] dans la bibliographie.

1 Rappels sur le rayonnement

1.1 Lois de base du rayonnement thermique

Le rayonnement thermique est un rayonnement électromagnétique caractérisé non pas par sa nature mais par son origine. Tous les corps dont la température n'est pas nulle émettent spontanément un rayonnement thermique dû aux transitions énergétiques. Pour interpréter ces phénomènes on utilise l'aspect corpusculaire de la lumière.

Lorsqu'une particule d'un niveau d'énergie E_f (respectivement E_i) passe à un niveau d'énergie E_i (respectivement E_f), il y a émission (respectivement absorption) d'un photon de fréquence ν telle que :

$$h\nu = hc\sigma = \frac{hc}{\lambda} = E_f - E_i \quad (\text{figure (I-12)}) \quad (1.1)$$

Où h est la constante de Planck et vaut $6,626176 \cdot 10^{-34}$ J.s.

Pour la suite de notre étude nous utiliserons l'aspect ondulatoire de la lumière en utilisant soit la longueur d'onde λ , soit son inverse le nombre d'onde σ le plus utilisé par les spectroscopistes.

Pour des corps à des températures allant de 80 K à 6000 K (température du soleil), le domaine usuel du rayonnement thermique s'étend du domaine visible au domaine infrarouge, c'est-à-dire entre 0,3 et 50 μm ($\sigma = \frac{10000}{\lambda}$: 200 - 34000 cm^{-1}).

Ce mécanisme de production d'un rayonnement électromagnétique d'origine thermique (qu'on peut appeler passif) doit être distingué de celui de la luminescence qui est la réponse à une excitation en visible et infrarouge.

En effet le phénomène de fluorescence se décompose toujours au moins en deux étapes :

- l'excitation du système par une source extérieure généralement dans l'ultraviolet,
- sa désexcitation au cours de l'émission du rayonnement.

Pour établir les lois du rayonnement thermique les physiciens se sont d'abord intéressés à un système thermodynamique le plus simple possible, constitué en l'occurrence par une cavité fermée isotherme à parois opaques « le corps noir » (que nous décrirons au § 1.1.2).

1.1.2 Définition de la luminance

Au cours de cette étude nous allons utiliser la luminance qui caractérise le flux de rayonnement dans un angle solide émis par une surface apparente.

L'angle solide dans ce travail est délimité par l'ouverture de l'instrument de mesure (soit S la surface de l'objectif de la caméra) $\Omega = \frac{S}{r^2}$ « r : distance à la scène ».

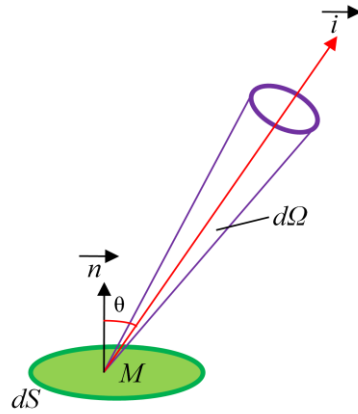
Considérons un élément de surface dS et au point M la normale \vec{n} (figure (I-1), [10]).

L'énergie $\delta^4\Phi$ contenue dans un angle solide $d\Omega$, rayonnée par unité de temps par la surface dS dans la direction \vec{i} ($\theta = (\vec{n}, \vec{i})$) est telle que :

$$\delta^4\Phi = L \cdot \cos(\theta) \cdot d\Omega \cdot dS \quad (1.2)$$

Par définition, L est la luminance énergétique de la surface dS et s'exprime en $W.m^{-2}.sr^{-1}$:

$$L = \frac{\delta^4\Phi}{\cos(\theta) \cdot d\Omega \cdot dS} \quad (1.3)$$



Thèse AL SHUNAIFI Ibrahim

Figure (I-1) : Luminance d'une source dans une direction donnée.

Le flux total $\delta^4\Phi$ est relié au flux spectral ou flux monochromatique $\delta^4\Phi_\lambda$ en intégrant suivant la longueur d'onde λ :

$$\delta^4\Phi = \int_0^\infty \delta^4\Phi_\lambda \cdot d\lambda \quad (1.4)$$

D'où l'expression de la luminance spectrale :

$$L_\lambda(T) = \frac{\delta^4\Phi_\lambda}{\cos(\theta) \cdot d\Omega \cdot dS} \quad (1.5)$$

L_λ s'exprime en $W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}$.

C'est cette grandeur qui caractérise le flux de rayonnement issu d'une surface apparente entrant dans un instrument d'optique ou l'œil avec un angle solide $d\Omega$ défini par l'ouverture de l'optique.

1.1.3 Définition du corps noir

Un corps noir est défini comme le corps idéal capable d'absorber en totalité tout rayonnement incident : c'est un absorbeur parfait. La conservation de l'énergie implique, du moins à l'équilibre thermique, que le corps noir soit également un émetteur parfait sur tout le domaine spectral, c'est-à-dire qu'il émet plus que toute autre surface à même température. La puissance qu'il émet est indépendante de la direction d'émission et elle ne dépend que de la température.

Autrement dit, pour une température et une longueur d'onde données, il émet un maximum d'énergie rayonnée que tout corps ne peut dépasser. Si une surface atteint ce maximum, on l'appelle corps noir.

En pratique, un corps noir n'existe pas. Cependant, on peut le simuler en réalisant une cavité fermée isotherme à parois opaques, mais, il est nécessaire pour avoir accès au rayonnement de réaliser un orifice dans la cavité. Cet orifice rend le système imparfait. En prenant un certain nombre de précautions, on peut réaliser un corps noir de laboratoire de très bonne qualité (leur rayonnement s'approche couramment de 1 % du rayonnement du corps noir idéal).

En général, les corps noirs de laboratoire sont réalisés avec une cavité sphérique, cylindrique ou conique percée d'un orifice et chauffée par une source de chaleur régulée. L'orifice est très petit devant les dimensions de la cavité (si $\frac{S_{\text{Orifice}}}{S_{\text{Cavité}}} < \frac{1}{10} \Rightarrow \epsilon > 0,98$), les parois sont constituées de matériaux très émissifs pour obtenir un facteur d'émission apparent de la cavité voisin de l'unité. Un soin particulier est apporté au chauffage de la cavité pour obtenir une cavité isotherme.

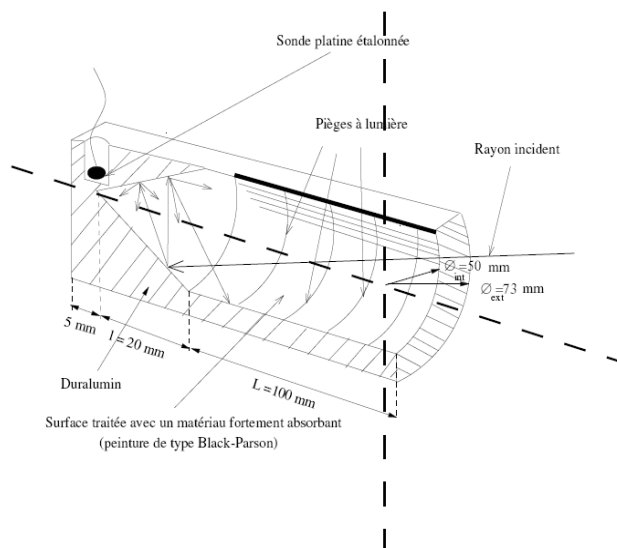


Figure (I-2) : Vue en coupe d'un corps noir de laboratoire.

Nous utiliserons pour étalonner les flux de rayonnement un corps noir de marque PYROX. [16]. L'ouverture de la cavité a un diamètre de 25 mm et la longueur de la cavité est de 200 mm. La température de la cible qui est le fond de la cavité, est mesurée par un thermocouple Pt-PtRh. L'ensemble est réétalonné régulièrement par le LNE (Laboratoire National d'Essais). La précision absolue sur la gamme 50°C – 1600°C est de 1°C.

1.1.4 Loi de Planck

La loi de Planck décrit la répartition spectrale du rayonnement thermique du corps noir en fonction de la température T :

$$L_{\lambda}^o(T) = \frac{2 \cdot h \cdot c^2 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h \cdot c}{k \cdot \lambda \cdot T}\right) - 1} \quad (1.6)$$

Où h est la constante de Planck et k la constante de Boltzman. Cette formule est également utilisée avec les constantes dites de Planck C_1 et C_2 :

$$L_{\lambda}^o(T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (1.7)$$

ou en fonction du nombre d'onde σ :

$$L_{\sigma}^o(T) = \frac{C_1 \sigma^3}{\exp\left(\frac{C_2}{T} \sigma\right) - 1} \quad (1.8)$$

La position du maximum de la courbe de luminance varie en fonction de la température suivant la loi de déplacement de Wien (figure (I-3)) :

$$\lambda_{max} \cdot T = 2898 \mu m K \quad (1.9)$$

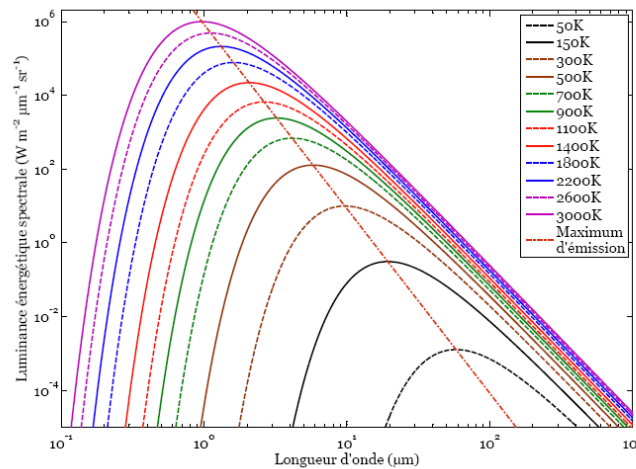


Figure (I-3) : Courbes de Planck pour différentes températures.

1.1.5 Loi de Stefan-Boltzmann

En intégrant la loi de Planck sur les longueurs d'onde et sur tout le demi espace au dessus d'une surface, nous obtenons l'émittance spectrale du corps noir $M_{(\lambda, T)}^\circ$:

$$M_{(\lambda, T)}^\circ = \int L_{(\lambda, T)}^0 \cos\theta \, d\Omega = \pi L_{(\lambda, T)}^0 \quad (W \, m^{-2} \, \mu m^{-1}) \quad (1.10)$$

En intégrant l'expression (1.10) sur tout le domaine spectral, on obtient l'émittance totale du corps noir M° :

$$M^\circ = \int_0^\infty M_{(\lambda, T)}^0 \, d\lambda = \int_0^\infty \pi L_{(\lambda, T)}^0 \, d\lambda = \sigma T^4 \quad (W \, m^{-2}) \quad (1.11)$$

Avec : $\sigma = 5,670400(40 : 10^{-8} \, W \, m^{-2} \, K^{-1}$ constante de Stefan-Boltzmann (ici σ n'est pas le nombre d'onde).

Nous ne nous servons pas directement dans ce travail de cette formule essentielle qui caractérise les échanges thermiques globaux mais nous pouvons garder dans l'esprit que globalement le rayonnement thermique augmente comme la puissance quatrième de la température absolue.

1.2 Propriétés radiatives des corps réels

1.2.2 Facteur d'émission

Le corps noir est le corps dont le rayonnement est maximal à une température donnée. Le rapport de la luminance spectrale d'une surface réelle du corps noir à la même température et la même longueur d'onde est appelé facteur d'émission spectral ou émissivité monochromatique :

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{L_\lambda(T)}{L_\lambda^0(T)} \quad (1.12)$$

Le facteur d'émission varie entre 0 et 1. Pour un corps noir, $\varepsilon=1$. Le terme de corps gris est utilisé abusivement pour les corps dont le facteur d'émission ne varie pas en fonction de la longueur d'onde.

En réalité, il n'existe des corps gris que sur une plage étroite de longueur d'onde : c'est-à-dire sur un extrémum de la courbe représentant le facteur d'émission en fonction de la longueur d'onde. Ceci complique en thermographie l'interprétation d'un fond dont les facteurs d'émission des différents constituants (eau, terre, arbres, feuillages) varient indépendamment avec la longueur d'onde.

En pratique, pour déterminer la température de surface d'un matériau on utilise la notion de température de luminance. C'est la température du corps noir qui aurait la même luminance que le corps réel à la température T_{vraie} .

$$\varepsilon L_{\lambda, T_{vraie}}^0 = 1 \times L_{\lambda, T_l}^0 \quad (1.13)$$

$$\text{Soit : } \frac{1}{T_l} = \frac{1}{T_{vraie}} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \varepsilon \quad (\text{si } \lambda T < 3000 \mu\text{m K})$$

$\frac{\lambda}{c_2} \ln \varepsilon$ est le terme donnant l'erreur en thermographie.

Comme $\varepsilon < 1$ on a T_l toujours inférieur à $T_{réel}$.

Il faut donc connaître ε pour déterminer par pyrométrie une température vraie.

Nous allons avoir pour les gaz un problème équivalent où l'inconnue sera :

$$\text{Concentration} \times \varepsilon_{gaz} \times \text{Epaisseur du nuage.}$$

1.2.3 Lois du rayonnement pour un corps réel

Les corps réels émettent, réfléchissent, absorbent, et transmettent l'énergie incidente. La fraction de cette énergie absorbée s'exprime par le facteur d'absorption monochromatique α_λ .

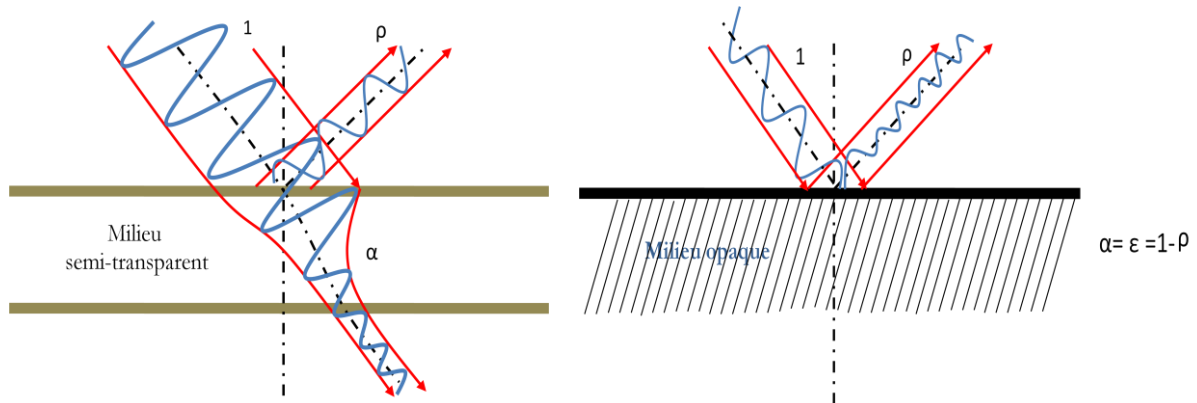


Figure (I-4): Répartition du rayonnement incident sur une surface réelle.

Dans notre étude le rayonnement considéré est purement thermique et il n'y a donc pas de terme de fluorescence. On définit également le facteur de réflexion ρ_λ comme étant le rapport de l'énergie réfléchie par le corps à l'énergie incidente et le facteur de transmission τ_λ comme étant le rapport de l'énergie transmise par le corps à l'énergie incidente. La conservation de l'énergie ou « loi de Kirchhoff » implique à l'équilibre thermodynamique que ce qui est absorbé est réémis :

$$\alpha_\lambda + \rho'_\lambda + \tau'_\lambda = 1 \quad (1.14)$$

Dans le cas des matériaux opaques le coefficient de transmission est nul ($\tau_\lambda=0$) : Une relation importante existe entre les facteurs d'absorption et d'émission monochromatiques :

$$\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda \quad (1.15)$$

Un matériau idéalement transparent n'interagit pas avec le champ de rayonnement, donc tout rayonnement incident est transmis et $\tau_\lambda=1$. Ceci n'est vrai que pour le vide. Mais de nombreux corps sont semi-transparents tels que le verre, l'eau, l'air atmosphérique, et pour les gaz que nous étudions ici τ_λ est alors compris entre 0 et 1 en fonction de la longueur d'onde.

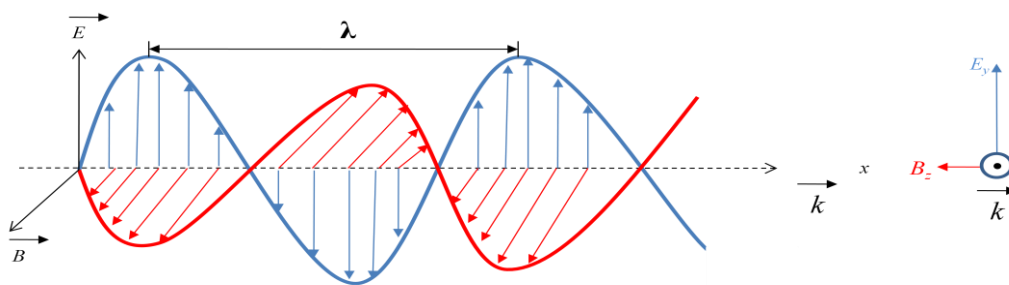
1.2.4 Aspect ondulatoire de la lumière

Le rayonnement fait intervenir un mécanisme physique qui peut être aussi être considéré comme un rayonnement électromagnétique, dont la vitesse de propagation est dans le vide $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s. Tous les corps solides, liquides ou gazeux émettent un rayonnement de nature électromagnétique. Cette émission d'énergie s'effectue au détriment de leur énergie interne.

Ce rayonnement thermique n'est pas une onde monochromatique. Il est composé de radiations de longueurs d'onde différentes, donnant des spectres continus dans le cas des solides, ou des spectres de raies dans le cas des gaz.

Le rayonnement électromagnétique représente l'ensemble des rayonnements de différentes énergies qui se propagent sous forme d'ondes à la fois électriques et magnétiques.

La figure (I-5) illustre la propagation du champ \vec{E} , \vec{B} de polarisation linéaire, se propageant le long de l'axe des x . La composante électrique du rayonnement est un champ oscillant, E , et la composante magnétique est un champ magnétique oscillant, B .



Thèse AL SHUNAIFI Ibrahim

Figure (I-5) : Rayonnement électromagnétique polarisé rectilignement, se déplaçant le long de l'axe des x .

Les deux champs, qui se déplacent comme une onde, sont orthogonaux. La lumière émise naturellement est peu polarisée sauf dans deux cas :

- Diffusion sur des particules ou des aérosols. Les effets de cette diffusion ne sont pas abordés dans notre étude.

La polarisation du rayonnement permet par exemple de différencier par leur ellipticité des gouttes d'eau chutant de gouttes de neurotoxique.

- Réflexion sur une surface : La lumière naturelle est complètement polarisée par la réflexion à l'angle d'incidence dit de BREWSTER i tel que $\tan i = n$. Cette propriété a permis pendant la dernière guerre de détecter à partir d'un avion des sous-marins en plongeant en minimisant la réflexion du soleil.

Dans notre étude nous n'utilisons pas la polarisation du rayonnement, nous avons donc choisi des composants insensibles à la polarisation de l'onde reçue.

Le terme « rayonnement » désigne toute forme d'énergie qui se déplace dans l'espace.

La matière est capable d'émettre, de transmettre et/ou d'absorber de l'énergie électromagnétique. Plusieurs facteurs caractérisent ce rayonnement telles que sa gamme spectrale, son intensité, sa direction ainsi que certaines propriétés intrinsèques à la matière. L'énergie émise dépend de la température du corps émetteur de deux manières:

- **En quantité** : plus le corps est chaud, plus la quantité de chaleur rayonnée est grande.
- **En qualité** : la « couleur » du corps dépend de sa température comme nous l'avons vu (figure (I-3)). La longueur d'onde apparente du rayonnement diminue quand la température augmente. La couleur du corps passe du rouge au jaune puis au «blanc».

Le rayonnement peut être considéré soit comme une onde soit comme des grains d'énergie appelés photons. Les ondes radio ont une fréquence de l'ordre de 300.000 hertz ($1 \text{ Hz} = 1 \text{ cycle par seconde}$) et une très grande longueur d'onde, soit environ 1000 m, tandis que les rayons gamma ont une très haute fréquence (10^{20} Hz) et une très courte longueur d'onde (10^{-12} m). La lumière visible est une forme de rayonnement électromagnétique de fréquence et de longueur d'onde intermédiaires. Plus la fréquence du rayonnement électromagnétique est élevée, plus grande sera la quantité d'énergie associée à chaque photon.

La plupart des formes de rayonnement électromagnétique traversent notre corps. En cet instant même, des ondes radio qui transmettent de la musique et des conversations par téléphone mobile passent directement à travers notre corps. Les seules parties du spectre électromagnétique que nos sens peuvent détecter directement sont l'infrarouge (chaleur radiante), la lumière visible et l'ultraviolet. Ces rayonnements sont convertis en chaleur. Pour sa part, l'ultraviolet contribue à la production de vitamine D ainsi qu'au bronzage, mais à fortes doses provoque aussi des cancers de la peau. Notre corps est pour ainsi dire transparent aux ondes radio, aux rayons x et aux rayons gamma.

Le tableau suivant donne une représentation des noms donnés aux différentes zones du spectre électromagnétique :

RAYONS COSMIQUES	RAYONS γ		RAYONS X		ULTRA VIOLET	VISIBLE	INFRAROUGE				ONDES RADIO																
λ	10^{-4} nm	10^{-2} nm	10^{-1} nm	1 nm	10 nm	$0,1 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	$10 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	$0,1 \text{ cm}$	1 cm	10 cm	1 m	10 m	100 m	1 km	10 km	100 km									
ν	3.10^{21}	3.10^{19}	3.10^{18}	3.10^{17}	3.10^{16}	3.10^{15}	3.10^{14}	3.10^{13}	3.10^{12}	3.10^{11}	3.10^{10}	3.10^9	3.10^8	3.10^7	3.10^6	3.10^5	3.10^4	3.10^3									

(en hertz)

> Bande <
dans laquelle
nous travaillons ici

Tableau (I-1) : Zones du spectre électromagnétique.

L'onde électromagnétique est un modèle utilisé pour représenter les rayonnements électromagnétiques. Pour comprendre l'origine des raies des gaz, il est nécessaire de considérer la lumière comme des grains d'énergie ayant l'énergie : $E = h\nu$.

On utilise aussi comme unité l'électron.volt noté eV pour les niveaux d'énergie.

Pour le visible :

$$\lambda = 380 \text{ nm} \Rightarrow 3 \text{ eV}$$

$$\lambda = 780 \text{ nm} \Rightarrow 1,5 \text{ eV}$$

Il convient donc de bien distinguer :

- le rayonnement électromagnétique ou propagation de photons, qui est le phénomène étudié,
- l'onde électromagnétique, qui est une des représentations du phénomène, aspect que nous choisissons dans le cadre de ce mémoire.

1.2.5 Indice complexe

Les facteurs définis précédemment sont globaux. Ils dépendent de deux nombres caractéristiques du milieu à une longueur d'onde donné.

En effet la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu homogène satisfait aux quatre équations de Maxwell. Il est commode pour le calcul de propagation de l'onde d'utiliser l'indice réel n , rapport de vitesse de la lumière dans le vide à la vitesse de phase (indice de réfraction) et l'indice imaginaire χ qui traduit l'absorption dans le matériau. On appelle indice complexe du milieu :

$$\tilde{n} = n - j\chi \tag{1.16}$$

\tilde{n} est lié à la perméabilité diélectrique et à la permittivité magnétique relative du milieu.

Les parties réelle et imaginaire de l'indice complexe sont liées par les relations de Kramers-Kronig, chacune des parties s'exprimant comme l'intégrale suivant la longueur d'onde d'une fonction de l'autre. L'étude de ces relations montre que l'hypothèse d'un corps gris, citée plus haut, ne peut être vérifiée que localement.

Les constantes optiques $n(\lambda)$ et $\chi(\lambda)$ peuvent être déterminées par l'étude des facteurs de réflexion, de transmission et d'émission.

L'indice réel n caractérise la réfraction.

Dans la propagation du rayonnement à travers un gaz, il permet d'interpréter la courbure d'un rayon traversant non orthogonalement des couches d'indices différents. C'est l'effet de mirage. Dans notre étude nous le rencontrerons dans le « scintillement » apparent d'un jet de gaz chaud et turbulent (§ 2.5). Dans un paysage chauffé au soleil, on peut pratiquement supprimer le flou dû à ces variations d'indice en utilisant un dispositif d'optique adaptative (§ 2.4).

Pour notre étude $\chi(\lambda)$ est le facteur traduisant l'absorption du gaz.

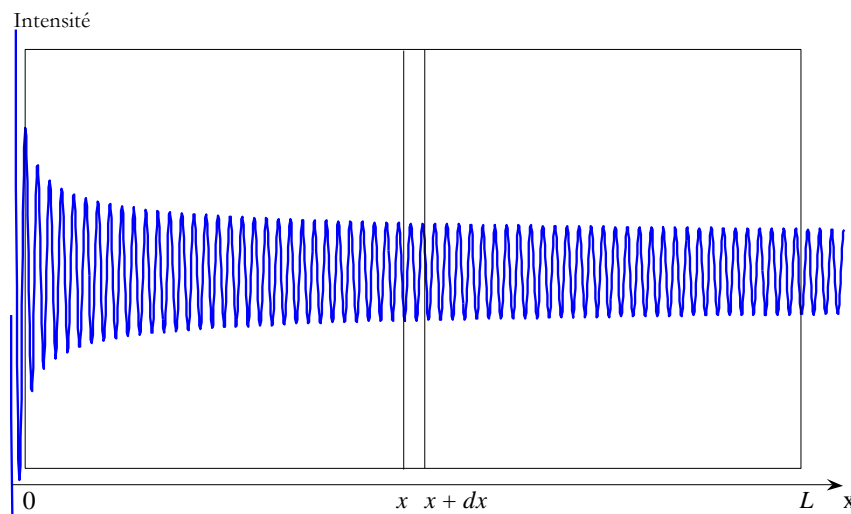


Figure (I-6) : Absorption du rayonnement par un volume de gaz.

Le facteur de transmission sur la distance x est :

$$\tau(x, \lambda) = e^{-4 \pi \frac{\chi(\lambda)x}{\lambda}} \quad (1.17)$$

On le retrouvera (§ 1.3.3.2) sous la forme : $\tau = e^{-k_\lambda x}$

et l'intensité du rayonnement est $I(x) = \tau(x)I_0$

Avec $k_\lambda = 4 \pi \frac{\chi}{\lambda}$ et $k_\lambda = \alpha_\lambda = \epsilon_\lambda$

1.3 Rayonnement des gaz

Le paragraphe précédent concernait tous les corps, nous allons ici nous intéresser spécifiquement aux gaz.

1.3.2 Profils de raie

L'interaction rayonnement-matière se traduit pour la molécule par le passage d'un état quantique à un autre. Ce phénomène de transition énergétique n'étant pas instantané et mettant en jeu une énergie finie, la forme d'une raie d'absorption n'est pas purement monochromatique mais s'étale sur une largeur spectrale non nulle. Il y a donc une largeur naturelle de la raie. Cette largeur naturelle est liée au temps durant lequel un atome ou une molécule isolés peuvent rester dans un état excité. On aura ensuite un élargissement fonction de la température, de la pression totale du milieu et de la pression partielle des constituants du mélange.

Pour une raie centrée au nombre d'onde σ_0 , on aura un pic centré en σ_0 et de l'énergie répartie de chaque côté (jusqu'à l'infini) dans ce que l'on appelle les "ailes de la raie". Les raies sont alors étendues spectralement avec un maximum situé au nombre d'onde prévu par les lois de la mécanique quantique. L'expression du profil d'une raie dépend de la nature physique de la cause de l'élargissement.

L'intensité d'absorption traduisant cet élargissement est le produit de convolution de l'intensité avec le profil de la raie.

La largeur réelle d'une raie est en fait plus grande que la largeur naturelle car d'autres causes physiques contribuent à son élargissement : les collisions entre les autres molécules (élargissement de Lorentz) et les effets de l'agitation thermique (élargissement Doppler).

La convolution des deux formes (Lorentz et Doppler) donne le profil de la raie, appelé profil de Voigt [43].

Cette forme tient compte à l'agitation thermique et des collisions entre les molécules dues à la pression.

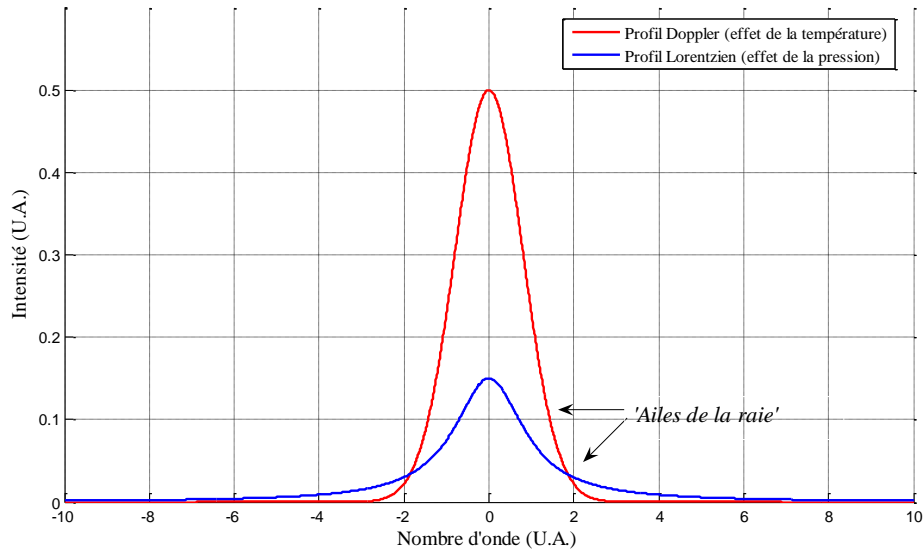


Figure (I-7) : Profils des raies.

L'élargissement des raies par la température est un effet Doppler.

En effet la vitesse quadratique moyenne des particules est :

$$v = cte \sqrt{T} \quad (I-18)$$

Ce qui entraîne un élargissement relatif de la raie à la fréquence ν .

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{C} \sqrt{\frac{2 k T \text{Ln}2}{M}} \quad (I-19)$$

M : masse moléculaire,

k : Constante de Boltzman.

Pour notre étude où la pression est constante nous retiendrons que les raies s'élargissent avec la température ce qui aura des conséquences sur la détection à distance (cf figure (I-48)).

1.3.3 Absorption

1.3.3.1 Loi de Beer-Lambert

Dans notre étude, nous nous intéressons particulièrement à l'atténuation de l'intensité I d'une onde en fonction de l'épaisseur traversée. La loi de Beer-Lambert exprime la variation d'intensité de rayonnement I dans un milieu homogène :

$$dI(\sigma) = -k(\sigma, P, T)I(\sigma, x')dx' \quad (1.20)$$

où $k(\sigma, P, T)$ est le coefficient monochromatique d'absorption du milieu, exprimé en cm^{-1} , σ le nombre d'onde, P la pression et T la température. On obtient ainsi le facteur de transmission du milieu pour une épaisseur l :

$$\tau(l) = e^{-k(\sigma, P, T) \cdot l} \quad (1.21)$$

Le coefficient d'absorption monochromatique k dont la dimension (m^{-1}) est différent du facteur de transmission monochromatique τ qui est lui sans dimension et inférieur à 1. La transmission τ d'un milieu gazeux est entièrement définie par le coefficient monochromatique d'absorption k_σ qui est la somme des contributions de tous les constituants absorbants et de toutes les raies d'absorption. Pour une raie centrée en σ_j , cette contribution $k(\sigma)$ est proportionnelle à la fois à l'intensité d'absorption de la raie S_{σ_j} ayant un profil Φ_j et à la concentration des molécules, nous décrirons chacun de ces éléments dans la suite de ce chapitre.

$$k(\sigma, P, T) = \sum_i \sum_j S_{\sigma_j} (T(x)) \cdot \Phi_j (\sigma - \sigma_j, P(x), T(x)) \cdot C_i(x) \quad (1.22)$$

où

- S_{σ_j} est l'intensité de la raie de l'espèce i centrée au nombre d'onde σ_j , exprimée en $\text{cm}^{-1} / (\text{molécule} \cdot \text{cm}^{-2})$
- $\Phi (\sigma - \sigma_j, P(x), T(x))$ est le profil spectral normalisé de la raie, exprimée en $1 / \text{cm}^{-1}$.
- C_i est la concentration locale de l'espèce i par unité de volume, exprimée en $\text{molécule} \cdot \text{cm}^{-3}$ (appelée aussi densité volumique de l'espèce i).

Dans notre étude nous nous intéresserons principalement aux profils des raies CO_2 , CO , H_2O .

1.3.3.2 L'Equation de transfert radiatif (ETR) [11]

Si un volume est discrétisé en éléments de volume élémentaires, il est possible de faire le bilan énergétique des effets d'émission, de transmission, d'absorption et de diffusion pour chacun d'entre eux.

On obtient ainsi l'équation de transfert radiatif. Les hypothèses permettant d'écrire cette équation sont les suivantes :

- L'équilibre thermodynamique local est atteint.

- Les effets de diffusion sont ici négligés car la diffusion du rayonnement sur les molécules ou particules est proportionnelle à $1/\lambda^4$ (loi de Rayleigh) et ces effets dans notre étude centrée dans l'infrarouge sont négligeables.
- La propagation du rayonnement est considérée comme instantanée.

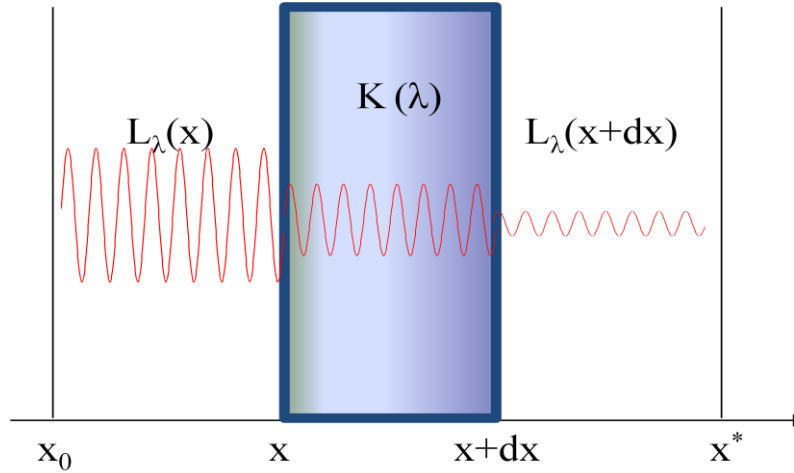


Figure (I-8) : Emission et absorption d'un élément de volume.

Le bilan radiatif de l'élément de volume modélisé en bleu sur le schéma comporte :

la perte d'énergie par absorption :
$$dL_{\lambda}^a(x) = -K_{\lambda}(x)L_{\lambda}(x)dx \quad (\text{I-23})$$

le gain par l'émission propre du milieu :
$$dL_{\lambda}^e(x) = K_{\lambda}(x)L_{\lambda}^0(T)dx \quad (\text{I-24})$$

d'où :

$$dL_{\lambda}(x) = dL_{\lambda}^e(x) - dL_{\lambda}^a(x)$$

L'ETR s'exprime alors sous la forme :

$$\frac{dL_{\lambda}(x)}{dx} + K_{\lambda}(x)L_{\lambda}(x) = K_{\lambda}(x)L_{\lambda}^0(x) \quad (1.25)$$

et sous la forme intégrale, on trouve :

$$L_{\lambda}(x^*) = L_{\lambda}(x_0)\exp\left(-\int_{x_0}^{x^*} K_{\lambda}(x)dx\right) + \int_{x_0}^{x^*} K_{\lambda}(x')L_{\lambda}^0(T)\exp\left(-\int_{x'}^{x^*} K_{\lambda}(x)dx\right) dx' \quad (1.26)$$

Dans cette équation $K_{\lambda}(x) dx$ est l'épaisseur optique d'une couche d'épaisseur dx .

Le terme $\tau_{\lambda}(x) = \exp\left(-\int_{x_0}^x K_{\lambda}(x)dx\right)$ définit le facteur de transmission de la couche x_0 - x .

Comme à l'équilibre thermique l'absorption est égale à l'émission, on peut poser $K(x) = \varepsilon_{\lambda} C(x)$

$C(x)$ est la concentration, ϵ_λ est l'émissivité du gaz pour une épaisseur unité. ϵ_λ est donc en m^{-1} . C'est un terme avec une dimension, contrairement à l'émissivité d'une surface opaque.

Dans notre étude nous pouvons simplifier cette équation car les milieux gazeux étudiés sont relativement homogènes en température et en concentration.

Posons $AB=L$.

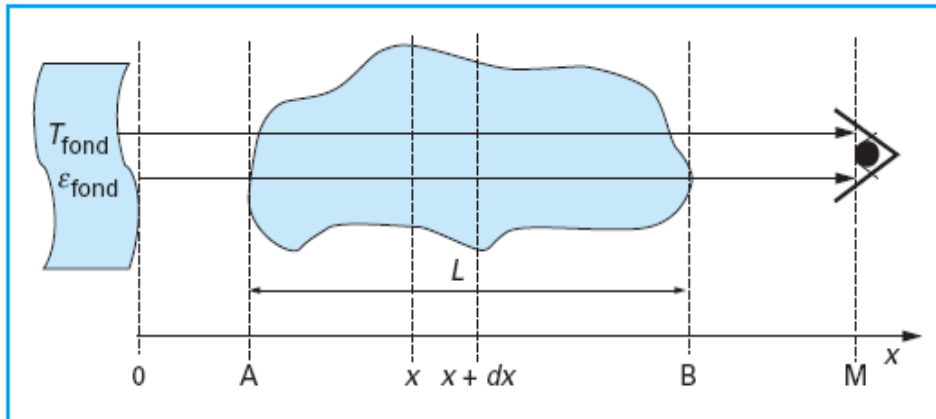


Figure (I-9) : Emission et transmission du rayonnement d'un volume gazeux devant un fond.

L'équation (1.22) devient donc :

$$L_\lambda = [L_{\lambda T_{fond}}^0 \tau_{0A} \tau_{AB} + (1 - \tau_{AB}) L_{\lambda T_{gaz}}^0] \tau_{BM} \quad (1.27)$$

Avec $\tau_{AB} = [1 - e^{-\epsilon C(x)L}]$

Dans le cas où τ_{0A} est proche de 1 et si $T_{fond} = T_{gaz}$ on a $L_\lambda = L_{\lambda T_{fond}}^0$ quelle que soit la concentration du gaz. **Il est donc impossible de discerner un gaz qui est à la même température que le fond.**

1.3.3.3 Niveau d'énergie moléculaire

Une molécule est un ensemble d'atomes constitués de noyau et d'électrons. Dans l'approximation de Born-Oppenheimer, où on étudie séparément le mouvement des électrons autour des noyaux formant une configuration invariable, et le mouvement des noyaux dans le champ moyen créé par les électrons, l'énergie totale d'une molécule résulte de phénomènes de natures différentes [12], [13]. Elle est la somme des énergies dues :

- à la vibration : E_{vib}
- à la rotation de la molécule : E_{rot}
- aux translations électroniques : E_e

$$E \approx E_e + E_{rot} + E_{vib} \quad (1.28)$$

avec $E_e \gg E_{vib} \gg E_{rot}$. Ces énergies sont quantifiées et les règles de sélection de la mécanique quantique déterminent si des transitions entre deux états énergétiques sont possibles.

A une transition, est associée une énergie ΔE qui correspond à la variation d'énergie entre les deux états. Les transitions internes sans changement de l'état électronique correspondent à des énergies situées dans le domaine infrarouge (énergie moins importante donc fréquence plus faible, équation 1.1) Deux spectres peuvent apparaître : les spectres de rotation pure qui sont très peu énergétiques et sont situés dans l'infrarouge lointain et les spectres de rotation-vibration. Les spectres de vibration pure ne peuvent exister car une modification de l'état vibrationnel entraîne systématiquement une modification de la rotation de la molécule. Les spectres de rotation-vibration se situent dans l'infrarouge proche ou moyen. Par contre les transitions électroniques impliquant deux états électroniques distincts ont généralement des énergies plus grandes que les précédentes. Elles se situent alors dans le domaine visible ou dans l'ultraviolet.

1.3.4 Transmission des gaz

L'ensemble des composés organiques volatils possède des raies d'absorption particulières qui dépendent de la structure de la molécule.

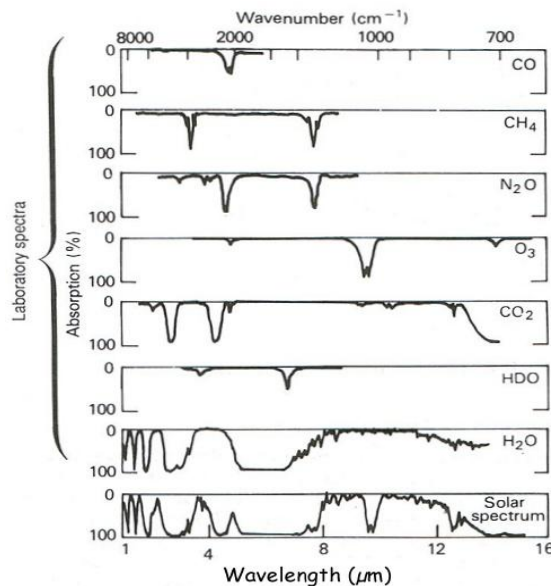


Figure (I-10) : Spectres de gaz. [44]

Ainsi, la liaison C-H présente une raie d'absorption vers 3,4 μm , cette raie sera donc présente dans le spectre de tous les hydrocarbures. Dans la bande IR II (3 à 5 μm) et IR III (8 à 14 μm), les raies d'absorption vont engendrer une signature particulière de la molécule. À titre d'exemple, nous présentons le spectre d'absorption du méthane CH_4 (figure (I-11)). Les raies autour de $\lambda=3,3 \mu\text{m}$ correspondent aux vibrations du groupe fonctionnel C-H et les raies autour de 7,5 μm à celles de la structure tétraédrique du méthane.

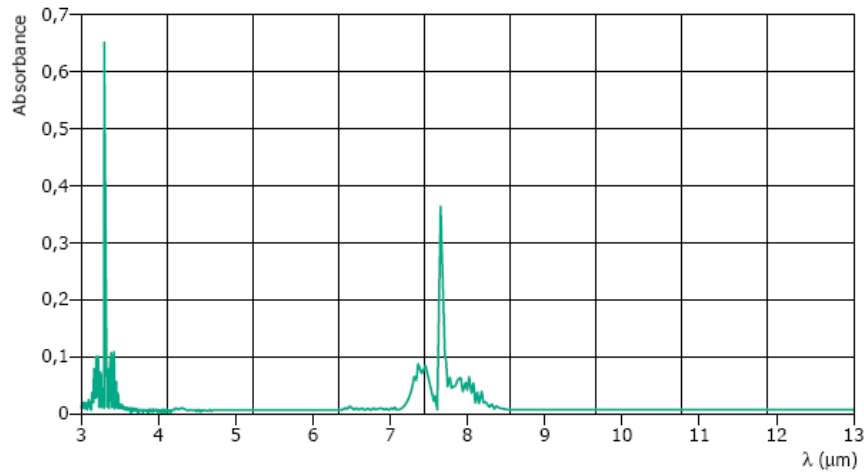


Figure (I-11) : Spectre d'absorption du méthane.

1.3.5 Emission et absorption de photons par une molécule

Le postulat de Bohr (1913) indique que l'énergie totale d'une molécule ou d'un atome ne peut prendre que certaines valeurs discrètes, et qu'elle ne peut changer que par sauts quantiques entre deux niveaux énergétiques, en libérant ou en capturant un photon. Un photon peut interagir avec un atome suivant trois processus possibles (figure (I-12)) :

- **Emission spontanée :**

Considérons un système à deux niveaux d'énergie E_i et E_f .

Avec $E_f > E_i$

Un atome excité au niveau E_2 a une durée de vie limitée et passe spontanément au niveau E_1 en émettant un photon de fréquence ν telle que :

$$h\nu = E_f - E_i \quad (\text{figure (I-12)}) \quad (1.29)$$

- **Absorption induite :**

C'est le processus inverse de l'émission spontanée : un photon de fréquence ν est absorbé par un atome dans le niveau E_i qui passe ainsi au niveau supérieur E_f .

- **Emission induite :**

La transition du niveau E_f vers le niveau E_i est stimulée par un photon de fréquence ν c'est-à-dire d'énergie égale à $E_f - E_i$.

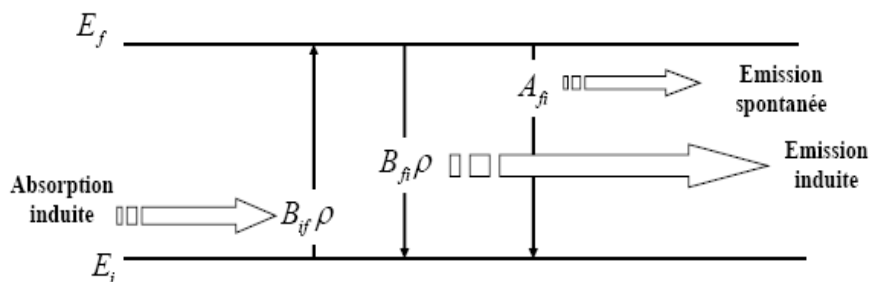


Fig. (I-12) : Schéma des transitions énergétiques entre deux niveaux discrets.

1.3.6 L'intensité d'absorption d'un gaz

Un gaz comprenant N molécules par unité de volume, en équilibre à la température T , est susceptible d'émettre ou d'absorber un rayonnement électromagnétique par les différents phénomènes décrits précédemment.

La forme et l'intensité d'une raie d'absorption, telle qu'on peut l'observer dans un spectre résultent d'une part du moment de transition entre deux niveaux d'énergie considérés et d'autre part des conditions thermodynamiques du milieu (pression, température, et épaisseur du milieu).

Un rayonnement d'énergie de fréquence ν peut induire l'émission et l'absorption de photons par la molécule (ces deux conversions d'énergie sont susceptibles de se produire dans le même temps).

1.4 Les origines du rayonnement infrarouge

Il est important de noter à ce sujet que dans le domaine infrarouge, les longueurs d'onde sont grandes, ce qui correspond à des photons de faible énergie.

Tout ceci laisse prévoir les difficultés rencontrées dans la détection de tels rayonnements.

Si la matière permet toutes les transitions possibles (agitation thermique moléculaire), chaque atome fournit une certaine énergie radiative dont les niveaux statiques prennent toutes les valeurs possibles ; la distribution en longueur d'onde sera alors uniforme, le rayonnement est dit à *spectre continu*.

Certains milieux autorisent seulement quelques transitions bien définies (sauts quantiques d'un électron à l'intérieur d'un atome), l'émission se fait alors sous forme de longueurs d'onde discrètes, il s'agit d'un *spectre de raies*.

Le phénomène d'absorption du rayonnement par la matière résulte du processus inverse ; l'absorption étant plus ou moins sélective en longueur d'onde suivant le milieu mis en cause.

Le spectre de rayonnement ainsi défini est divisé en un certain nombre de régions arbitraires, correspondant à des domaines de fonctionnement des générateurs ou des récepteurs appropriés.

Le spectre infrarouge correspond au domaine d'émission de la matière dont les températures sont celles trouvées généralement à la surface de la terre.

A ces températures, dites « ordinaires » tous les corps rayonnent d'une manière appréciable. Un objet ne peut être obscur dans l'infrarouge que s'il est refroidi. C'est ainsi que dans le domaine spectral situé autour de 4 μm , pour réduire au centième de sa valeur le rayonnement d'un corps à 20 °C, il faudrait abaisser sa température d'une centaine de degrés.

Le spectre infrarouge est divisé en trois grandes régions suivant les détecteurs utilisables pour les déceler.

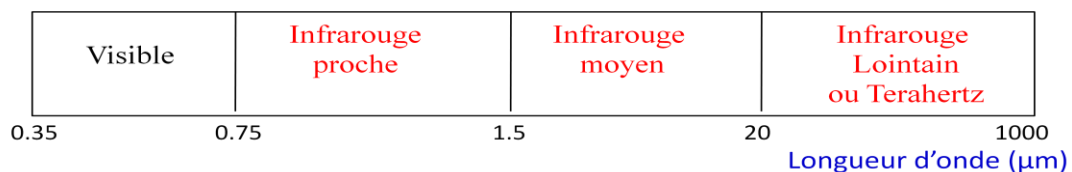


Figure (I-13) : Régions infrarouge.

L'infrarouge proche est décelé par les émulsions photographiques spécialisées (jusqu'à 1 μm), par des détecteurs photoconducteurs et photovoltaïques.

L'infrarouge moyen peut être mesuré par des détecteurs quantiques, photoconducteurs, photovoltaïques ou encore des détecteurs thermiques s'échauffant sous l'action du rayonnement.

L'infrarouge lointain relève du domaine des détecteurs thermiques.

La mesure des longueurs d'onde (λ) dans le domaine infrarouge est habituellement exprimée en micromètres (μm).

Les spectroscopistes préfèrent utiliser le nombre d'onde qui étant une fréquence est plus représentatif des vibrations des molécules.

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} (\text{en } \text{cm}^{-1}) = \frac{10^4}{\lambda(\text{en } \mu\text{m})}$$

1.5 Méthodes de mesure

1.5.1 Mesures non intrusives « sans contact »

Les méthodes non intrusives ne perturbent pas le milieu étudié. Aucun détecteur n'y est introduit. Ces méthodes optiques utilisent des propriétés directes ou indirectes dépendantes de la température. Elles nécessitent donc des détecteurs pour lesquels les considérations liées aux contraintes de résistance mécanique ou aux agressions chimiques ne sont plus un facteur important.

Ces méthodes peuvent être classées en deux sous ensembles : les méthodes actives et les méthodes passives.

Dans le cas des méthodes actives, un moyen externe est utilisé pour exciter le milieu dont nous désirons connaître la nature de l'espèce gazeuse. Elle est alors déterminée en fonction de la réponse du milieu à l'excitation initiale.

Dans le cas des méthodes passives, c'est l'observation directe du milieu qui donne l'information sur la nature de gaz.

1.5.1.1 Méthodes actives

Les méthodes actives de diagnostic optique sont de plus en plus couramment utilisées. Une des principales raisons est l'amélioration des performances des lasers. Les processus optiques utilisés sont essentiellement fondés sur l'interaction des photons provenant d'une source excitatrice extérieure au milieu d'étude avec les molécules du milieu, en général fondés sur l'absorption par le gaz d'un rayonnement émis par un laser, qui traverse le milieu en étant partiellement absorbé, est réfléchi sur le fond puis retransverse en étant de nouveau atténué par le volume de gaz.



Figure (I-14) : Méthode active.

Citons à titre d'exemple le système ETADIS développé dans les années 1990 pour détecter des nuages de neurotoxiques autour de $\lambda=9,7 \mu\text{m}$.

L'inconvénient principal de cette méthode est d'avoir des résultats très dépendants de la nature du fond, et qui ne sont donc jamais quantitatifs.

En milieu militaire ces matériels ne peuvent être utilisés que sur des postes fixes (par exemple aéroport) en raison de leur manque de discrétion.

Notre laboratoire a testé cette méthode avec Gaz de France pour détecter des fuites de méthane et avait conclu à la difficulté de la mise en œuvre due aux natures aléatoires des fonds.

On peut inclure dans ces méthodes passives les lidars qui par rétrodiffusion donnent la concentration à distance des gaz. Ces lidars ont jusqu'ici été développés pour étudier verticalement l'atmosphère sur une distance de 20 km avec des résolutions spatiales de l'ordre de 100. Dans notre laboratoire une étude porte sur un lidar avec des résolutions millimétriques

1.5.1.2 Méthodes passives

Les méthodes passives non intrusives n'utilisent pas de moyens excitateurs. Elles utilisent des propriétés du milieu directement observables sans contact. Tout comme les méthodes actives, les méthodes passives sont basées sur des mesures optiques. Nous présentons au cours de ce travail plusieurs applications qui sont basées sur ces méthodes pour la détection de différents gaz.

1.5.2 Le filtrage spectral

La réponse spectrale d'un système infrarouge est déterminée par le comportement spectral de tous ses composants optiques et opto-électroniques, à savoir :

- la transmission spectrale des matériaux absorbants,

- la réflexion spectrale des matériaux réfléchissants,
- les propriétés spectrales des traitements de surface des matériaux,
- la transmission spectrale des filtres éventuels,
- la réponse spectrale du détecteur de rayonnement.

Il faut donc utiliser un système d'analyse spectral. Nous allons décrire les différents moyens que nous avons à notre disposition en les classant par ordre de résolution croissante.

1.5.2.1 Les divers types de filtres

a) Les filtres passe-bas

Ce sont des filtres qui coupent les longueurs d'onde élevées situées au delà d'un seuil spectral défini par la longueur d'onde λ_{c1} (figure (I-15)).

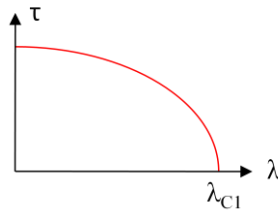


Figure (I-15) : Filtre passe-bas.

b) Les filtres passe-haut

Ce sont des filtres qui contrairement aux filtres passe-bas, ne laissent passer que les longueurs d'onde situées au-delà d'une limite définie par la longueur d'onde λ_{c2} (figure (I-16)).

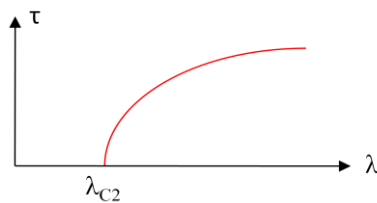


Figure (I-16) : Filtre passe-haut.

c) Les filtres passe-bande

Il s'agit de filtres réalisés pour ne laisser passer qu'un domaine spectral compris entre deux longueurs d'onde λ_{c2} et λ_{c1} . Ces filtres peuvent résulter de la superposition d'un filtre passe-bas et d'un filtre passe-haut ou d'interférences dans une lame mince (figure (I-17)) ou de la superposition de filtres interférentiels pour supprimer les harmoniques (figure (I-18)).

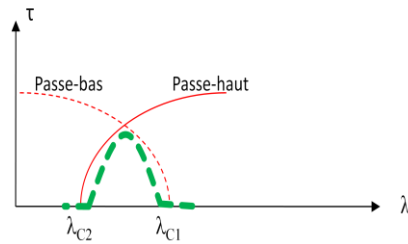


Figure (I-17) : Filtre passe-bande.

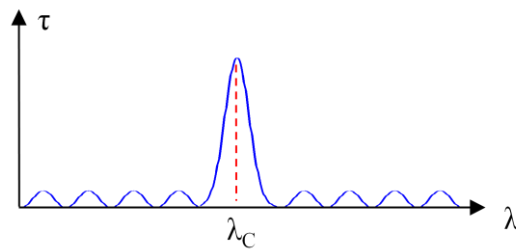


Figure (I-18) : Filtre interférentiel dont les harmoniques ne sont pas parfaitement bloquées.

Tous ces filtres sont caractérisés par leurs longueurs d'onde de coupure ou de transmission et la pente de la chute de transmission au voisinage de ces longueurs d'onde.

1.5.2.1.1 Exemples de filtres optiques

Dans notre étude, nous avons principalement utilisé quatre filtres interférentiels :

- Un filtre centré à 2500 cm^{-1} ($4,0 \mu\text{m}$) pour lequel il n'y a aucun gaz présentant une absorption à cette longueur d'onde.
- Un filtre centré à 3000 cm^{-1} ($3,3 \mu\text{m}$) pour lequel il n'y a que le méthane (CH_4) qui présente une absorption à cette longueur d'onde.
- Un troisième filtre centré à 2350 cm^{-1} ($4,26 \mu\text{m}$) pour lequel il n'y a que le gaz de dioxyde de carbone (CO_2) qui présente une absorption à cette longueur d'onde.
- Et un filtre centré à 2200 cm^{-1} ($4,55 \mu\text{m}$) pour lequel il n'y a que le monoxyde de carbone (CO) qui présente une absorption à cette longueur d'onde (figure (I-19)).

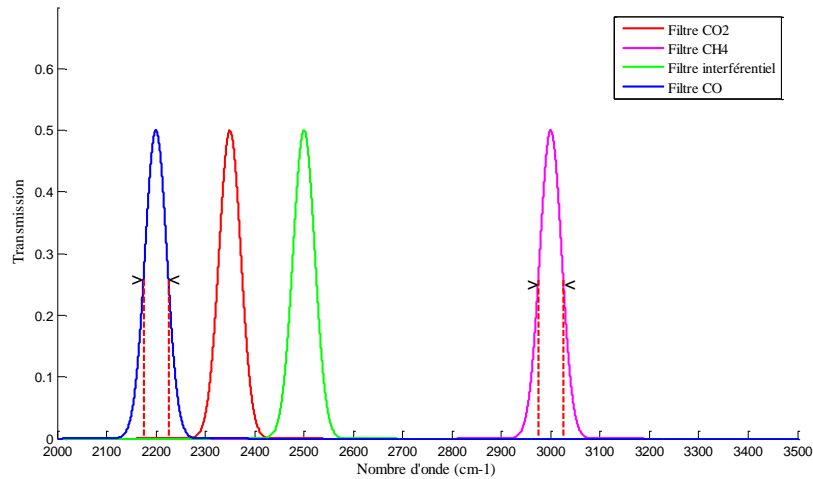


Figure (I-19) : Spectres de transmission des filtres interférentiels utilisés dans cette étude.

Ces filtres ont une résolution (largeur à mi-hauteur) de l'ordre de 50 cm^{-1} .

Les filtres les plus sélectifs peuvent atteindre des pouvoirs résolutifs de l'ordre de 300, par exemple 3 nm autour de 800 nm .

1.5.2.2 Spectromètres à réseau

Le spectromètre à réseau est principalement constitué d'un élément dispersif (réseau, D) et d'un détecteur (ou fente de sortie, F). Ces éléments sont représentés sur la figure (I-20). On appelle réseau une surface plane sur laquelle des millions de sillons identiques et parallèles se reproduisent à une distance constante (le pas). Le réseau (D) va permettre de séparer les différentes longueurs d'onde du faisceau incident. Un miroir parabolique (E) peut être ajouté pour augmenter le pouvoir de séparation du réseau. On parle de monochromateur lorsque l'on utilise une fente de sortie car une seule longueur d'onde (bande spectrale très fine) sera mesurée mais on peut placer une barrette de détecteurs centrée sur le foyer du miroir (E) de sortie.

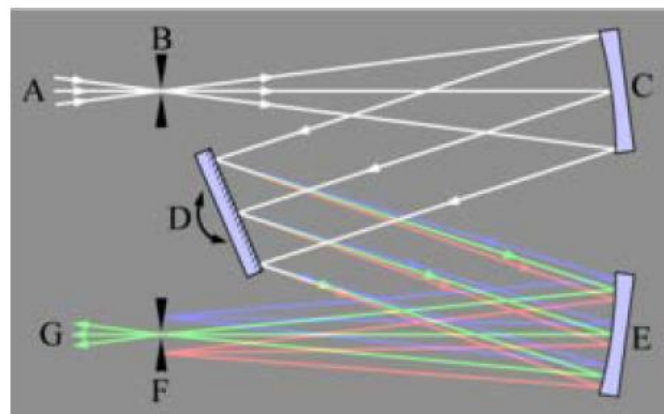


Figure (I-20) : Schéma de principe d'un spectromètre à réseau.

Avec un tel spectromètre il est difficile d'avoir une image spectrale d'une scène. Il faudrait utiliser une caméra infrarouge comme matrice de détecteurs et balayer mécaniquement l'image de la fente sur la matrice pour obtenir la deuxième dimension. Au laboratoire nous disposons d'un spectromètre dont la résolution dans le proche infrarouge est de 0,3 nm (3 cm^{-1}). Le spectromètre à transformée de FOURIER que nous allons utiliser n'a pas cet inconvénient majeur et il est beaucoup plus lumineux et plus résolutif.

1.5.2.2.1 Spectromètre à transformée de Fourier

Le principe du spectromètre à transformée de Fourier permet de transformer les fréquences très élevées des rayonnements dans le visible de l'ordre de 10^{14} Hz qui ne sont pas actuellement mesurables en fréquences basses (par exemple 10 Hz) mesurables avec une très grande précision car on dispose d'une référence parfaite, la fréquence de 10 KHz donnée par un laser de référence. Cette méthode, inventée à l'Institut d'Optique, peut être considérée comme un développement de l'interféromètre de Michelson [9].

Le cœur d'un FTIR-spectromètre est un interféromètre de Michelson (figure (I-21)). La séparatrice transmet 50% de la lumière à un miroir, et reflète 50% de la lumière sur un second miroir. La lumière réfléchi par ces deux miroirs est transmise et réfléchi par la séparatrice une seconde fois, et les deux faisceaux se recombinent de l'autre côté de la lame séparatrice et interfèrent finalement sur un détecteur infrarouge.

Dans l'interféromètre à transformée de FOURIER, un miroir est tenu dans une position fixe. Un second miroir (le miroir mobile) se déplace à la vitesse V_m d'une façon continue (figure (I-21)).

L'interféromètre de Michelson (figure (I-21)) est constitué de 2 miroirs M1 et M1' et d'une lame semi-réfléchissante appelée séparatrice. Ces trois éléments sont orientables et M1' se déplace par translation, comme le montre la figure (I-21). Si les 2 miroirs sont parfaitement orthogonaux, le système permet à un front d'onde large d'être décomposé en deux ondes dont la différence de marche est $\delta=2d$. Si un des miroirs se déplace à la vitesse V_m la différence de marche varie en fonction du temps t : $\delta = 2V_m t$.

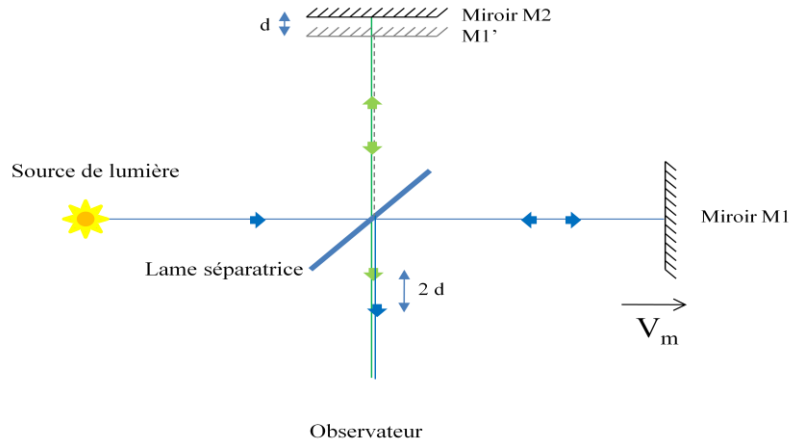


Figure (I-21) : Schéma de principe d'un interféromètre de Michelson.

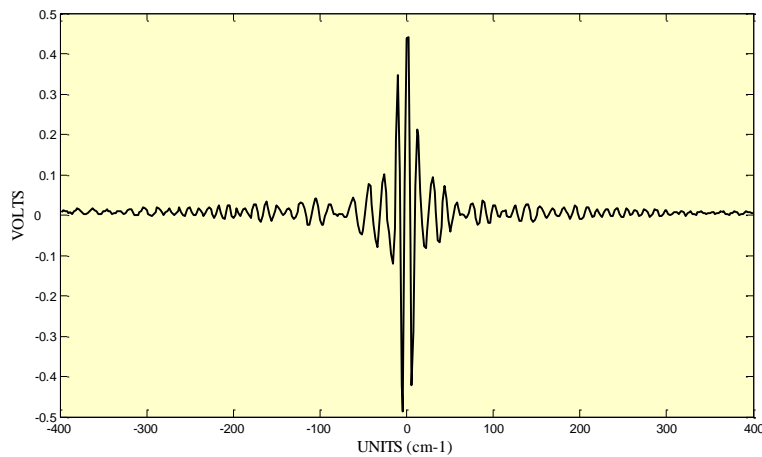


Figure (I-22) : Interférogramme donné par un spectromètre à transformée de Fourier.

Sur le détecteur, on obtient un maximum lors de la conjugaison des 2 ondes chaque fois que pour une longueur d'onde λ on a $\delta = 2 V_m t = K\lambda$.

Et un minimum en cas d'opposition : $\delta = 2 V_m t = (2K+1)\frac{\lambda}{2}$.

Pour une longueur d'onde donnée le signal donné par le détecteur est sinusoïdal. Pour plusieurs longueurs d'onde, on aura un interférogramme (figure (I-22)). La transformée de Fourier de cet interférogramme donnera le spectre mesuré.

Nous utiliserons dans notre étude un spectromètre à transformée de Fourier de marque « Nicolet » (MAGNA IR 550) pour réaliser nos mesures spectrales. Le déplacement du miroir est contrôlé par le signal d'un laser *HeNe* très stable (figure (I-23a)). Ce matériel permet de réaliser des mesures spectrales avec une résolution suffisante (figure (I-23a)). Pour nos études à des températures proches de l'ambiante nous avons utilisé un détecteur : HgCdTe dont le maximum de sensibilité est à $\lambda = 15 \mu\text{m}$ et une séparatrice en KBR.

Plus le déplacement du miroir est grand plus la résolution est grande. Notre spectromètre a un déplacement maximum de 5 cm du miroir ce qui donne une résolution de $0,125 \text{ cm}^{-1}$ suffisante pour notre étude. En effet la largeur des raies des gaz à température ambiante est de l'ordre de $0,5 \text{ cm}^{-1}$ (cf §1.3.1).

En faisant la moyenne des signaux donnés à chaque déplacement du miroir (appelé par la suite « scan ») on améliore le rapport « signal/bruit » comme $\sqrt{\text{nombre de scans}}$ [8].

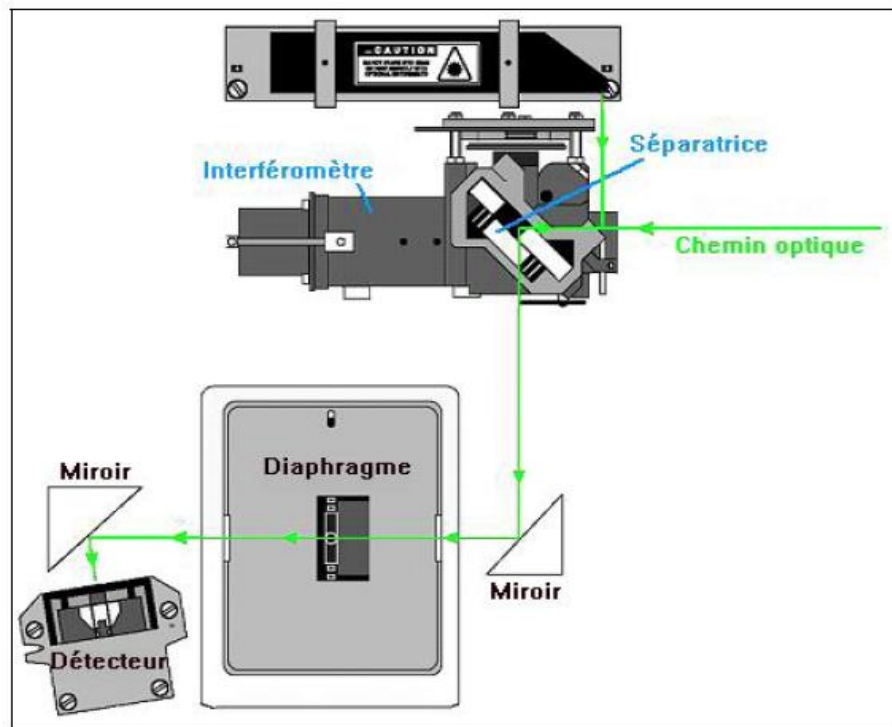


Figure (I-23a) : Schéma du spectromètre à transformée de Fourier utilisé.

1.5.2.2.2 Notion de Transformée de Fourier

Considérons une fonction $G(x)$, bornée et intégrable, définie dans le domaine des x et une fonction $g(\mu)$ définie dans le domaine des μ (où $\mu = 1/x$). Ces deux fonctions se correspondent par une transformation de Fourier si :

$$G(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mu) \cos(2\pi\mu x) d\mu \quad (\text{I-30})$$

Une raie monochromatique de fréquence ν_0 sera représentée par une fonction delta ou fonction de Dirac, c'est une fonction rectangle de largeur nulle et d'intensité infinie pour $\nu = \nu_0$.

La transformée de Fourier $g(\mu)$ de la fonction **cosinus** (fonction paire) infiniment longue $G(x)$ de fréquence n comporte (figure (I-26 a)) deux raies delta positives situées respectivement à $-\nu_0$ et $+\nu_0$.

En pratique, il est possible de remplacer le calcul de la transformée de Fourier d'une fonction donnée en substituant à l'intégrale, définie de $-\infty$ à $+\infty$, une somme discrète sur un domaine limité de -1 à $+1$, c'est la **transformée de Fourier discrète**.

Les appareillages actuels utilisent des **algorithmes de transformée de Fourier rapide (FFT)** (type Cooley-Tukey) qui permettent de diminuer notablement les temps de calcul, au prix de quelques contraintes sur l'échantillonnage du signal.

Le Principe de Transformation de Fourier (TF) se base sur le fait que chaque fonction peut être décomposée en une somme de fonctions sinusoïdales, chaque fonction sinusoïdale étant définie par deux valeurs: sa fréquence (longueur d'ondes) et son amplitude (intensité).

Dans notre étude la Transformation de Fourier correspond à une procédure mathématique qui permet de décomposer un interférogramme en une somme de fonctions sinusoïdales, représentant chacune une onde donnée. La fréquence et l'amplitude de ces ondes sont calculées à partir des données de l'interférogramme.

En quelques secondes, l'interférogramme est recueilli par le spectromètre, traité par le calcul de transformation de Fourier et converti pour donner un spectre continu du faisceau de rayonnement incident.

1.5.2.2.3 Etude des paramètres du spectromètre FTIR

1.5.2.2.3.1 La résolution

Une forte apodisation et un nombre de 4 scans sont fixés. On fait varier la résolution de la mesure de 64 à 16 puis 1 cm^{-1} .

On observe sur les courbes que plus la résolution est grande (la plus grande est 1 cm^{-1}) plus la précision du spectre est élevée, c'est à dire que le nombre de pics est plus élevé. Pour une même longueur d'onde, le pic est défini soit par une « vague » à 64 cm^{-1} , soit par une « vallée » et des pics plus affirmés à 16 cm^{-1} , soit par une « vallée » et des pics très « accidentés » encore plus affirmés à 1 cm^{-1} .

1.5.2.2.3.2 L'apodisation

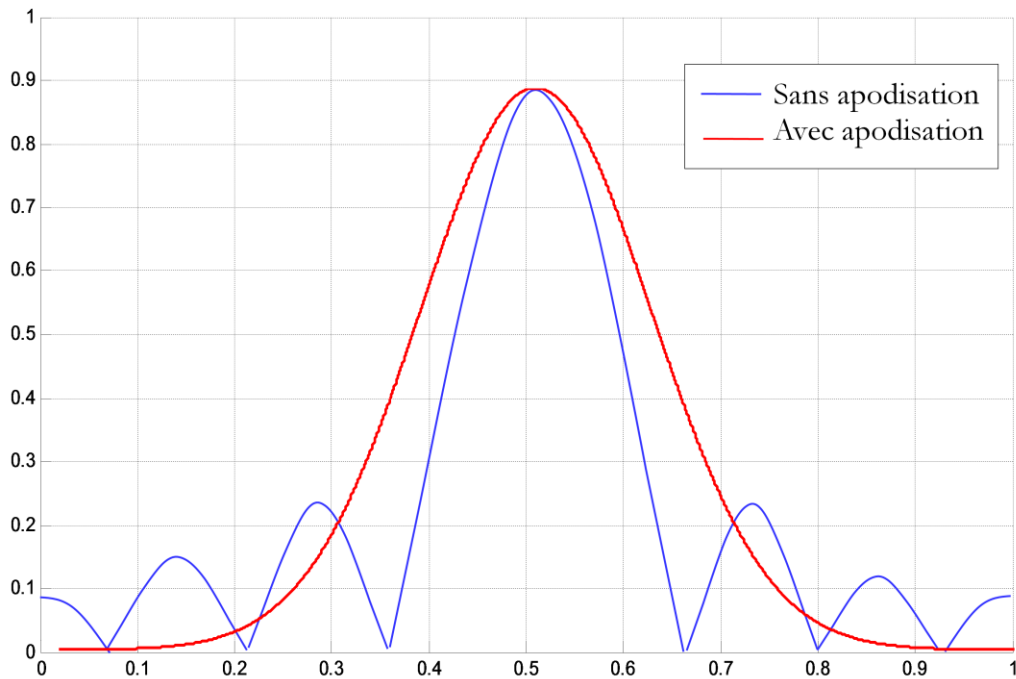


Figure (I-23b) : Spectre d'une raie avec et sans apodisation.

La course du miroir mobile d'un spectromètre à transformée de FOURIER est limitée. Ceci entraîne que le spectre théorique recherché est convolué (cf figure (I-23b)) par la transformée de FOURIER de la fonction rectangle, c'est-à-dire par une fonction sinus-cardinal. On a alors des « pieds » sur le spectre. Pour réduire ces pieds, on emploie et c'est l'apodisation, une fonction de pondération plus « douce » que le rectangle par exemple la fonction triangle.

Différentes fonctions peuvent être utilisées :

- L'apodisation triangulaire.
- L'apodisation HAPP-GENZEL
- L'apodisation BLACMAN HARRIS

On obtient alors un spectre sans pieds mais par contre avec une largeur à mi hauteur plus grande (courbe rouge sur la figure (I-23b)). Un compromis doit être trouvé entre utiliser une forte apodisation en diminuant la résolution spectrale et avoir des rebonds sur le spectre.

Dans le cas du spectromètre que nous avons utilisé avec une fonction d'apodisation standard le résultat est le suivant :

Course du miroir de 50 mm → Différence de marche 100 mm → Résolution $0,125 \text{ cm}^{-1}$.

Course du miroir de 0,2 mm → Différence de marche 0,4 mm → Résolution 32 cm^{-1} .

1.6 Rayonnement de gaz avec fond

1.6.1 La notion de contraste thermique

Si dans une image infrarouge, nous avons un objet à une température apparente T_0 , superposé à un fond à la température T_f , le contraste thermique dans la bande spectrale $\Delta\lambda$, s'exprime par :

$$C = \frac{\int_0^\lambda R_\lambda L_{\lambda,T_0}^0 d\lambda - \int_0^\lambda R_\lambda L_{\lambda,T_f}^0 d\lambda}{\frac{L_{\lambda,T_0}^0 + L_{\lambda,T_f}^0}{2}} \quad (1.31)$$

R_λ : Réponse du détecteur

On utilise des détecteurs InSb pour la bande II, et HgCdTe pour la bande III tels que le maximum de la réponse R_λ soit dans la fenêtre atmosphérique utilisée.

Faisons le calcul de ce contraste :

On peut obtenir une expression analytique approchée en différentiant la luminance exprimée sous la forme approchée de WIEN :

$$\int_0^\lambda R_\lambda L_{\lambda,T_0}^0 d\lambda \approx \text{cte } L_{\lambda_{max},T}^0 \quad (1.32)$$

$$C = \frac{L_{\lambda_{max},T_0} - L_{\lambda_{max},T_f}}{\frac{L_{\lambda_{max},T_0} + L_{\lambda_{max},T_f}^0}{2}} \quad (1.33)$$

Le numérateur peut être mis sous forme différentielle en utilisant la loi de WIEN qui s'applique ici puisque $\lambda_{max},T < 3000 \mu\text{m K}$.

$$L_{\lambda_{max},T_0} - L_{\lambda_{max},T_f} \approx \frac{C_2}{\lambda T^2} L (T_0 - T_f) \quad (1.34)$$

$$C \approx \frac{C_2}{\lambda T^2} (T_0 - T_f) \quad (1.35)$$

Le contraste varie proportionnellement à la différence de température relative $\frac{\Delta T}{T^2}$ et pour notre étude à température pratiquement constante ($T_0 - T_f$) le contraste varie proportionnellement à l'inverse de la longueur d'onde.

Une caméra dans la bande II ($\lambda_{max}=5 \mu\text{m}$) présentera un contraste deux fois plus fort qu'en bande III ($\lambda_{max}=10 \mu\text{m}$).

Exemple :

$$\Delta T = 1^{\circ}\text{C}$$

$$\lambda = 5\ \mu\text{m} \quad \rightarrow \text{Contraste} = 3\% / ^{\circ}\text{C}.$$

$$\lambda = 10\ \mu\text{m} \quad \rightarrow \text{Contraste} = 1,5\% / ^{\circ}\text{C}.$$

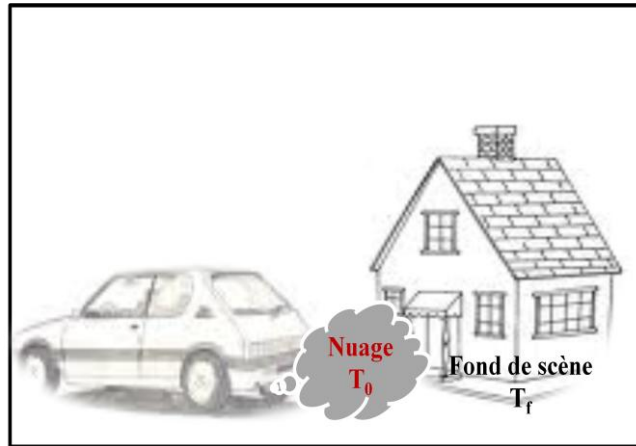


Figure : (I-24) : Contraste thermique.

1.6.2 La transmission atmosphérique

L'atmosphère terrestre n'est pas transparente pour toutes les longueurs d'onde. La transmission du rayonnement optique à travers l'atmosphère dépend de deux phénomènes essentiels :

- L'absorption propre par les constituants gazeux de l'atmosphère, en particulier l'eau (H₂O) et le dioxyde de carbone (CO₂).
- L'absorption par diffusion due à la présence des particules qu'elle contient, molécules ou aérosols.

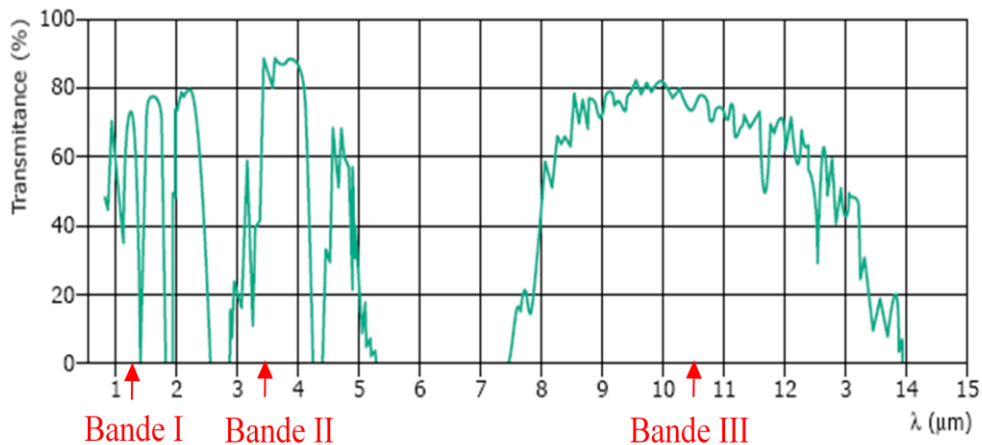


Figure (I-25) : Transmission atmosphérique au niveau de la mer sur une épaisseur de 1852 m.

Lorsque le rayonnement traverse l'atmosphère, il apparaît des bandes d'absorption dues à la présence de vapeur d'eau (figure (I-25)). C'est ce constituant qui détermine l'absorption la plus importante dans l'infrarouge ; d'autres gaz comme le dioxyde de carbone, interviennent avec moins d'intensité.

Nous constatons l'existence d'un certain nombre d'intervalles transparents, appelées « **fenêtres de transmission** » : ce sont des bandes spectrales à l'intérieur desquelles l'absorption est très faible. Ces fenêtres sont situées aux intervalles de longueurs d'onde :

- 0,4 à 0,8 μm : bande visible ;
- 1,2 à 2,5 μm : bande IR I ;
- 3,0 à 5,0 μm : bande IR II ;
- 8,0 à 14,0 μm : bande IR III.

Il est souvent intéressant d'utiliser la fenêtre de 3 à 5 μm (bande II) pour la mise en évidence de corps plus chauds que la température ambiante, ou spectralement émissifs dans cette bande (c'est le cas, par exemple, de l'émission du gaz carbonique, résidu de pratiquement toute combustion).
[7]

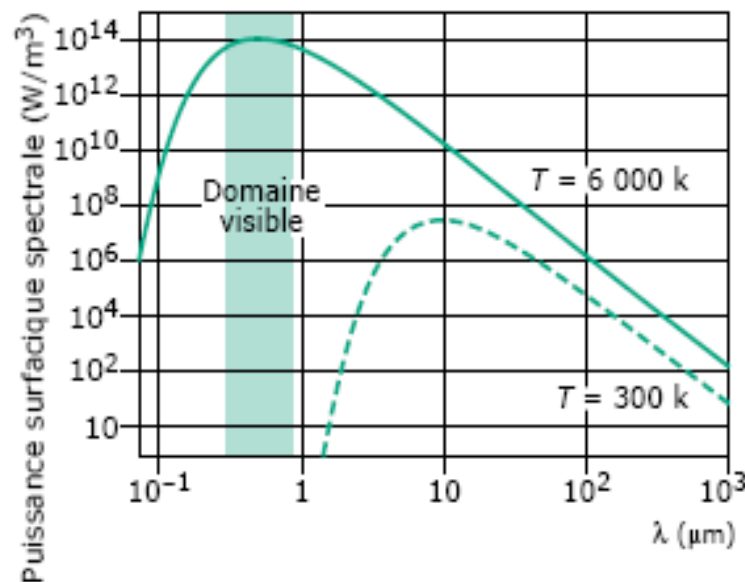


Figure (I-26) : Loi de Planck.

La bande IR III a aussi une grande importance, car elle correspond aux longueurs d'onde du maximum d'émission thermique du corps noir à la température ambiante (figure (I-26)). C'est

donc ici qu'il est le plus facile de faire fonctionner les systèmes destinés à détecter les objets par leur émission propre.

La présence de l'atmosphère entre la source de rayonnement et le capteur, est généralement à l'origine de perturbations sur la mesure.

L'énergie infrarouge émise est affaiblie par la propagation dans l'atmosphère, par ailleurs, les gradients thermiques et les turbulences créent des inhomogénéités d'indice de réfraction de l'air qui tendent à dégrader la qualité de l'imagerie.

Enfin, l'atmosphère ajoute son rayonnement propre.

Le phénomène d'atténuation est le plus gênant dans la pratique de la mesure, car il entache celle-ci d'une erreur systématique qui dépend de la longueur d'onde de travail, de la bande spectrale utilisée, de la distance d'observation et des conditions météorologiques.

1.7 Les caméras thermiques

1.7.1 Caractéristiques

Elles peuvent être caractérisées par leur résolution thermique, leur précision en utilisant un équivalent en variation de température et enfin leur résolution spatiale et leur domaine de longueur d'onde.

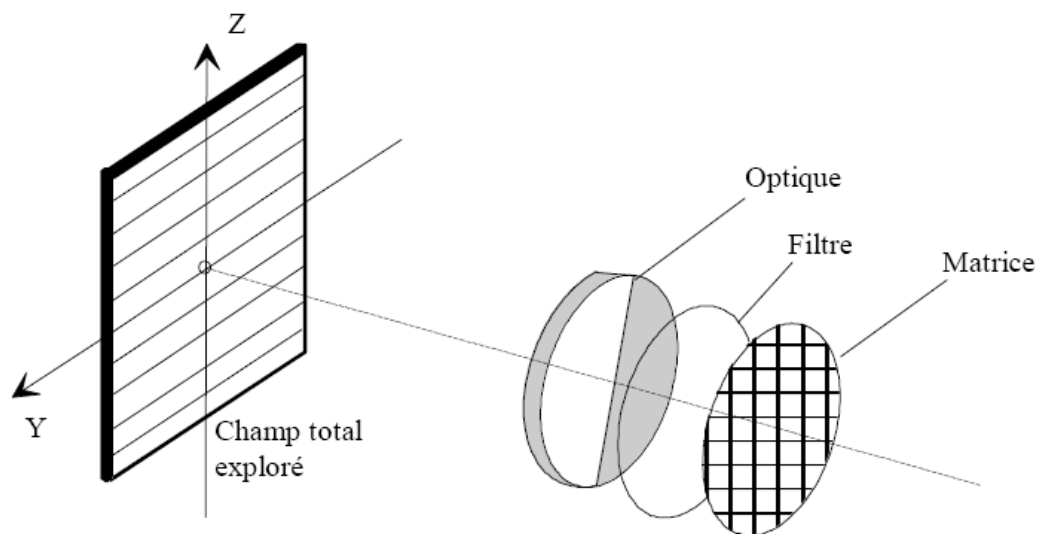


Figure (I-27) : Principe de mesure.

1.7.1.1 Résolution thermique

C'est la plus petite variation de température discernable par l'appareil. C'est aussi ce l'on appelle le M.R.T.D (Minimum Resolvable Temperature Difference).

En d'autres termes il s'agit du contraste de températures apparentes nécessaire pour séparer les détails d'une image. Exemple : 0,1°C à 30°C.

Elle dépend :

- de la surface du détecteur;
- de la bande passante de l'électronique (le bruit augmente avec la bande);
- de la détectivité spécifique du capteur (minimum requis);
- de la quantité de flux émise.

1.7.1.2 Précision thermique

C'est la valeur absolue de la mesure, connue avec plus ou moins de précision. Exemple : 0,5°C d'erreur pour 15°C soit 3 %. Cette précision est appelée aussi N.E.T.D. : Noise Equivalent Temperature Difference. Le bruit apparaît comme l'effet de neige lorsqu'une caméra travaille avec une luminosité trop faible. Il ne faut pas confondre précision et résolution.

1.7.1.3 Résolution spatiale

C'est la capacité à mesurer avec précision la température de petits objets, "petit" étant défini par rapport à la dimension totale de l'image. C'est aussi le nombre de points séparables. La résolution spatiale est liée à des facteurs tels que la qualité de l'optique, la bande passante de l'électronique, les caractéristiques du balayage donc du détecteur. Elle définit la taille du phénomène que l'on peut observer sur un corps en fonction de la distance d'enregistrement.

Il existe deux types principaux de caméras.

Les caméras thermiques refroidies sont les caméras les plus sensibles aux petites différences de température dans la scène observée. Elles peuvent détecter des différences de température NEP (Noise Equivalent Power) de l'ordre de 20 mK. Elles peuvent être conçues pour produire des images dans les infrarouges moyens (bande II), la bande du spectre où, comme l'explique la physique des corps noirs, le contraste thermique est élevé. Le contraste thermique est la variation relative du signal pour une variation de la température de la cible. Plus il est élevé, plus il est facile de détecter des cibles sur un fond ayant presque la même température.

De manière générale, nous avons vu que les images d'une caméra (bande III) sont plus contrastées que celles produites dans l'autre bande de l'infrarouge.

Une caméra InSb centrée à 5 μm est ainsi deux fois plus sensible qu'une caméra MCT centrée à 10 μm , mais par contre elle recevra 4 fois moins d'énergie si la scène visée est à 300 K (cf courbe de Planck figure (I-3)).

1.7.2 Les caméras thermiques non refroidies

Les caméras infrarouges non refroidies possèdent un capteur qui ne nécessite pas de système cryogénique. Elles comportent souvent une matrice de microbolomètres constitués par une minuscule résistance souvent en oxyde de vanadium, présentant un coefficient de température élevé, sur une large surface de silicium présentant une faible capacité thermique et dotée d'une bonne isolation thermique.

Toute variation de température dans la scène observée provoque une variation de la température du bolomètre. Cette variation est convertie en signal électrique, qui permet lui-même de composer l'image. Les capteurs non refroidis sont conçus pour travailler dans l'infrarouge lointain, la bande LWIR entre 7 et 14 μm de longueur d'onde, où les objets terrestres émettent la plus grande part de leur énergie infrarouge, leur NEP est actuellement de l'ordre de 0,15 K.

1.7.3 Les caméras thermiques quantiques refroidies

Les caméras thermiques refroidies actuelles possèdent un capteur intégré à un système cryogénique, qui fait descendre sa température à une valeur extrêmement basse. Cette réduction de la température du capteur est nécessaire afin que le bruit électronique lié à la chaleur reste inférieur au signal provenant de la scène observée.

Les systèmes cryogéniques (figure (I-28)) comportent des pièces mobiles réalisées à des tolérances mécaniques extrêmement serrées et soumises à l'usure. Ils contiennent de l'hélium, qui peu à peu s'échappe par les joints. Ils doivent donc être reconditionnés après 8 000 à 10 000 heures de fonctionnement.



Figure (I-28) : système cryogénique.

1.7.4 Domaine de sensibilité des détecteurs de rayonnement

Les caméras thermique utilisées dans le domaine militaire ou en thermographie utilisent aujourd'hui des matrices de détecteurs quantiques pour obtenir dans un temps donné la sensibilité nécessaire au discernement de très faibles écarts de température ou d'émissivité dans la scène observée tout en conservant une forte résolution spatiale et une cadence d'image très élevée. Les détecteurs appelés IRCCD (Infrared Charge Couple Device) sont des structures complexes intégrant d'une part des éléments photosensibles, d'autres part les registres de lecture, de multiplexage de retard... L'ensemble est situé dans le plan focal du système optique et refroidi par le dispositif cryogénique. Le cas de la caméra utilisée au sein du laboratoire, C'est une caméra de type Orion de dernière génération équipée d'une roue à filtres détectant les infrarouges entre 1,5 et 5 μm . La matrice de détecteurs est refroidie à 77 K par un réfrigérateur utilisant pour la compression un moteur STIRLING.

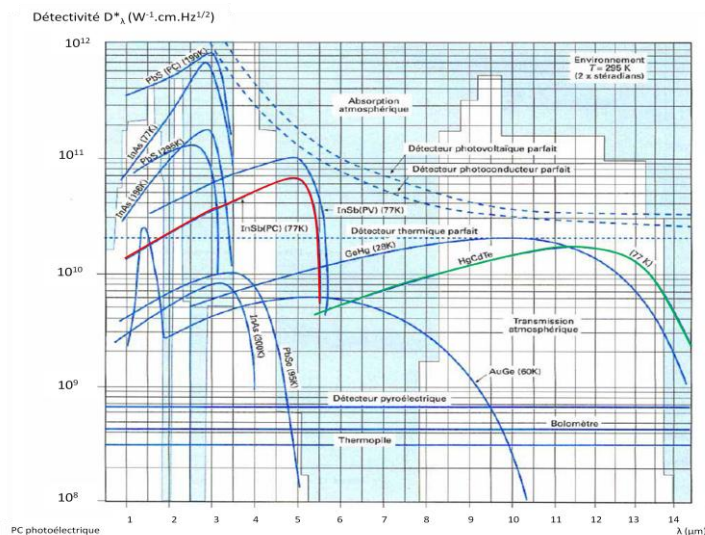


Figure (I-29) : Réponse des détecteurs.

- InSb caméras bande II.
- HgCdTe caméras bande III.

La réalisation des IRCCD se fait selon plusieurs méthodes en fonction des matériaux utilisés. La caméra que nous avons utilisée possède une matrice de détecteurs faits d'antimoniure d'indium (InSb), ce matériau permet une très bonne photodétection dans la bande spectrale de 2 à 5 μ m. Ces détecteurs matriciels InSb refroidis permettent d'observer une scène à égalité de sensibilité à une vitesse (320 \times 240 fois pour notre caméra) plus rapide qu'avec un seul détecteur balayant la scène par un système de miroirs oscillants.

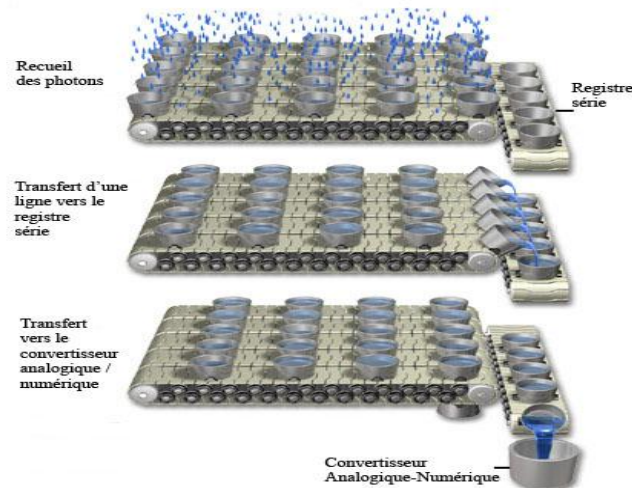


Figure (I-30) : Fonctionnement d'un CCD.

Cependant les caméras matricielles présentent un problème spécifique d'uniformité de réponse dans l'image thermique. On caractérise notamment cette non-uniformité par le « bruit spatial fixe ». Lors de la prise de vue sur une scène thermique de luminance uniforme, le signal est entaché d'un « bruit invariant » d'une image thermique à l'autre. Ce bruit traduit les non-uniformités des conversions flux / signal dues aux disparités des caractéristiques des détecteurs. Ce bruit est invariant pour un type de mesure et peut être corrigé. Le relevé des valeurs pour 2 points de fonctionnement (par exemple deux temps de pose différents) sur un corps noir conduit à calculer 2 matrices de gains et d'offsets qui permettent de corriger la non-uniformité spatiale (NUC, Correction de Non Uniformité).

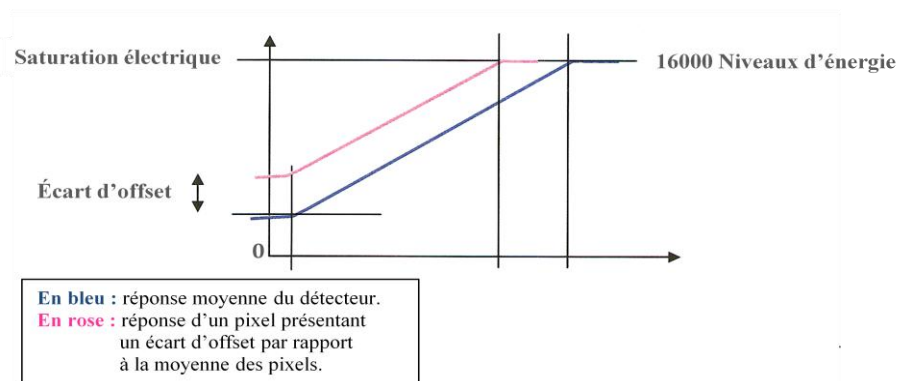


Figure (I-31) : Correction de la non-uniformité spatiale.

1.8 Imagerie

1.8.1 Une image matricielle

Une image matricielle est une image numérique dont les données sont stockées dans une matrice (un tableau) de points appelés «pixels», généralement rectangulaires, auxquels on peut associer une couleur et une intensité (figure (I-32)).

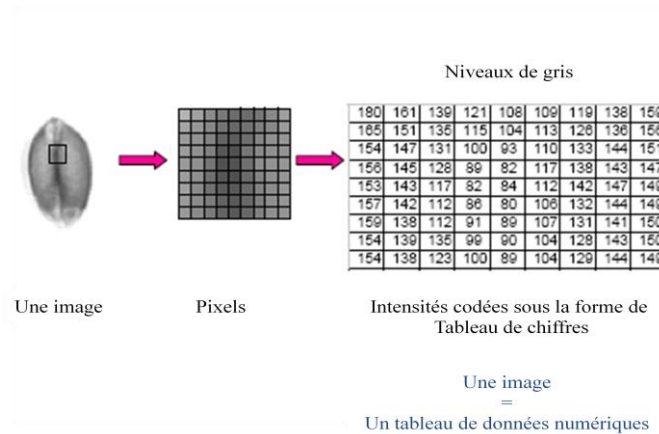


Figure (I-32) : Image matricielle.

1.8.1.1 Les informations de base sur les données matricielles

En télédétection, la coordonnée origine est située dans le coin supérieur gauche de l'image. La valeur X est le nombre de pixels que contient l'image sur l'horizontale alors que la valeur Y est le nombre de ligne que contient l'image à la verticale. La figure (I-33) illustre comment on détermine la valeur de la coordonnée ou le code de référence de chaque pixel.

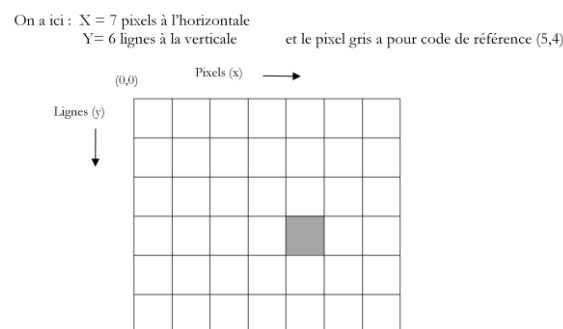


Figure (I-33) : Code d'un pixel sur une matrice.

Dans la caméra ORION que nous avons utilisée les données sont en 14 bits.

La représentation d'une image 14 bits affiche 16384 (2^{14}) niveaux de gris variant de 0 à 16383, où 0 est noir et 16383 est blanc.

Une image de 1 bit est formée de pixels qui ne peuvent être affichés qu'en noir et blanc (1 bit = 2^1). Une image de 14 bits est formée de 16384 niveaux de gris et ceux-ci peuvent être affichés selon des couleurs différentes. Les pixels peuvent aussi être affichés en couleur, mais l'affichage en couleur est plus complexe. Pour représenter chaque pixel en couleur sur un ordinateur on doit attribuer une des valeurs aux différents niveaux de rouge, de vert et de bleu.

Remarque : Les caméras usuelles affichent des plans d'images binaires de 8 bits ou 16 bits : 8 bits pour les images optiques et 16 bits pour les images radar.

1.8.2 Suivi de cible «Tracking»

Nous avons besoin dans l'étude de la respiration de sportifs (Chapitre IV) de recadrer une image dans le temps.

Le recalage de l'image autrement dit suivi de l'objet dite en anglais « Tracking » est fait par un logiciel. Nous avons choisi le logiciel « MOTIONTRACK » qu'on choisit qui est un outil de suivi d'objets coopérants sur des séquences d'images numériques. Son but est de restituer des trajectoires, vitesses, angle, etc., en 2 ou 3 dimensions.

Ce logiciel de recalage d'images est dédié au dépouillement de séquences d'images issues de caméras vidéo numérique.

Cet outil suppose que chaque image d'une séquence donnée soit centrée par rapport à deux points qui sont définis sur la première image de la séquence (figure (I-34)).

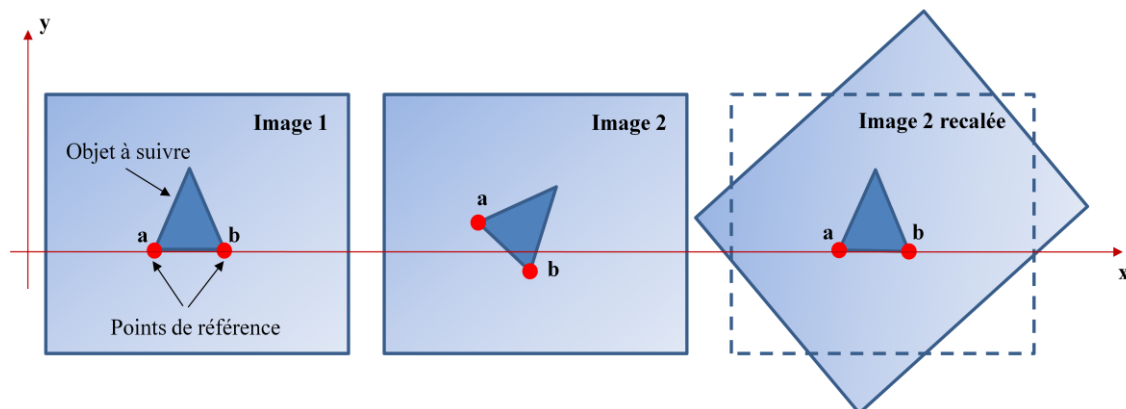


Figure (I-34) : Recalage d'images.

Le logiciel utilisé nécessite d'avoir 2 points de référence que nous créons par deux lampes de très faible puissance (figures (IV-5 a, b, c, d)).

1.9 Simulation : Détection de gaz d'échappement par la présence de monoxyde de carbone dans le mélange gazeux

La détection de sources est utilisée dans des domaines variés, l'industrie, le domaine médical, la sécurité, les applications militaires.

La détection de ces sources est de plus en plus difficile avec le développement des technologies de furtivité, que ce soit les personnels ou les engins.

Il ne fait aucun doute que les secteurs de la sécurité sont les plus intéressés par la question et que la détection d'une source qui présente un danger est souvent difficile.

La thermographie infrarouge est devenue le moyen simple le plus efficace en ce sens qu'elle permet en tirant profit des sources d'émission de chaleur et de gaz de ces sources de détecter et d'identifier le type de la source.

Prenons, par exemple, les navires militaires, dont la conception intègre maintenant les technologies de furtivité. Il est clair qu'avec la réduction de l'espace radar sur ces navires, la détection devient de plus en plus difficile.

Les échappements des moteurs de navires, que les moteurs soient des diesels ou des turbines rejettent des gaz chauds ; CO_2 , CO , H_2O , NO_x ...qui constituent des sources de rayonnement dont la signature peut être diminuée mais pas éliminée.

1.9.1 Données du problème : cas de la détection d'un navire

Dans ce paragraphe nous intéressons à la détection à distance de gaz d'échappement, prenons comme exemple la détection d'un navire alors qu'au chapitre IV nous nous intéressons de sportifs et nous avons pris comme exemple la détection à l'analyse quantitative du dégagement de CO_2 par un sportif. La mesure se faisant à très courte distance.

Dans ce paragraphe la détection est tout ou rien, l'aspect quantitatif a peu d'importance a priori.

Dans ce domaine, nous avons effectué des simulations en utilisant la base de données HITRAN pour estimer la distance à laquelle ce type d'objectifs peut être détecté à travers l'atmosphère, Nous verrons qu'elles sont essentiellement dépendantes de la présence de monoxyde de carbone (CO) dans les gaz d'échappement du navire.

Il faut définir un fond et nous avons choisi de simuler le fond le plus fréquent : la terre à une température de 27°C soit 300 K.

L'engin simulé est un navire de 4000 tonnes conçu avec une technologie furtive, doté de 4 moteurs diesel avec une température à la sortie de cylindre de 580°C et 300°C à la sortie de l'échappement.

La simulation prend comme données un panache d'épaisseur 1 m constitué par un mélange des gaz d'échappement d'un moteur Diesel :

$$\text{CO}_2: 12\% \quad \text{H}_2\text{O}: 11\%, \quad \text{CO}: 5\%, \quad \text{O}_2: 10\%, \quad \text{N}_2: 62\%.$$

$$\text{à } T_{\text{échappement}} = 300^\circ\text{C}.$$

La distance entre le fond et la source ainsi que la distance entre la caméra et la source sont deux autres paramètres à prendre en considération.

Pour cette simulation nous avons choisi de placer la source à 1 km du fond et à 10 km de la caméra avec un environnement marin et un fond constitué par la côte.

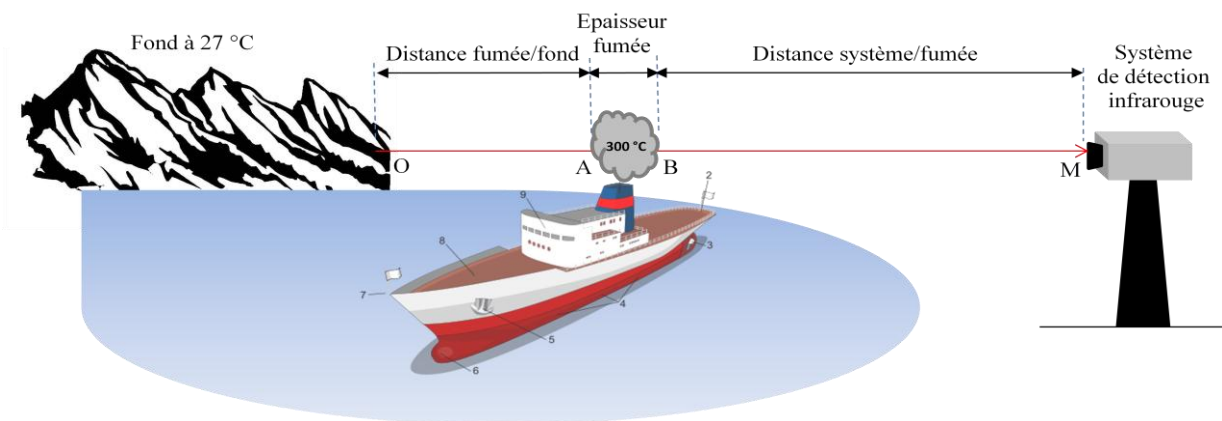


Figure (I-35) : Représentation de la scène.

Note :

En général la comparaison montre que ce sont les aérosols maritimes qui réduisent le plus fortement la portée de détection, indépendamment du climat; en effet, le rayon moyen des aérosols maritimes est plus grand que celui des aérosols ruraux et urbains. Ces derniers permettent donc une détection dans l'infrarouge à distance nettement plus grande.

Cela signifie que la visibilité est plus fortement réduite en mer que sur terre, quel que soit le type de climat.

1.9.2 Spectres d'émission et transmission en fonction de la distance

Nous avons trois gaz présents dont les spectres d'absorption sont présentés sur les figures suivantes :

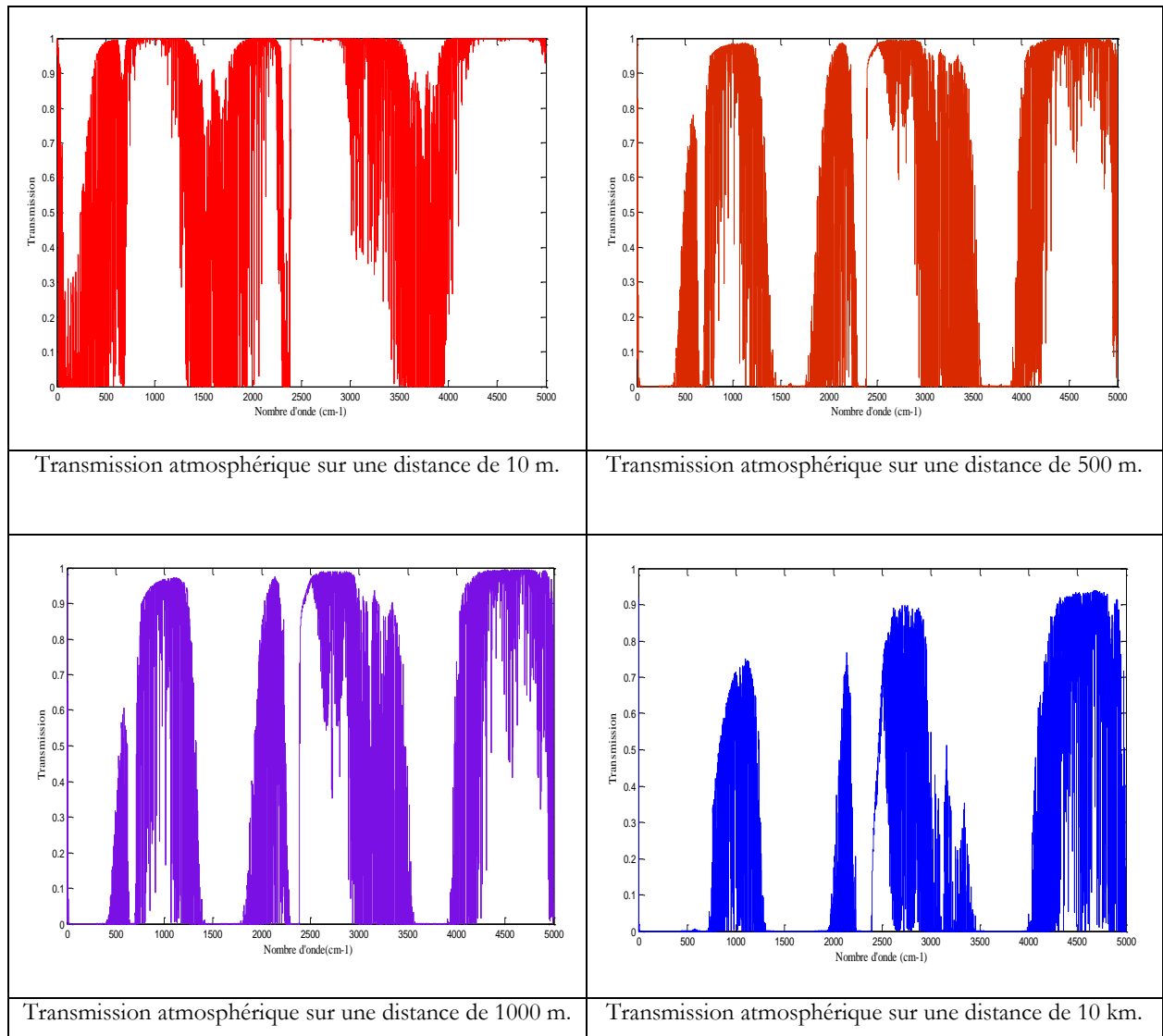


Figure (I-36) : Transmission atmosphérique sur plusieurs distances.

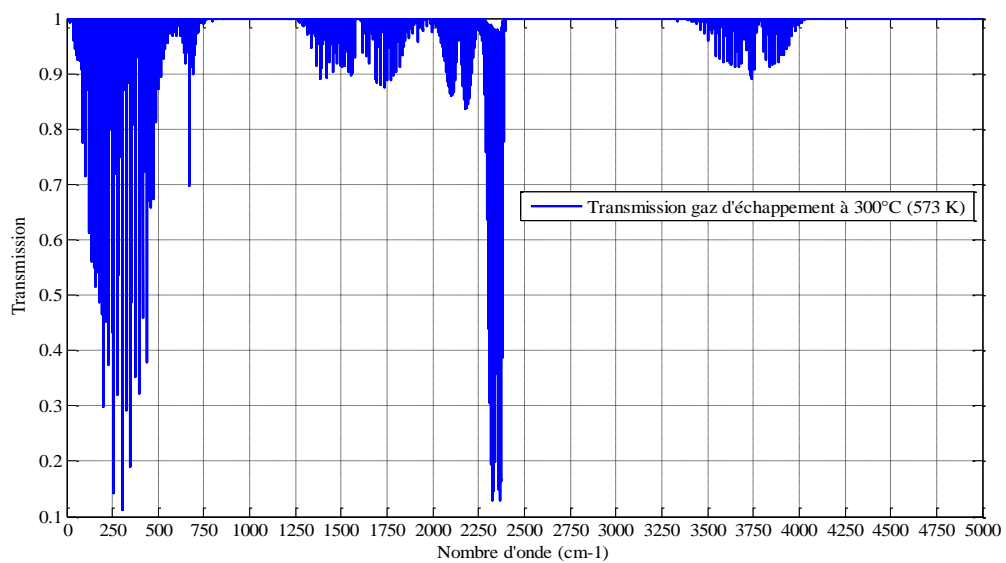


Figure (I-37) : Transmission du gaz d'échappement.

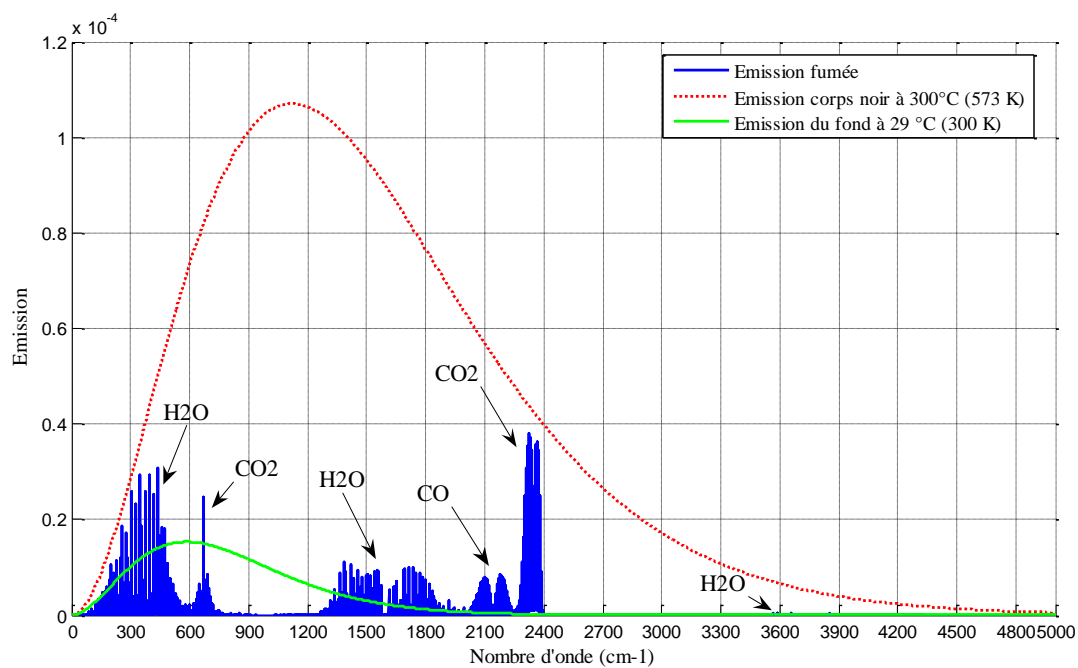


Figure (I-38) : Emission fond à 29°C, fumée à 300°C, et CN à 300°C.

La figure (I-38) montre l'émission du mélange du gaz d'échappement (fumée) à 573 K, avec l'émission du corps noir à 573 K et l'émission du fond à 300 K.

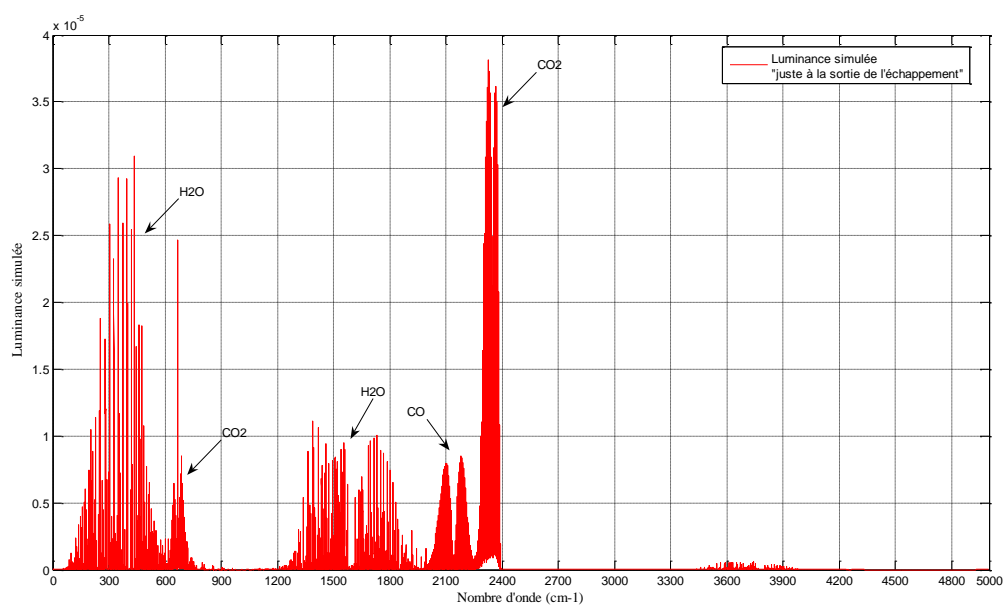


Figure (I-39) : Luminance simulée juste à la sortie de l'échappement.

On constate que l'émission du CO₂ n'est pas absorbée en faisant la mesure juste à la sortie de l'échappement.

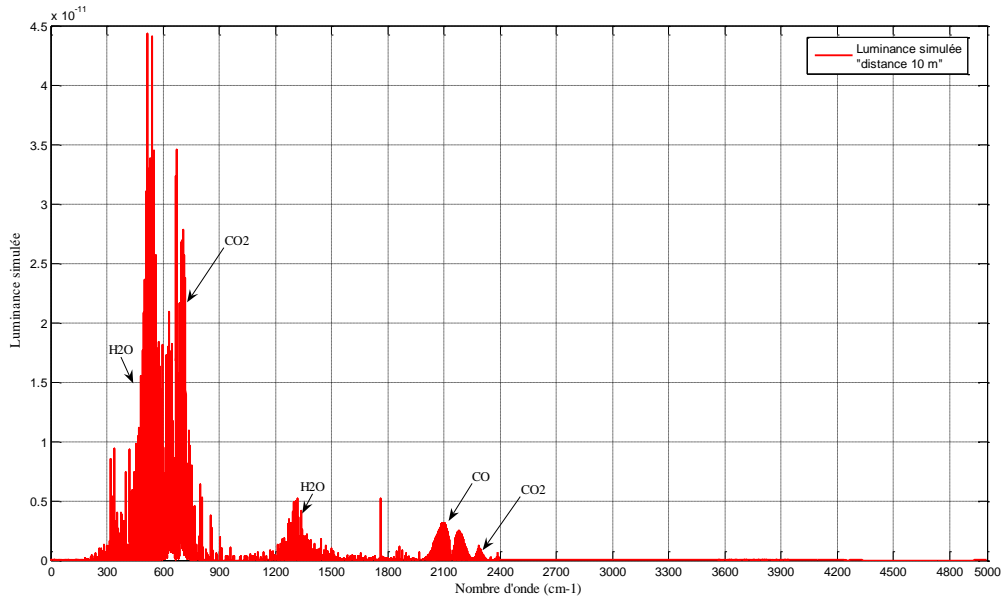


Figure (I-40) : Luminance simulée à une distance de 10 m du panache.

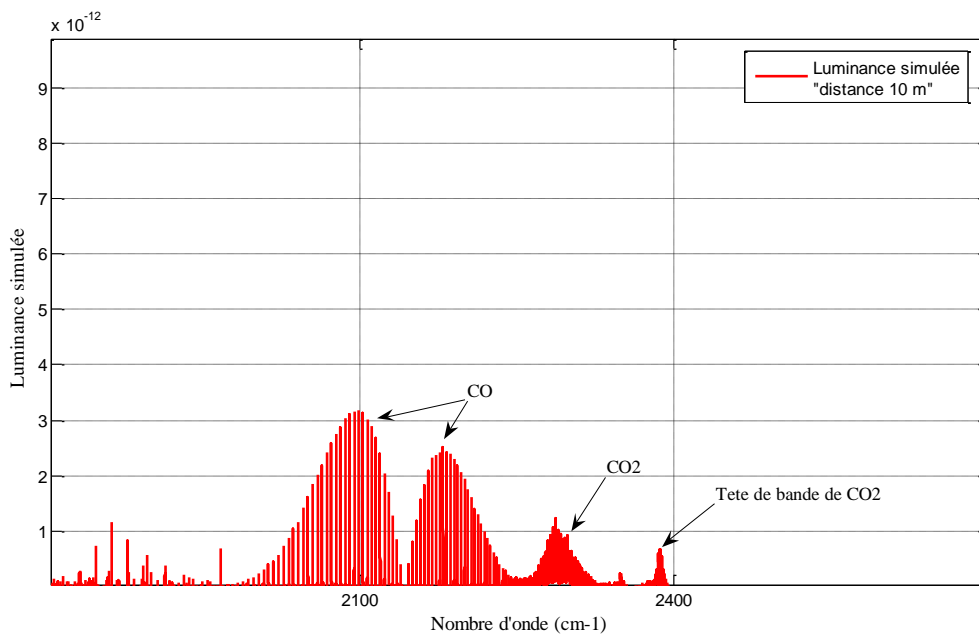


Figure (I-41) : Grandissement luminance simulée à une distance de 10 m du panache.

On constate que l'émission du CO₂ est absorbée très rapidement (10 m) sauf la zone (2380-2400) appelée tête de bande. En effet les raies de cette bande n'apparaissent qu'avec l'élévation de température au dessus de 300 K et ne sont pas absorbés par le CO₂ à 300 K de l'atmosphère.

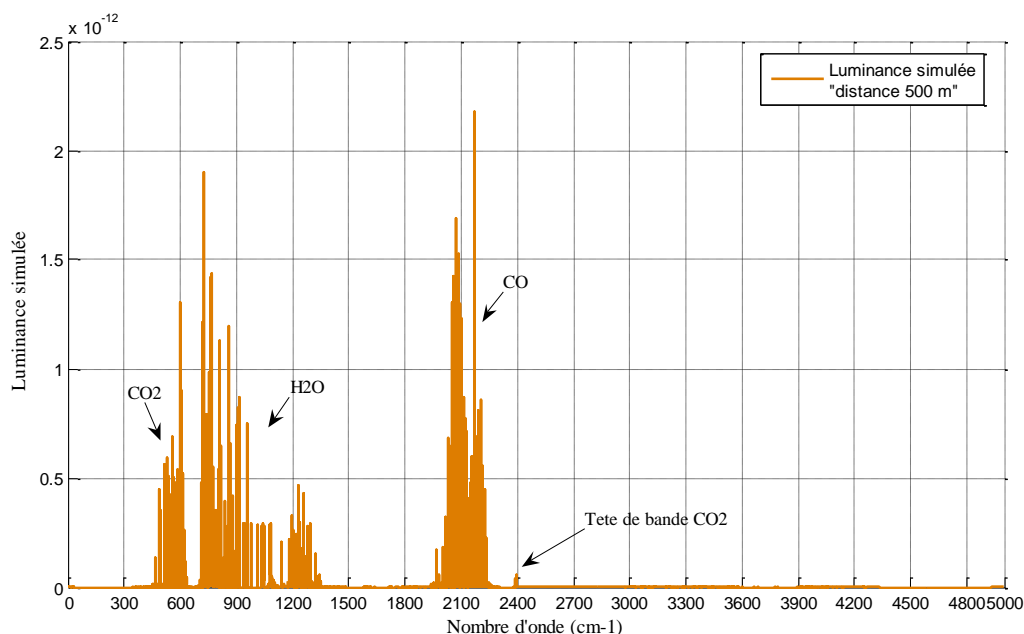


Figure (I-42) : Luminance simulée à une distance de 500 m du panache.

On constate que, à 500m, l'émission du CO_2 n'est plus discernable sauf l'émission de la « tête de bande » dont les raies n'existent pas à température ambiante. Ces raies ne sont donc pas absorbées par l'atmosphère.

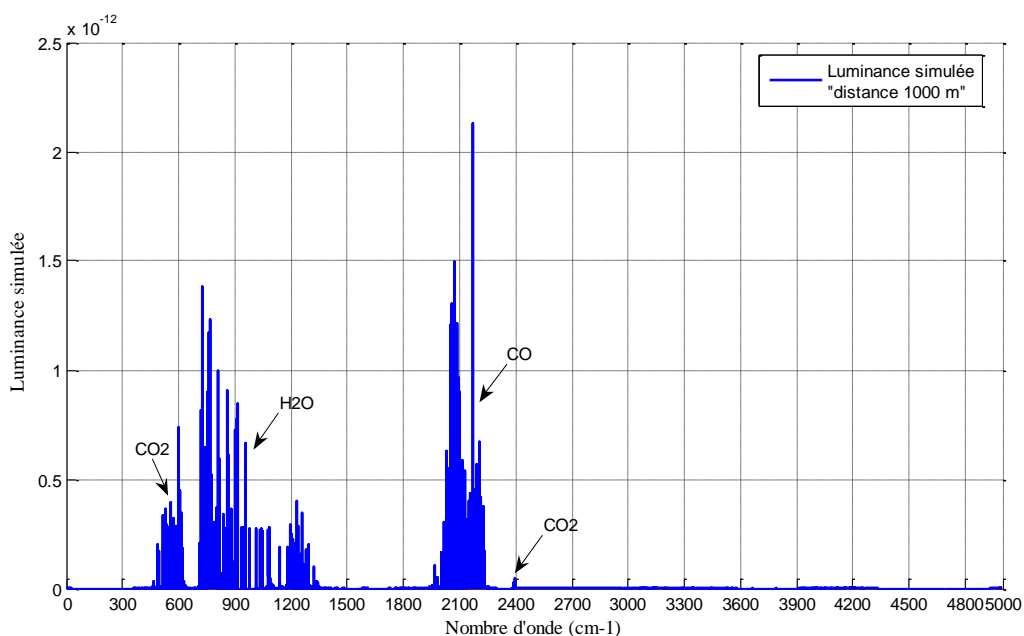


Figure (I-43) : Luminance simulée à une distance de 1000 m du panache.

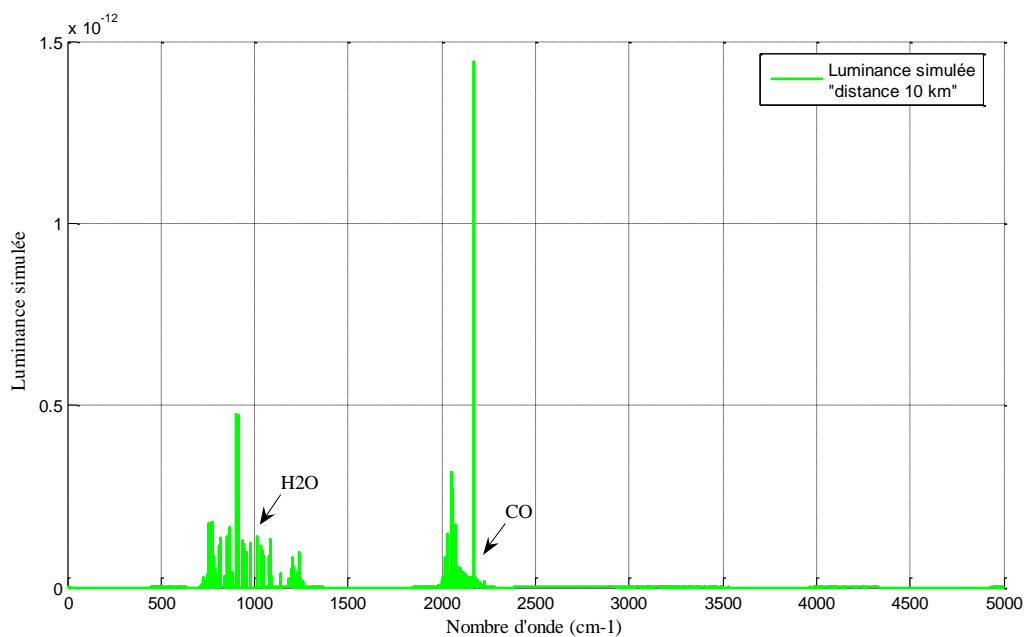


Figure (I-44) : Luminance simulée à une distance de 10 km du panache.

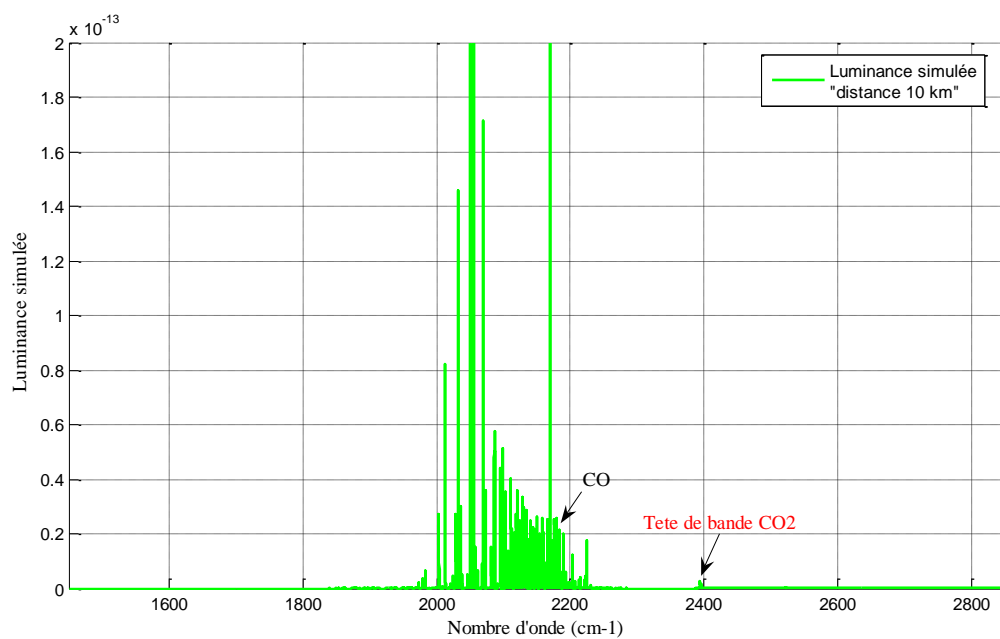


Figure (I-45) : Grandissement luminance simulée à une distance de 10 km du panache.

Les figures (I-36) montrent la transmission de l'atmosphère sur 10m, 500 m, 1000 m, et 10 km. On constate que l'émission est due principalement à CO_2 et H_2O .

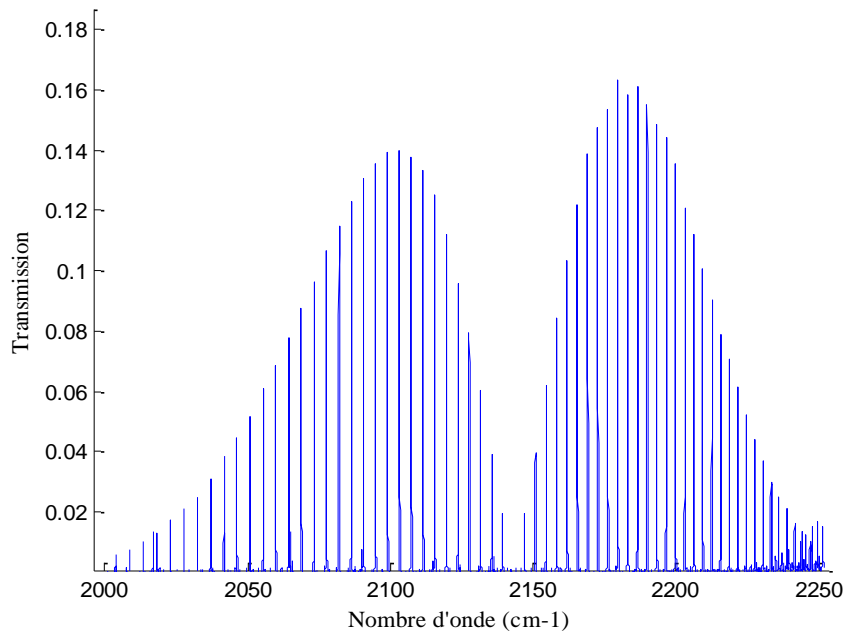


Figure (I-46) : Raies caractéristiques du monoxyde de carbone « CO ».

La simulation montre que, plus nous augmentons la distance de détection plus le dioxyde de carbone (CO_2) est absorbé par l'atmosphère, par contre le monoxyde de carbone (CO) reste visible (figure (I-42)).

Les raies de H_2O ne sont plus visibles. La contribution du CO devient majoritaire par rapport au CO_2 .

L'émission discernable est due uniquement au CO.

Comme à la distance de 1000 m, seule l'émission du CO chaud est visible.

Remarque : Explication de la transmission des raies de H_2O malgré l'absorption par l'atmosphère.

Nous avons vu au § 1.3.1 que la largeur d'une raie augmentait comme la racine de la température, ici l'atmosphère est à 300 K, l'échappement à 600K donc avec des raies 1,4 fois plus larges que la raie à 300K (figure (I-47)). Le profil de la raie transmise a donc la forme représentée à la figure (I-48).

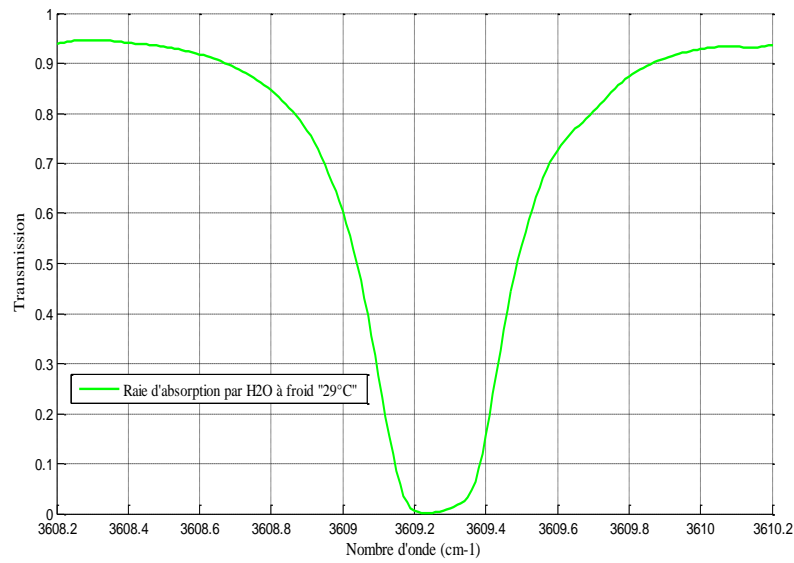


Figure (I-47) : Raie d'absorption par H₂O à froid 29°C.

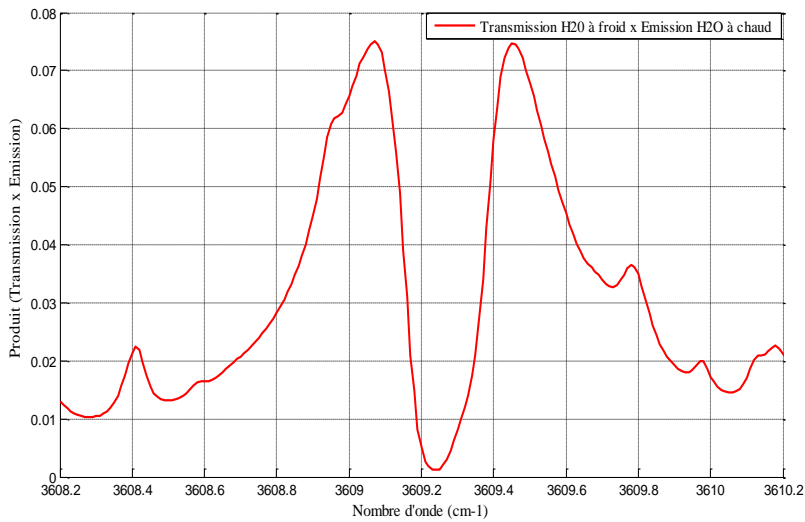


Figure (I-48) : Observation à une distance de 1 km.

Les ailes de raie apparaissent, c'est la raison pour laquelle H₂O et CO₂ apparaissent aux grandes longueurs d'onde, région où les raies sont distantes entre 1200 et 400 cm⁻¹ soit 8 μm – 25 μm. Mais cette région est d'une part plus difficile à observer, d'autre part l'observation dépend fortement du degré hygrométrique.

1.9.3 Conclusion

La simulation montre d'abord dans le cas de gaz d'échappement assez chauds (300°C) que le fond (montagne, forêt, ciel, mer) n'a pas d'influence sensible.

Contrairement à ce que de prime abord on pourrait penser ce ne sont pas les constituants essentiels des gaz d'échappement, c'est-à-dire H₂O et CO₂, qui sont détectables. L'émission de ces gaz chauds est en fait absorbée au bout de quelques dizaines de mètres par ces même gaz froids.

C'est donc les raies des gaz chauds émis n'existant pas naturellement dans l'atmosphère qui seront détectables à distance. C'est le cas du monoxyde de carbone CO.

Chapitre II

Optimisation de la télédétection passive des gaz

Introduction

La présence de l'atmosphère entre la source de rayonnement et le capteur, perturbe la télédétection des gaz.

L'énergie infrarouge émise est affaiblie sur tout l'étendue du spectre par la diffusion sur les particules et aérosols et d'une façon presque négligeable dans l'infrarouge par la diffusion RAYLEIGH sur les gaz. Par ailleurs, les gradients thermiques et les turbulences créent des inhomogénéités d'indice de réfraction de l'air qui tendent à dégrader la qualité de l'imagerie.

Enfin, l'atmosphère ajoute son rayonnement propre dû aux particules et aux gaz.

Le phénomène d'atténuation est le plus gênant en pratique lors de la mesure, car il entache celle-ci d'une erreur systématique qui dépend de la longueur d'onde de travail, de la bande spectrale utilisée, de la distance d'observation et des conditions météorologiques (figure (II-1)).

Transmission du rayonnement optique à travers l'atmosphère. Elle dépend de trois phénomènes principaux :

- L'absorption propre par les constituants gazeux de l'atmosphère que nous étudions ici, et leur émission propre avec un facteur d'absorption k_λ en m^{-1} .
- L'absorption d'un rayonnement par diffusion sur les particules qu'il contient, molécules ou aérosols. Dans cette étude, c'est un phénomène secondaire atténuateur décroissant proportionnellement à $1/\lambda^4$. Nous n'en tiendrons pas compte car dans l'infrarouge (λ grand) ce phénomène devient négligeable dans une atmosphère standard peu dense en molécules de gaz et de particules.
- L'émission des masses de gaz absorbantes rayonnent comme un corps sélectif à la température locale T avec une luminance. (ϵ_{gaz} a été défini au § 1.3.2.2).

$$L_{\lambda,T} = \epsilon_{gaz,\lambda,T} C L_{\lambda,T}^0 \quad (2.1)$$

Fenêtre atmosphérique :

En pratique, lorsque le rayonnement traverse de grandes épaisseurs d'atmosphère, il apparaît des bandes d'absorption totale dues à la présence de vapeur d'eau et de gaz carbonique.

Inversement et c'est ce qui permet les applications pratiques dans l'infrarouge, c'est l'existence d'un certain nombre d'intervalles transparents, ou « fenêtres de transmission », c'est-à-dire de bandes spectrales à l'intérieur desquelles l'absorption par la vapeur d'eau est très faible.

Ces « fenêtres » sont situées aux intervalles de longueurs d'ondes :

0,4 à 1 μm - 1,2 à 1,3 μm - 1,5 à 1,8 μm - 2,1 à 2,5 μm - 3 à 5 μm - 8 à 13 μm ... (figure (I-25)).

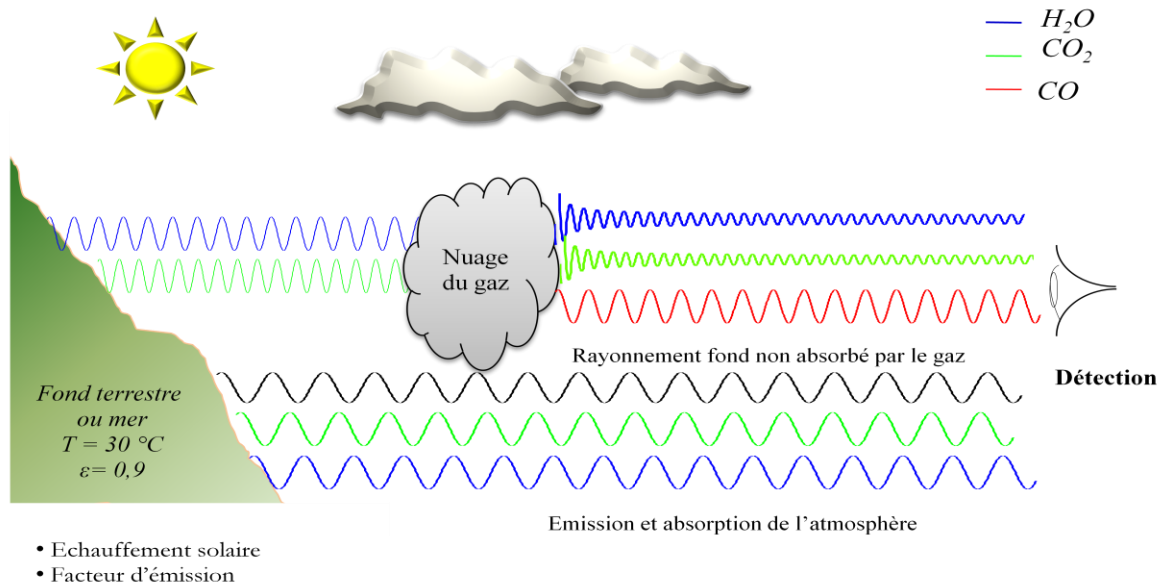


Figure (II-1) : Turbulence atmosphérique et atténuation du rayonnement.

On peut aussi utiliser une caméra mesurant le rayonnement total, mais il faudra tenir compte du facteur d'atténuation total qui variera fortement avec le degré hygrométrique de l'atmosphère.

En effet l'air humide agit comme un écran pour une partie du rayonnement infrarouge. Ainsi l'atmosphère possède généralement une atténuation plus élevée en été qu'en hiver, car la masse de vapeur d'eau dans 1m^3 y est plus grande. Par conséquent, dans de bonnes conditions météorologiques, une caméra thermique, à degré hygrométrique égal, voit « plus loin » en hiver qu'en été.

Pour quantifier la concentration de gaz une voie possible consiste à mesurer l'atténuation d'un faisceau lumineux dans les régions spectrales où les gaz possèdent des raies d'absorption. Ces raies sont dues aux vibrations des molécules. Les bandes fondamentales de ces gaz du moins celles, de fortes intensités, sont observées dans l'infrarouge (IR) moyen pour des longueurs d'onde comprises entre 2 et $5\mu\text{m}$ (figure (II-2)).

La région spectrale 2 à $5\mu\text{m}$ (5000 cm^{-1} - 2000 cm^{-1}) appelée aussi bande II apparaît, comme nettement plus intéressante que les autres bandes pour les raisons suivantes :

- les raies d'absorption des gaz y sont plus intenses que dans le domaine des courtes longueurs d'onde ;
- l'absorption parasite par la vapeur d'eau est très localisée ;
- les raies d'absorption de chaque gaz ne se recouvrent pas ou peu, de sorte qu'il est aisé de les différencier les uns des autres (figure (II-2)).

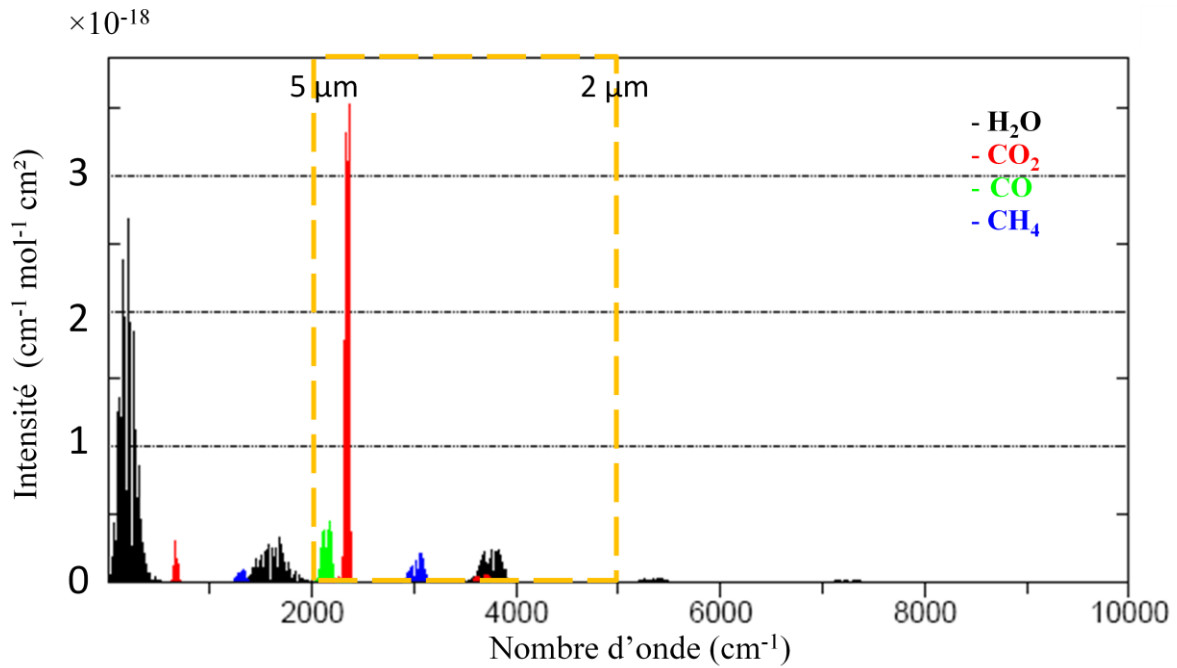


Figure (II-2) : Absorption de différents gaz simulée avec la base HITRAN.

Pour détecter un gaz, on choisit une des bandes d'absorption-émission de ce gaz. Nous allons utiliser plusieurs filtres temporels ou optiques pour optimiser la détection ce gaz. Optimiser revient à augmenter le rapport du signal utile sur le bruit. Pour une caméra donnée, augmenter ce rapport d'un facteur x permet soit d'augmenter la distance de détection d'un facteur \sqrt{x} , soit de diminuer la masse de gaz détectable par un facteur x .

Nous allons étudier ces différents moyens :

2.1 Analyse dans le temps d'une source

2.1.1 Filtrage temporel sur une source alternative

2.1.1.1 Principe

Le principe de base consiste à faire l'analyse fréquentielle sur chaque pixel en fonction du temps. On peut alors trier les pixels en fonction de leur fréquence. Eliminer les pixels ayant une très basse fréquence, revient alors à éliminer pratiquement les objets fixes ou les jets continus.

Dans le cas des moteurs cycliques la fréquence est relativement constante dans le temps. On peut alors faire une analyse fréquentielle avec une bonne sélectivité.

Notre application a consisté à filmer la sortie du pot d'échappement d'une voiture doté d'un moteur quatre cylindres en ligne à quatre temps (régime 4200 tr/min, puissance 5 CV) en faisant

varier la vitesse de rotation (tr/min) du moteur du ralenti 760 tr/min (12.5 Hz) à 4000 tr/min (65 Hz).

La détection a été réalisée sur deux espèces gazeuses résultant de la combustion :

- Le dioxyde de carbone (CO_2),
- Le monoxyde de carbone (CO).

Les vitesses de rotation suivantes : 760, 1200, 1600, 2000, 2500, 3000, 4000 tr/min ont été choisies pour les mesures.

La figure (II-5) représente les fréquences du jet de gaz de l'échappement obtenues en fonction de la vitesse de rotation du moteur en plaçant devant le détecteur de la caméra infrarouge un filtre optique centré à $\lambda=4.26 \mu\text{m}$. A cette longueur d'onde il y a une très forte absorption et donc émission du dioxyde de carbone (CO_2).

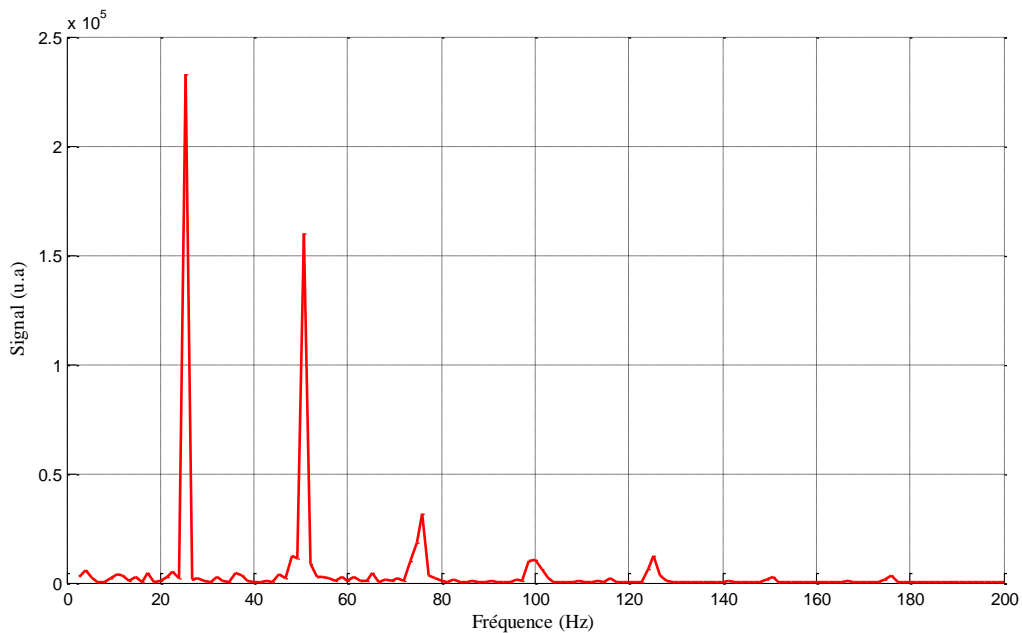


Figure (II-3) : Spectre temporel de l'échappement à 760 tr/min (12.5 Hz) moteur essence 4 cylindres.

Le spectre de suivi temporel représenté à la figure (II-3), présente une fréquence fondamentale à 25 Hz.

Le moteur de la voiture est en ligne ce qui a pour conséquence que la moitié des pistons est en opposition de phase avec l'autre moitié des pistons (figure (II-4)). Il y a donc pour l'échappement un doublement de la fréquence de rotation du moteur qui est de 12.5 Hz.

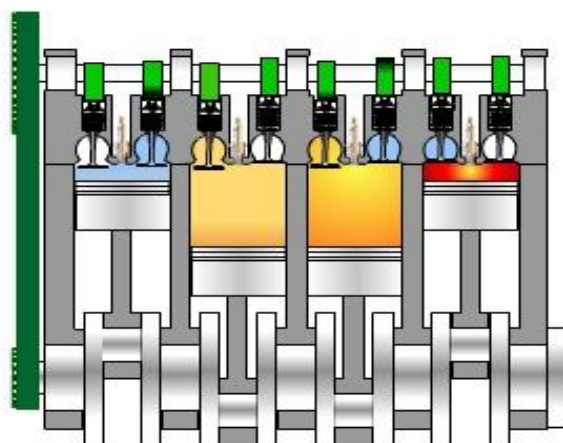


Figure (II-4) : Moteur 4 cylindres en ligne.

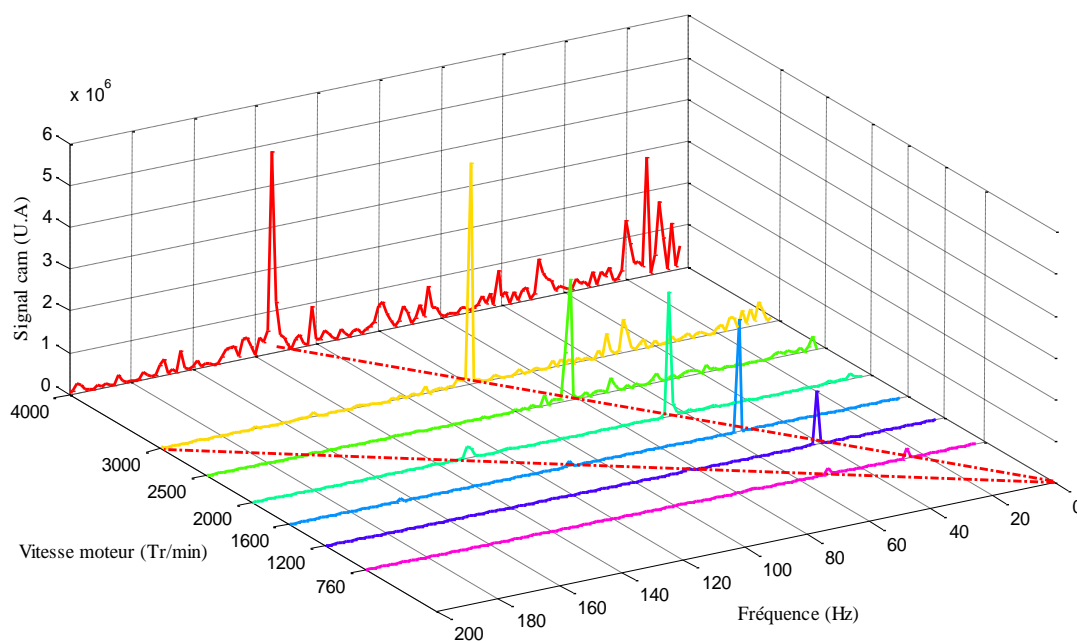


Figure (II-5) : Spectres temporels du CO₂ en fonction du régime moteur.

En normalisant le pic de plus grande intensité, on peut mieux comparer ces spectres.

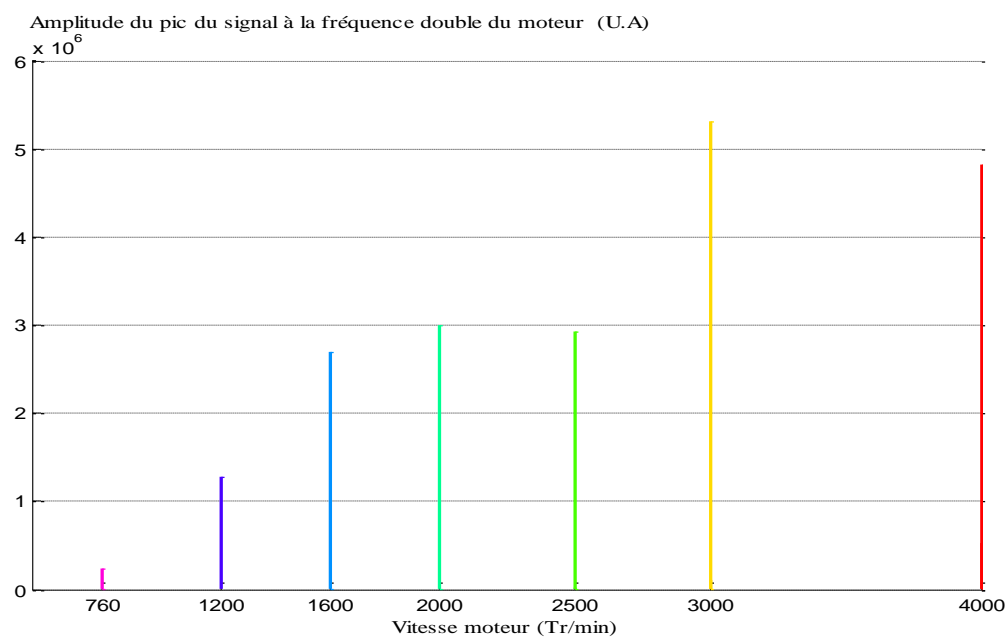


Figure (II-6) : Pic maximum du CO₂ en fonction de la vitesse de rotation.

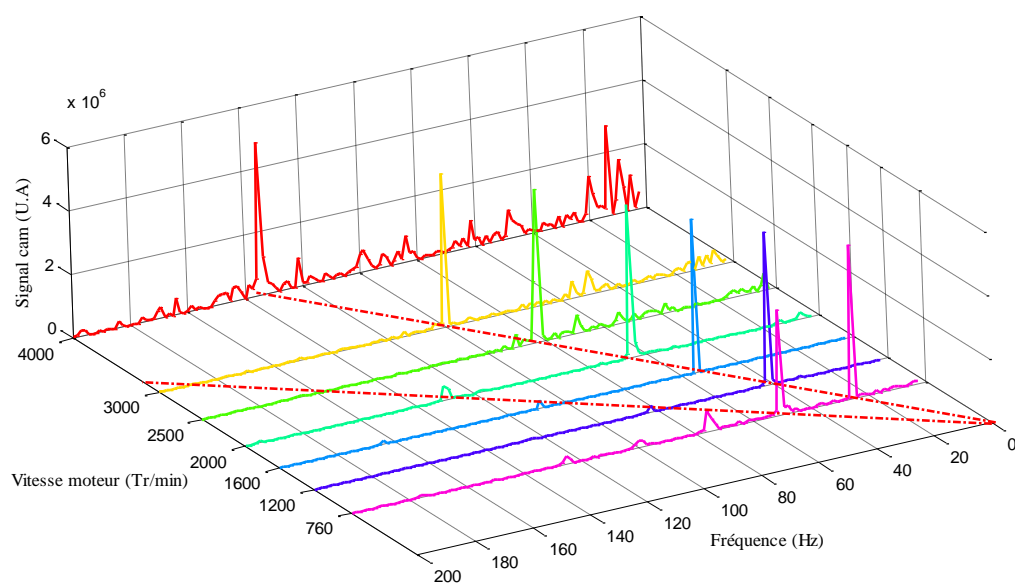


Figure (II-7) : Comparaison des spectres du CO₂ en normalisant sur les pics de plus grandes intensités.

Sur cette dernière représentation les harmoniques sont importants au ralenti à 760 tr/min (figure (II-3)) et s'atténuent lorsque la vitesse de rotation augmente.

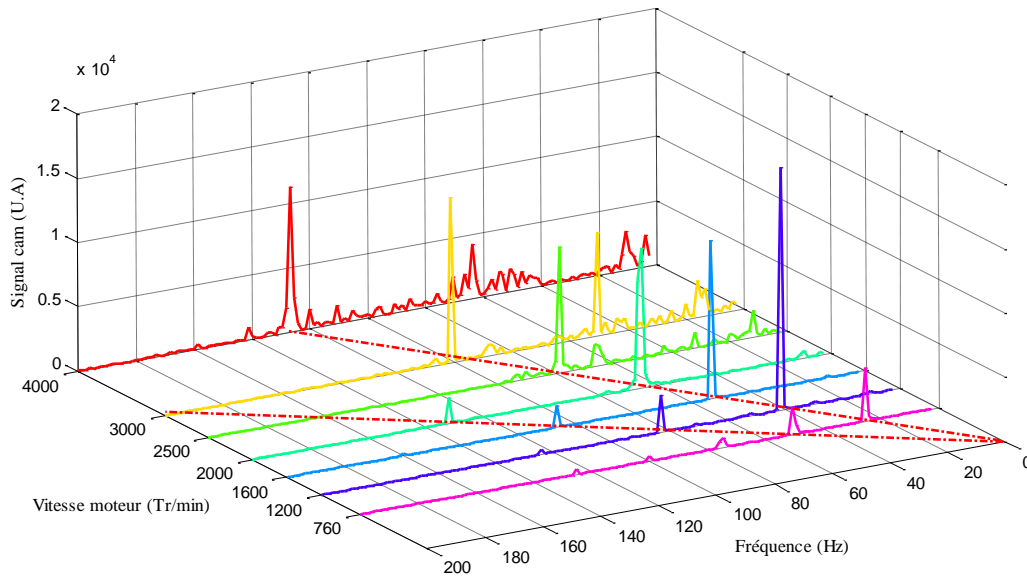


Figure (II-8) : Spectres temporels du CO en fonction du régime moteur.

On constate que contrairement au CO_2 la production de CO n'est pas une fonction monotone de la puissance.

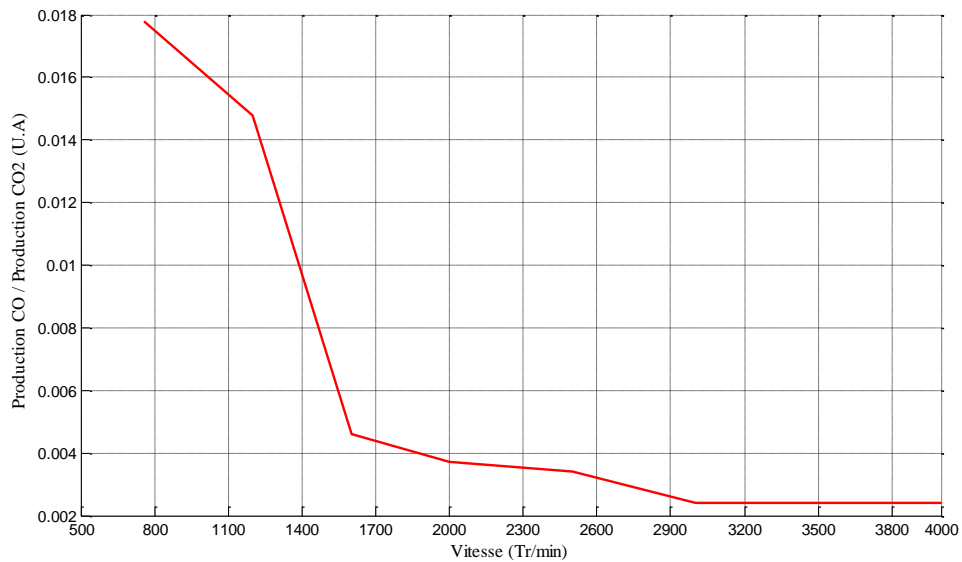


Figure (II-9) : Production de CO par rapport CO₂ en fonction du régime moteur.

Cette courbe traduit la qualité de la combustion en fonction du régime moteur. La combustion semble optimisée à 2500 Tr/min.

2.1.2 Détection d'une source cyclique dans un paysage

Une forte proportion des sources de gaz sont cycliques, que ce soit la respiration ou l'échappement d'un moteur. Un échappement continu peut d'ailleurs aussi générer des oscillations de relaxation à une fréquence bien déterminée, un exemple bien connu est celui des tourbillons de KARMANN. Une source continue peut donc aussi être discernable par filtrage temporel passe haut dans un paysage par nature fixe.

Nous avons observé simultanément les échappements de deux voitures. Pour l'une, le moteur était au ralenti à 800 tr/min, pour l'autre la vitesse de rotation était maintenue constante à 1500 tr/min.

Sur la figure (II-10a) on observe difficilement les deux échappements bien que l'image soit filtrée optiquement à la longueur d'onde d'émission du CO₂.

En traçant une ligne passant par les deux pots, on repère bien les deux pics d'émission mais, les formes des voitures nous ont permis de placer rapidement cette ligne.

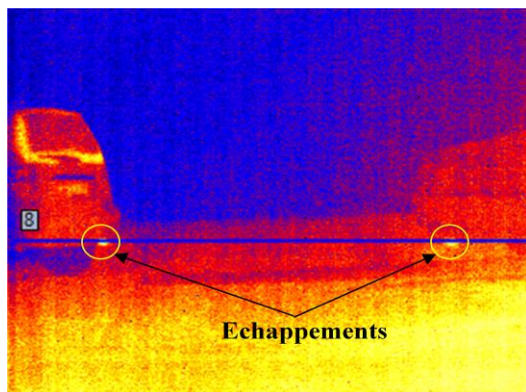


Figure (II-10 a): Image filtrée à λ_1 des deux voitures ($\lambda_1 = 4,26 \mu\text{m}$).

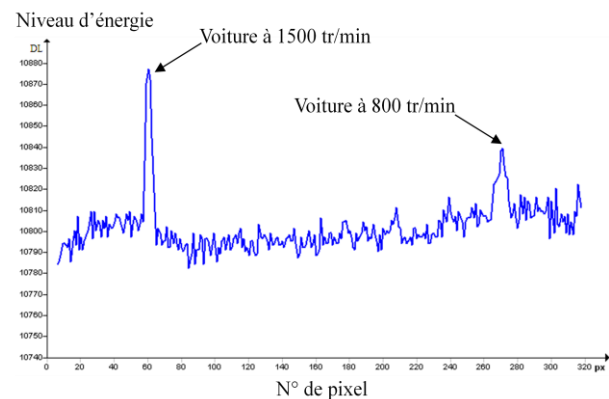


Figure (II-10 b): Niveaux de luminance sur la ligne passant par les deux pots d'échappement.

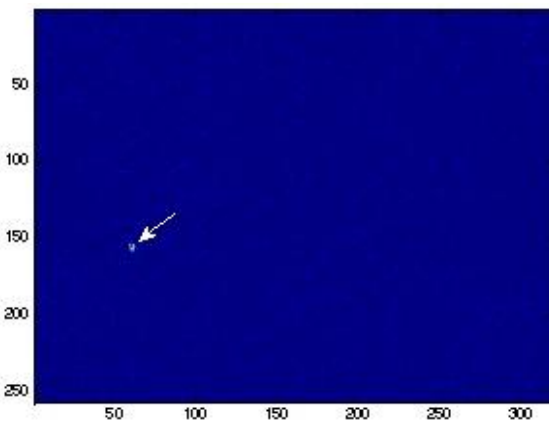


Figure (II-10 c) : Position dans la scène de la voiture tournant à 1500 tr/min.

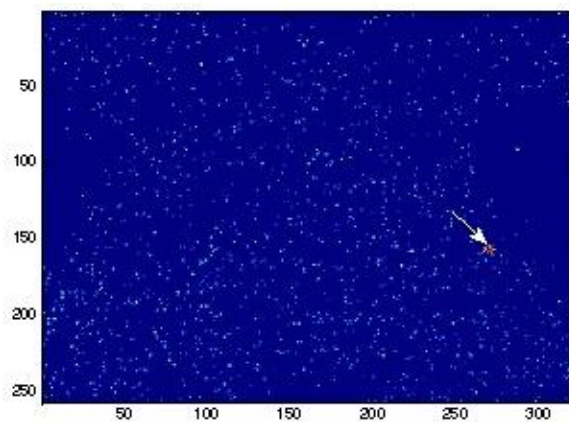


Figure (II-10 d) : Position dans la scène de la voiture au ralenti à 800 tr/min.

La flèche indique la position dans le paysage du pot d'échappement.

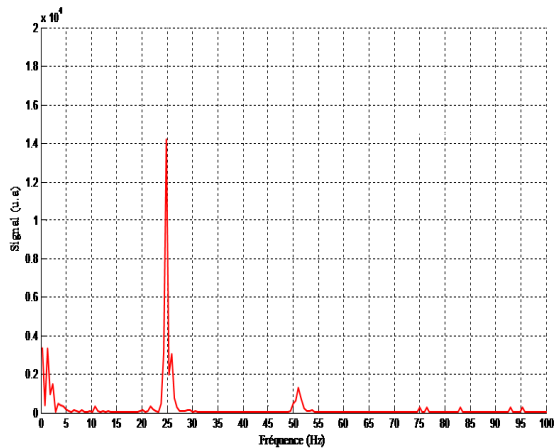


Figure (II-11) : Spectre en fréquence de l'émission de la voiture tournant à 1500 tr/min.

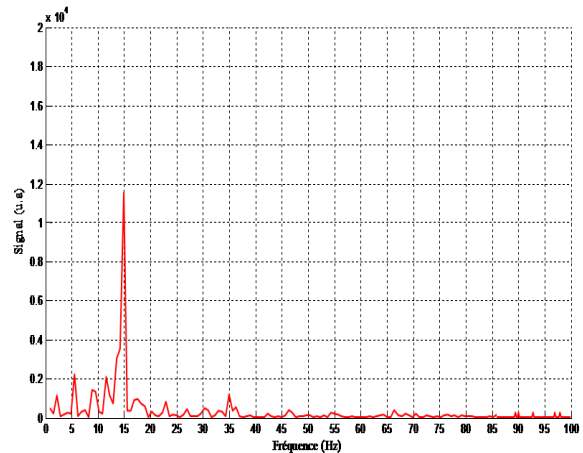


Figure (II-12) : Spectre en fréquence de l'émission de la voiture tournant à 800 tr/min.

Il est donc intéressant dans un paysage de détecter ces sources en rajoutant un critère de fréquence en suivant chaque pixel dans le temps.

L'image (figure (II-10 a)) devient alors les figures (II-10 c) et (II-10 d), on repère les fréquences des 2 moteurs, l'une au ralenti à 800 tr/min (15 Hz) l'autre à 1500 tr/min (25 Hz) sur le spectre en fréquences temporelles des deux pots d'échappement.

Les figures (II-11) et (II-12) montrent l'analyse spectrale des 2 pixels correspondants aux deux pots d'échappement.

2.1.3 Détection d'une source fixe fluctuant de façon incohérente dans le temps

Nous avons développé un logiciel permettant de marquer les pixels de l'image correspondants à des fluctuations.

Soit le pixel $X_k(i,j)$ de la k ième image et aux coordonnées i,j . Nous allons additionner les valeurs absolues des différences entre deux images successives, entre la 1^{ère} image et la N ^{ème} de la séquence.

On calcule :

$$X(i,j) = \sum_{k=1}^{k=N} |X_{k+1} - X_{k-1}| + \sum_{k=1}^{k=N} k_{\text{bruit élémentaire}}$$

Les points fluctuants deviennent de plus en plus visibles quand N augmente. Pour les points fixes $X(i,j) = \sum_{k=1}^{k=N} k_{\text{bruit élémentaire}}$.

Nous voyons apparaître les zones turbulentes.

Le bruit (bruit blanc incohérent) sur l'image finale se moyenne,

$$\text{et } \sum_{k=1}^{k=N} k_{\text{bruit elementaire}} \rightarrow 0 \quad \text{quand } N \rightarrow \infty.$$

Prenons comme exemple une scène dans laquelle se trouve un pot d'échappement d'une voiture dont le moteur tourne à 4000 tr /min, en filtrant le jet d'échappement avec un filtre optique interférentiel qui laisse passer que le dioxyde de carbone ($\lambda=4,26 \mu\text{m}$) et en faisant le traitement avec le logiciel, on obtient les résultats (figure (II-14) et figure (II-15)).

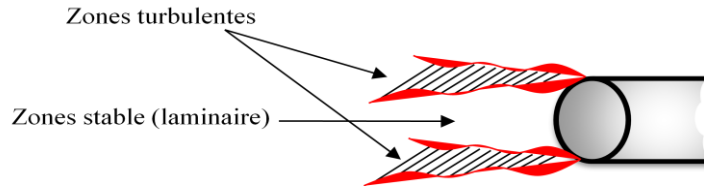


Figure (II-13) : Jet de gaz avec une partie laminaire et bords turbulents.

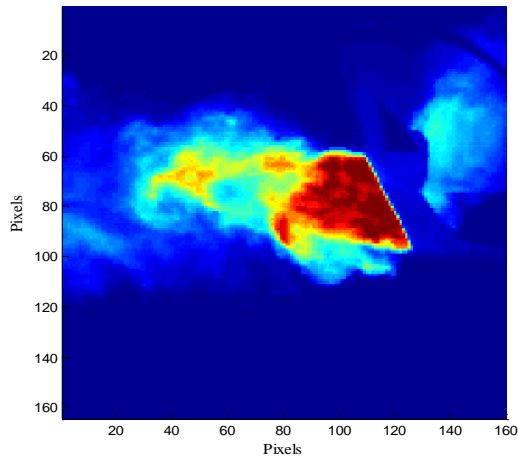


Figure (II-14a) : Jet de CO₂ avant traitement.

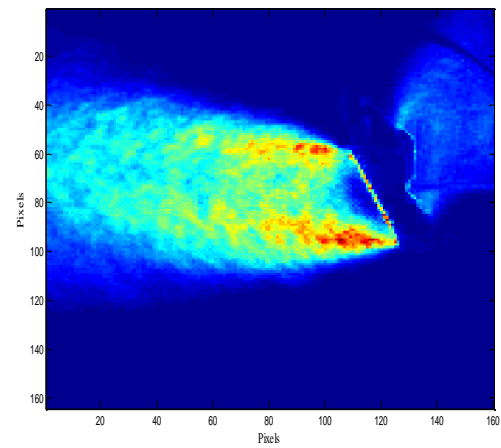


Figure (II-14b) : Jet de CO₂ après traitement.

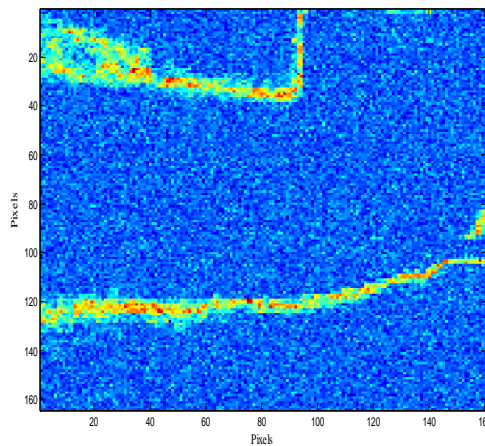


Figure (II-15) : Jet de CO₂ après traitement sur 500 images.

Notre système de vision est donc efficace pour détecter dans une scène complexe fixe un jet en mouvement.

La figure (II-14 a) montre l'échappement d'une voiture observé à distance à travers le filtre centré à $\lambda = 4,26 \mu\text{m}$.

En utilisant le traitement présenté au dessus on obtient au bout de 500 images la figure (II-14b) qui montre les zones où l'écoulement présente des tourbillons.

Pour montrer l'intérêt du traitement nous avons bruité les images de la séquence avec un bruit qui vaut 100 fois le bruit propre de la caméra IR, c'est-à-dire qu'on a gagné un facteur 10 sur la distance de détection, ce qui est équivalent à observer à une distance plus grande. On obtient la figure (II-15). La zone détectée bouge ceci est certainement dû à la structure du bruit comparée à la structure de la zone turbulente qui est aussi un bruit.

2.1.4 Conclusion sur l'analyse temporelle de la scène

Le spectre en fréquence temporelle avec ses harmoniques caractérise l'échappement. L'analyse de ce spectre permet alors de mieux comprendre les effets dans le pot d'échappement et en faisant le rapport de l'émission de CO sur celle de CO₂ de quantifier à distance la qualité de la combustion.

Enfin dans un paysage complexe, l'analyse fréquentielle permet de situer la position des sources cycliques en éliminant le fond immobile, les frémissements des feuilles etc.

Ce traitement en fréquence permet de détecter une source cyclique avec un gain de x en luminance, le rapport signal sur bruit étant amélioré d'un facteur 16, le véhicule peut alors être détecté à une distance $\sqrt{16}$ fois plus grande.

Pour une source aléatoire, par exemple une fuite, l'analyse image par image permet de visualiser les écoulements turbulents.

Enfin si la source n'est pas fixe ou la caméra n'est pas fixe un logiciel de suivi de cible comme le Motiontrack que nous avons utilisé (§ 1.8.2) permet de se placer dans le cas précédent source fixe caméra fixe.

2.2 Filtrage optique

Nous allons étudier l'efficacité de différents filtrages optiques en prenant comme référence le signal obtenu en prenant toute la bande passante du détecteur.

2.2.1 Sans filtre

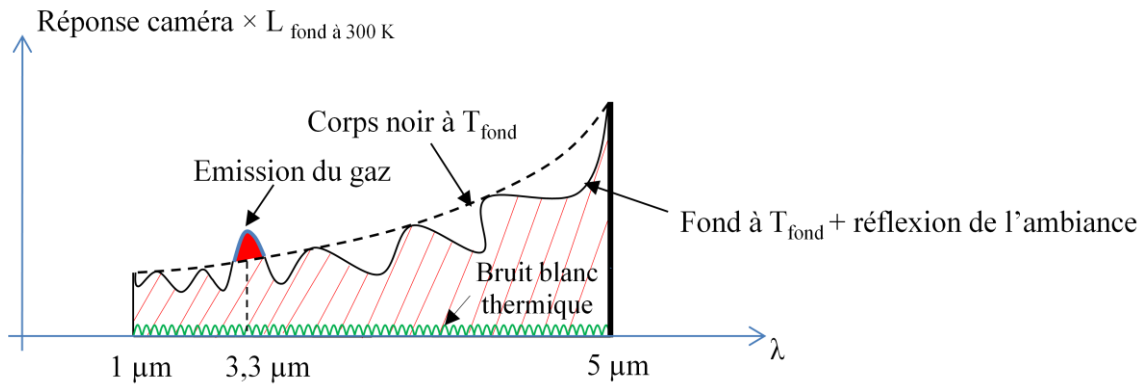


Figure (II-16) : Spectre de la bande totale mesurée par la caméra.

La figure (II-16) représente la réponse de la caméra infrarouge qui est comprise entre 1 et 5 μm , multipliée par la luminance du fond et son facteur d'émission ϵ_λ .

$$R_{\text{caméra}} \times L_{\text{fond}} \times \epsilon_\lambda + \text{contribution gaz} \quad (2.2)$$

$$\text{Contraste} = \frac{\text{Contribution gaz}}{\int R_{\text{caméra}} \times L_{\text{fond}} \times \epsilon_\lambda d\lambda + \int_0^{\text{cst}} \text{bruit thermique} d\lambda} \quad (2.3)$$

Nota : Le terme en rouge varie avec la température du fond (cf. équation de transfert 1.22).

2.2.2 Filtre à température ambiante

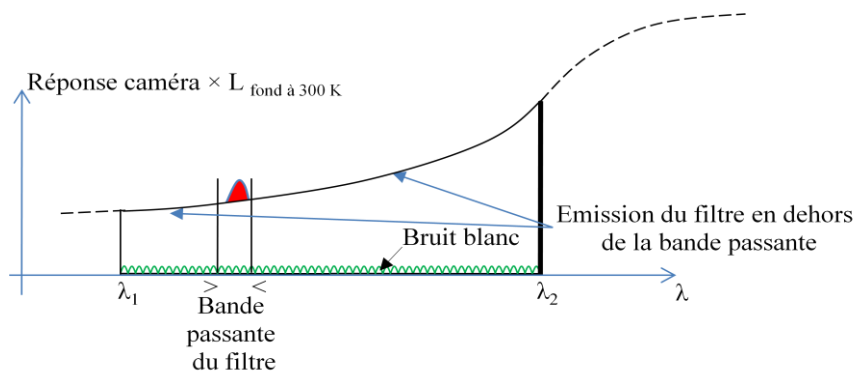


Figure (II-17) : Filtre chaud.

La figure (II-17) montre que la bande passante du filtre permet d'éliminer tout ce qui est en dehors de cette zone sauf le bruit.

$$\text{Donc : Contraste} = \frac{\text{Contribution gaz}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{\text{caméra}} \times L_{\text{fond}} \times \epsilon_\lambda d\lambda + \int_0^{\text{cst}} \text{bruit} d\lambda} \quad (2.4)$$

Nota : le terme en dehors de la bande passante du filtre est constant contrairement au cas sans filtre.

Comparons sur les images (figure (II-18) et figure (II-19)) :



Figure (II-18) : Sans filtre.



Figure (II-19) : Avec filtre CO₂.

On constate que le souffle est maintenant visible.

On remarque la netteté de l'image sans filtre (temps de pose 4,3 ms) et le bruit qui apparaît sur l'image filtrée (temps de pose 4,3 ms) mais on voit le gaz.

2.2.3 Filtre froid

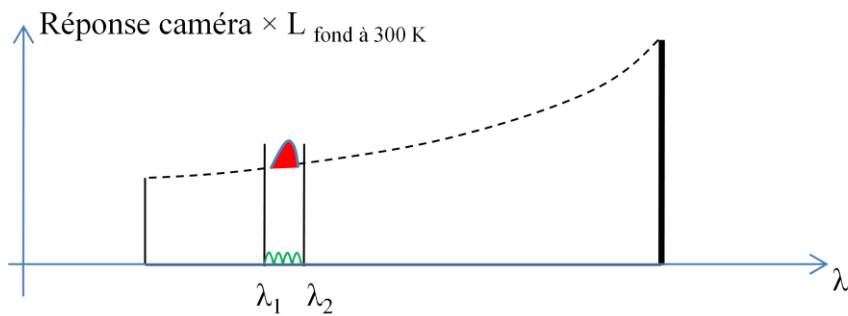


Figure (II-20) : Filtre froid.

Grace au filtre froid on peut éliminer le bruit en dehors de la bande passante (figure (II-20) et le contraste devient :

$$\text{Contraste} = \frac{\text{Contribution gaz}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \text{bruit thermique } d\lambda + \text{résidu (filtre imparfait)}} \quad (2.5)$$

Le filtre réel est peu différent du filtre numérique, cela veut dire qu'il y a toujours un résidu qui représente cette petite différence entre les deux filtres figure (II-29).

Le contraste s'améliore du facteur :

$$\frac{\int_{1\mu m}^{5\mu m} R_{caméra} L_{\lambda, T_{caméra}}^0 d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{caméra} \tau_{filtre} L_{\lambda, T_{caméra}}^0 d\lambda} \quad (2.6)$$

Remarque : Ce facteur est de l'ordre de 10.

L'intérêt principal est de ne pas saturer la caméra si on utilise un temps de pose élevé, ce qui permet d'avoir une meilleure sensibilité (facteur de l'ordre de 5).

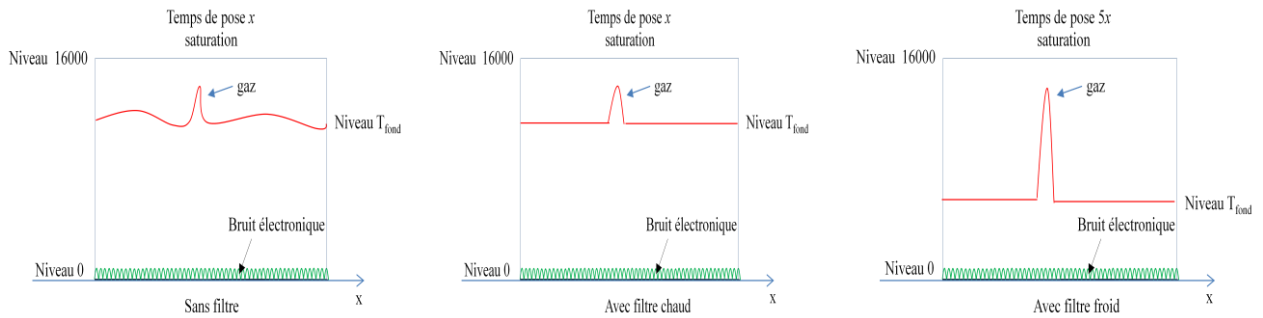


Figure (II-21) : Ligne visée avec 3 types de filtres.

2.3 Comparaison filtre réel et filtre idéal

2.3.1 Filtre idéal «Notch»

Un filtre idéalement adapté au gaz étudié pourrait être réalisé avec une cuve d'épaisseur variable contenant ce gaz. En faisant la différence entre une image réalisée avec ce filtre absorbant et une image sans ce filtre on obtient une image idéalement filtrée.

Nous allons faire une étude comparative.

Dans cette partie de notre étude on veut calculer le contraste pour différents filtres et voir avec lequel on a le meilleur contraste.

Tout d'abord on calcule l'intégrale de la luminance de la fumée de (4 μ m - 5 μ m) en prenant l'exemple de la fumée de l'échappement pris dans la simulation (§ 1.9.1) :

$$A_{\text{fumée}} = \int_{4\mu}^{5\mu} L_{\text{bateau}} d\lambda \quad (2.7)$$

Puis l'intégrale de la luminance fois le filtre.

$$B_{\text{fumée}} = \int_{4\mu}^{5\mu} L_{\text{bateau}} \cdot \text{Filtre} d\lambda \quad (2.8)$$

On fait le même calcul pour le fond :

$$A_{\text{fond}} = \int_{4\mu}^{5\mu} L_{\text{fond}} d\lambda \quad (2.9)$$

$$B_{\text{fond}} = \int_{4\mu}^{5\mu} L_{\text{fond}} \cdot \text{Filtre} d\lambda \quad (2.10)$$

Avec ces données on peut calculer le contraste :

$$\text{Contraste} = \frac{(A - B)_{\text{fumée}} - (A - B)_{\text{fond}}}{(A - B)_{\text{fond}}} \quad (2.11)$$

Puis on vérifie l'effet du bruit sur le contraste :

Le bruit a été estimé à :

$$Bruit = \frac{4 \times \left(\frac{\text{niveau de bruit}}{16000 - \text{offset}} \right) \times A_{fumée}}{(A - B)_{fond}} \quad (2.12)$$

$$\Delta_{Bruit} = \text{Contraste} - \text{Bruit} \quad (2.13)$$

Les caractéristiques de la caméra :

Niveau de bruit = 25 (Mesuré directement sur la caméra infrarouge).

Offset = 9800 (sans filtre froid).

Niveau maximum 16000.

On a changé l'épaisseur du filtre Notch (1 cm, 2 cm, et 5 cm), et puis on a pris un filtre réel (CO).

On a fait les calculs précédents pour les trois filtres et les résultats sont les suivants :

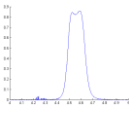
Mélange des gaz d'échappement sur un moteur Diesel (CO ₂ , H ₂ O, O ₂ , N ₂) (12%, 11%, 10%, 67%) à T = 300 °C	Filtre Notch 1000 mb Concentration 100 % T = 25°C			Filtre CO froid 
	Epaisseur			
	1cm	2cm	5cm	
$A_{fumée} = \int_{4\mu}^{5\mu} L_{bateau} d\lambda$	1.13 10 ⁻⁵	1.13 10 ⁻⁵	1.13 10 ⁻⁵	1.13 10 ⁻⁵
$B_{fumée} = \int_{4\mu}^{5\mu} L_{bateau} \cdot \text{filtre} d\lambda$	1.12 10 ⁻⁵	1.13 10 ⁻⁵	4.97 10 ⁻⁶	6.26 10 ⁻⁶
$A_{fond} = \int_{4\mu}^{5\mu} L_{fond} d\lambda$	2.74 10 ⁻⁷	2.74 10 ⁻⁷	2.74 10 ⁻⁷	2.74 10 ⁻⁷
$B_{fond} = \int_{4\mu}^{5\mu} L_{fond} \text{ Filtre} d\lambda$	2.74 10 ⁻⁷	2.74 10 ⁻⁷	2.08 10 ⁻⁷	3.48 10 ⁻⁸
$\text{Contraste} = A_{fumée} - A_{fond}$	1.10 10 ⁻⁵	1.10 10 ⁻⁵	1.10 10 ⁻⁵	1.10 10 ⁻⁵
$\Delta_{Bruit} = \text{Contraste} - \frac{4 \times \left(\frac{\text{niveau de bruit}}{16000 - \text{offset}} \right) \times A_{fumée}}{(A - B)_{fond}}$	-753.34	-1500	-2.76	-0.76
$X = (A - B)_{fumée}$	1.12 10 ⁻⁷	5.71 10 ⁻⁸	6.3810 ⁻⁶	5.09 10 ⁻⁶
$Y = (A - B)_{fond}$	2.43 10 ⁻¹⁰	1.22 10 ⁻¹⁰	6.63 10 ⁻⁸	2.4 10 ⁻⁷
$Z = (A - B)_{fumée} - (A - B)_{fond}$	1.12 10 ⁻⁷	5.7 10 ⁻⁸	6.31 10 ⁻⁶	4.85 10 ⁻⁶
Contraste = $\frac{Z}{Y}$	0,05 %	0.5 %	1 %	20 %

Tableau (II-1) : Résultats de calcul sur différents filtres.

Le filtre CO froid est plus efficace que le filtre NOTCH. Bien que la résolution soit idéale, le bruit en dehors de la zone d'intérêt (bruit qui est annulé dans un filtre froid) rend moins efficace ce type de filtrage.

2.4 Optique adaptative

Lorsqu'on observe une scène à distance le front d'onde est souvent très déformé par la turbulence thermique qui fait varier localement l'indice de l'air. Pour obtenir une image nette on reconstitue un front d'onde plan en faisant réfléchir (figure (II-22)) le front d'onde perturbé sur une multitude de miroirs élémentaire. Ces miroirs sont commandés de telle façon qu'un point à l'infini redonne l'image la plus ponctuelle possible. Ce point à l'infini peut être une étoile réelle ou une étoile artificielle créée par la rétrodiffusion d'un laser convergent sur un point donné de l'atmosphère.

En pratique l'image d'un point qui était diffuse à cause de la turbulence thermique est reconcentrée sur un point unique. Le gain en rapport signal sur bruit peut ainsi être augmenté d'un facteur très supérieur à 10. L'exemple ci-dessous montre le résultat obtenu sur une étoile double.

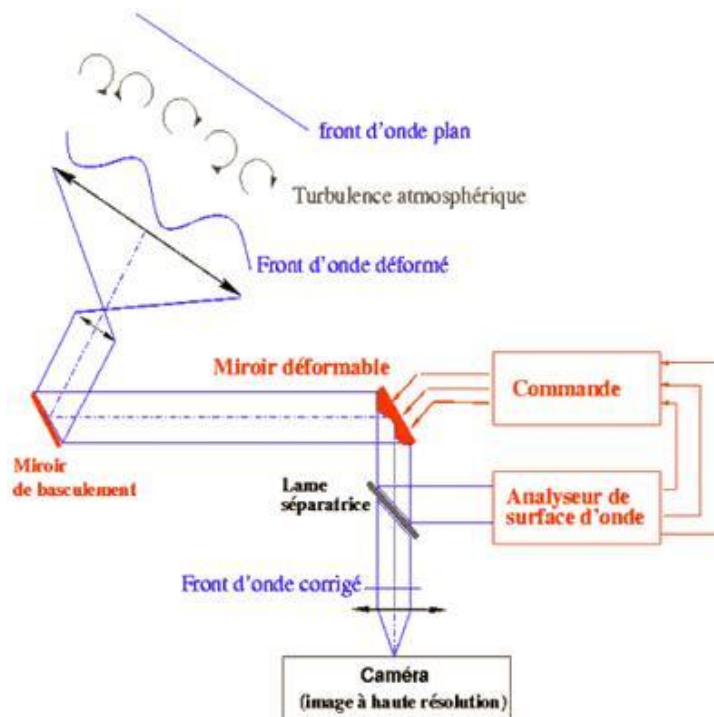


Figure (II-22) : Principe de l'optique adaptative.

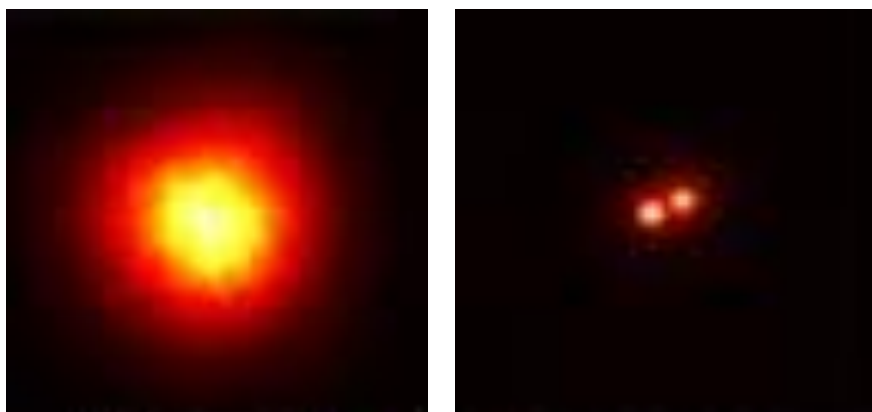


Figure (II-23) : Image étoile double corrigée avec l'optique adaptative. [54]

Nous n'avons pas utilisé dans notre étude ce développement relativement récent qui après avoir été surtout utilisé pour des observations astronomiques s'applique maintenant à l'imagerie terrestre.

2.5 Télédétection avec télescope et caméra infrarouge

La résolution théorique d'un télescope, c'est-à-dire la taille du plus petit détail qu'il pourrait distinguer dans une scène en l'absence de toute perturbation atmosphérique, dépend de la taille de son miroir. Plus la taille du miroir augmente, plus le télescope permet de voir des détails fins et plus il est lumineux. La résolution croît comme l'inverse du diamètre de l'objectif et la luminosité comme le carré de ce diamètre. Ainsi, pour continuer d'augmenter les performances des instruments d'observation, il suffirait en théorie de les construire toujours plus gros. Dans notre cas, nous utilisons une caméra matricielle et la résolution spatiale est largement suffisante par contre il est important d'augmenter la luminosité du système.

Nous avons donc remplacé l'objectif de la caméra de focale 25 mm et de diamètre 20 mm par un télescope de type NEWTON de focale 800 mm dont le miroir principal a un diamètre de 200 mm.

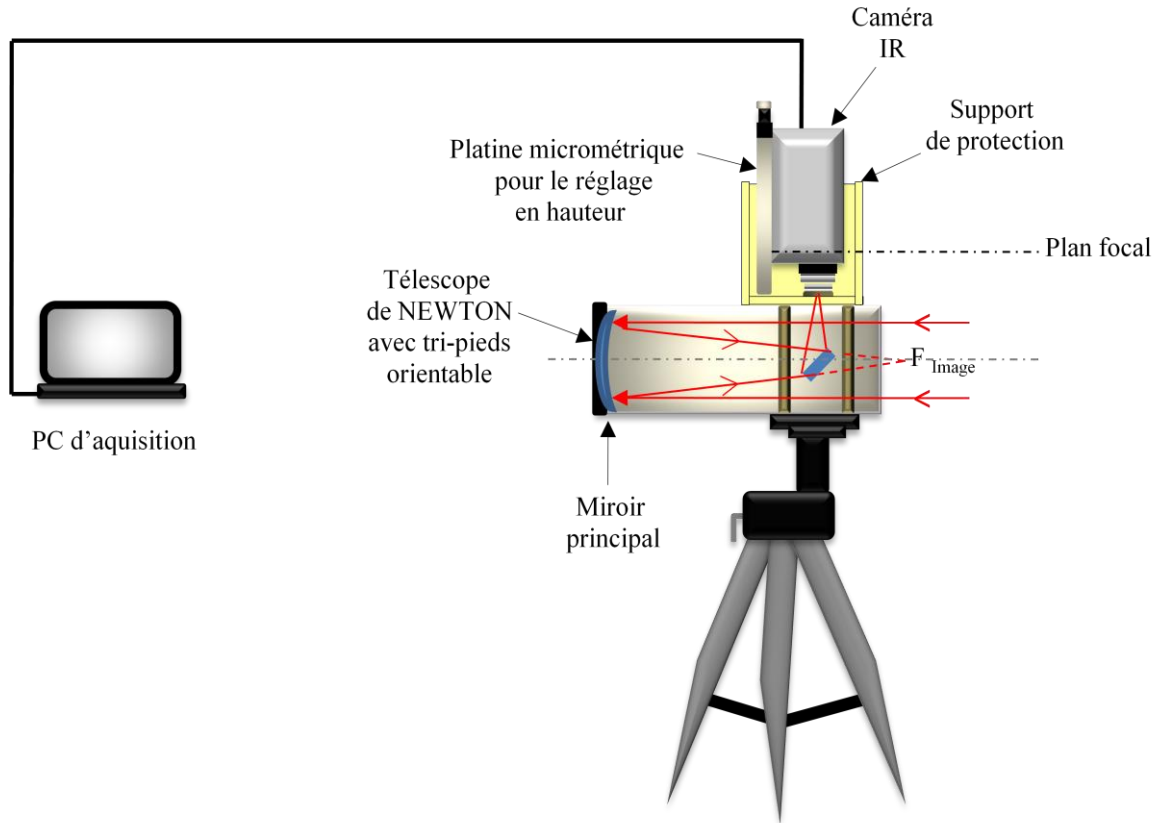


Figure (II-24) : Système caméra IR et télescope de Newton.

Nous avons embarqué le système (figure (II-25) et figure (II-26)) et fait deux campagnes d'essais sur le terrain. La source à détecter était à une distance de 500 m du système de mesure. Celui-ci était soit à l'intérieur d'une camionnette soit directement posé sur la route.

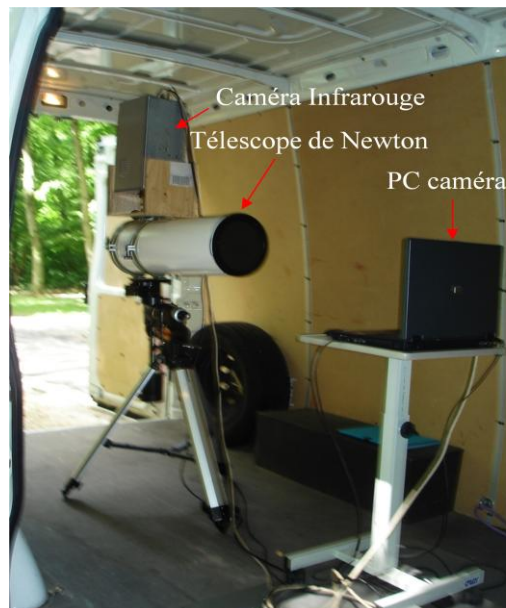


Figure (II-25) : Système de mesure embarqué « Télescope de Newton et caméra IR » premier essai.

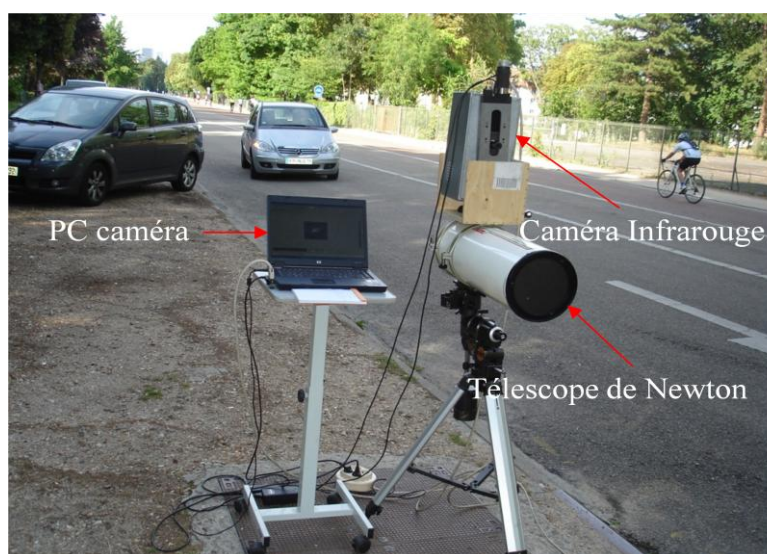


Figure (II-26) : Système de mesure embarqué « Télescope de Newton et caméra IR »
deuxième essai.

Nous avons choisi ici de faire de la télédétection des gaz d'échappement d'une voiture.

Sur la figure (II-27) qui est une thermographie non filtrée, nous distinguons l'extrémité chaude du pot mais pas les gaz d'échappement.

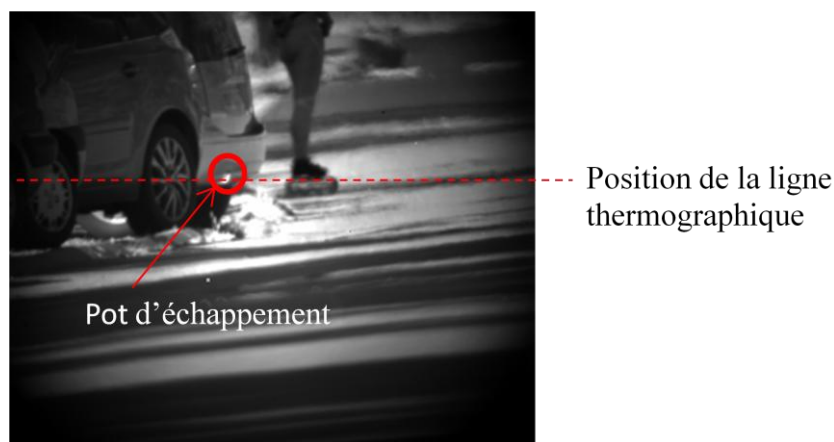


Figure (II-27) : Cible « pot d'échappement » à 500 m du système
Thermographie sans filtre.

Nous allons maintenant appliquer les différents filtrages optiques et temporels proposés dans ce chapitre.

2.5.1 Résultats

2.5.1.1 Rayonnement total

Voici différents résultats avec à gauche l'image thermographique et à droite une ligne de mesure passant par le pot d'échappement.

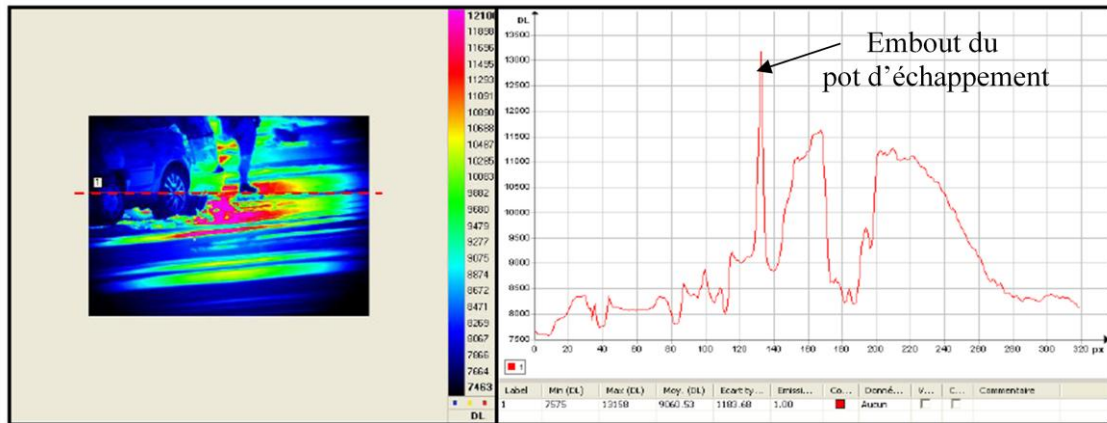


Figure (II-28) : Thermographie de la voiture, moteur arrêté « image non filtrée ».

On distingue l'embout du pot d'échappement car bien que le moteur soit arrêté, il était encore chaud.

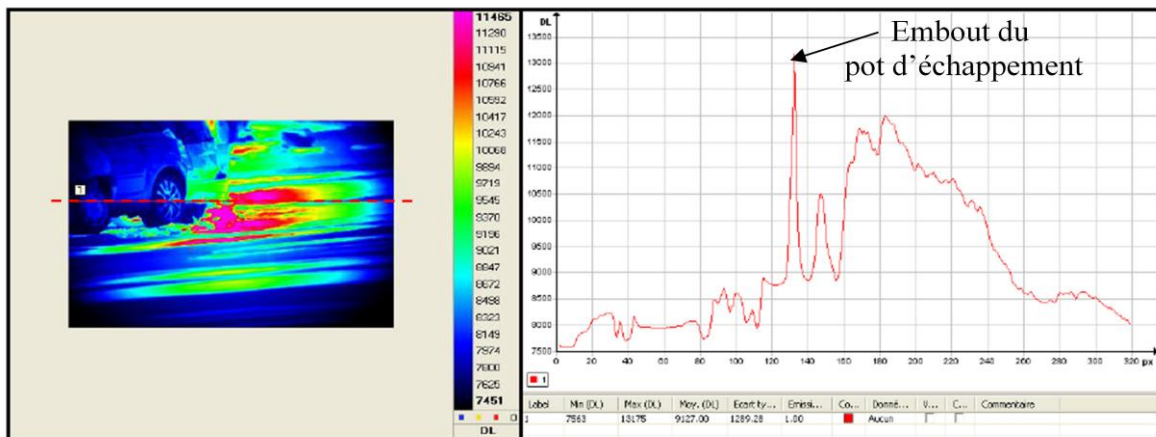


Figure (II-29) : Thermographie de la voiture tournant à 4100 tr/min « image non filtrée ».

Sur le film thermographique les gaz d'échappement ne sont pas visibles.

La « flaque » rouge à droite du pot d'échappement correspond au rayonnement de la chaussée au sol dont la température s'est élevée par le balayage des gaz d'échappement.

2.5.1.2 Filtre CO₂

Nous avons ensuite fait des thermographies avec un filtre CO₂ (centré à $\lambda=4,26 \mu\text{m}$).

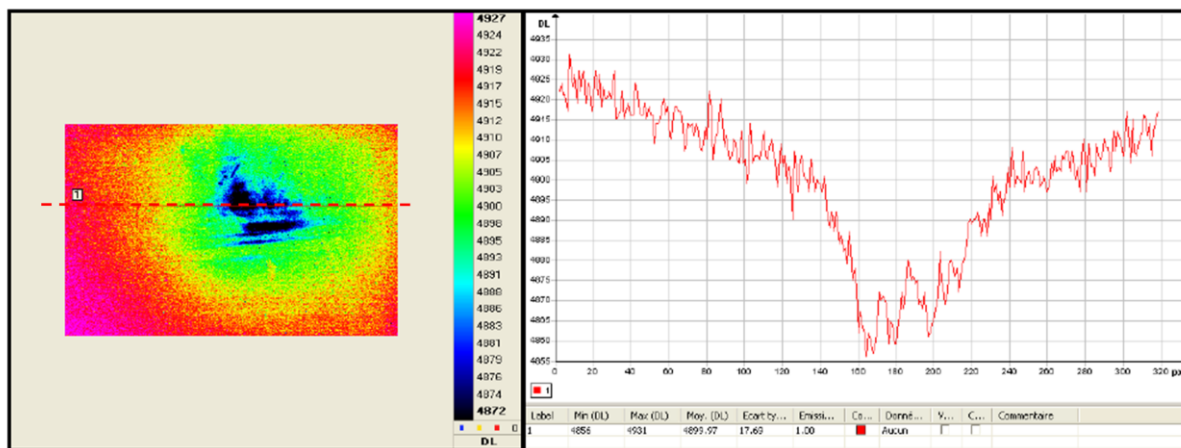


Figure (II-30) : Voiture à l'arrêt avec filtre CO₂.

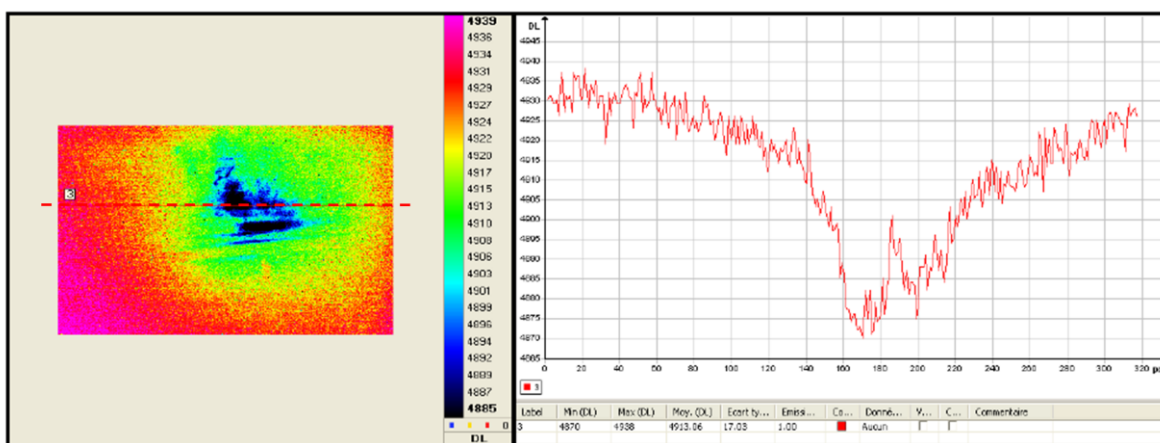


Figure (II-31) : Voiture avec filtre CO₂ « 4100 tr/min ».

En soustrayant le fond (voiture à l'arrêt) on améliore par cette mesure différentielle la probabilité de détecter le CO₂

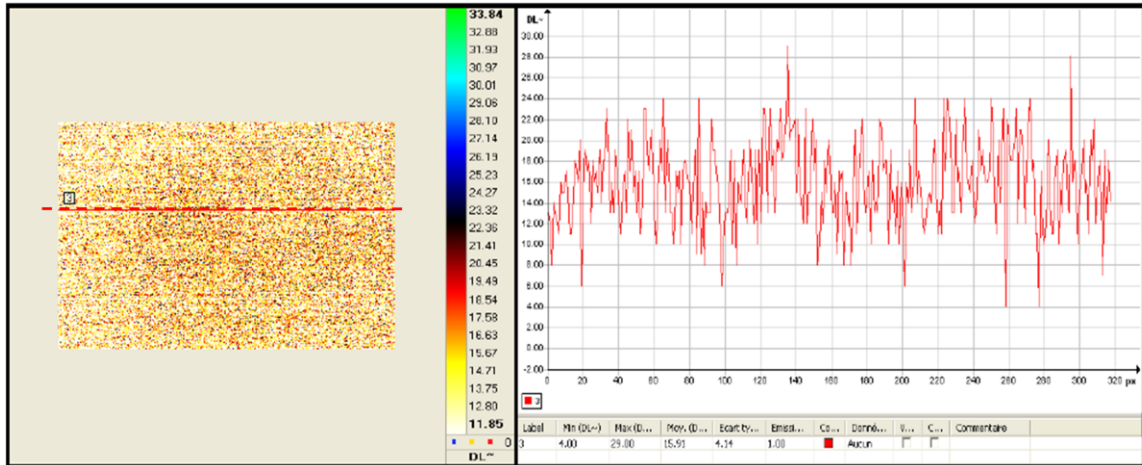


Figure (II-32) : Thermographie de voiture tournant à 4100 tr/min « image avec filtre CO₂ soustraite du fond ».

On ne voit pas (figure (II-32)) le CO₂ sortant de l'échappement ni même l'embout chaud dont l'émission de rayonnement est masquée par le CO₂ atmosphérique.

2.5.1.3 Filtre CO

Refaisons l'expérience avec un filtre CO.

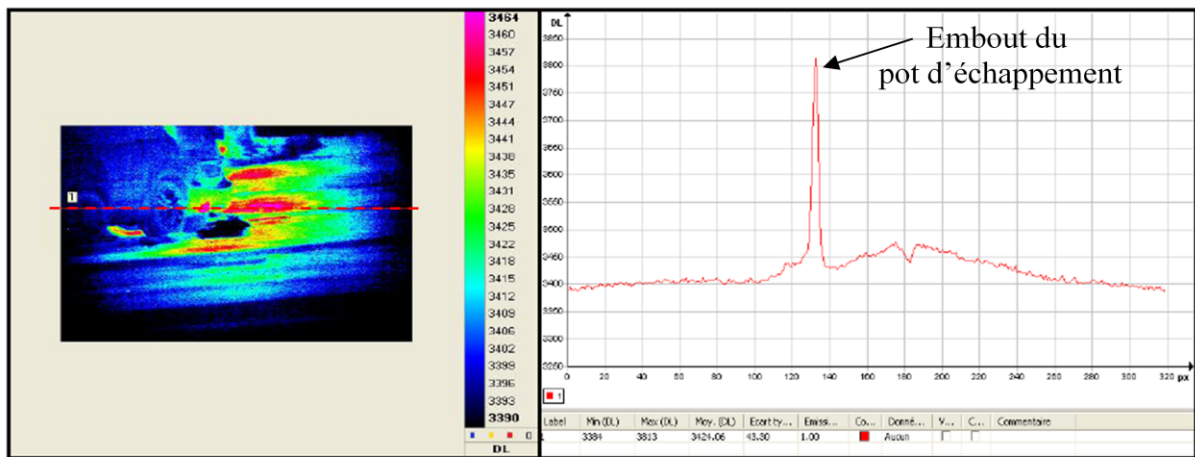


Figure (II-33) : Voiture à l'arrêt avec filtre CO.

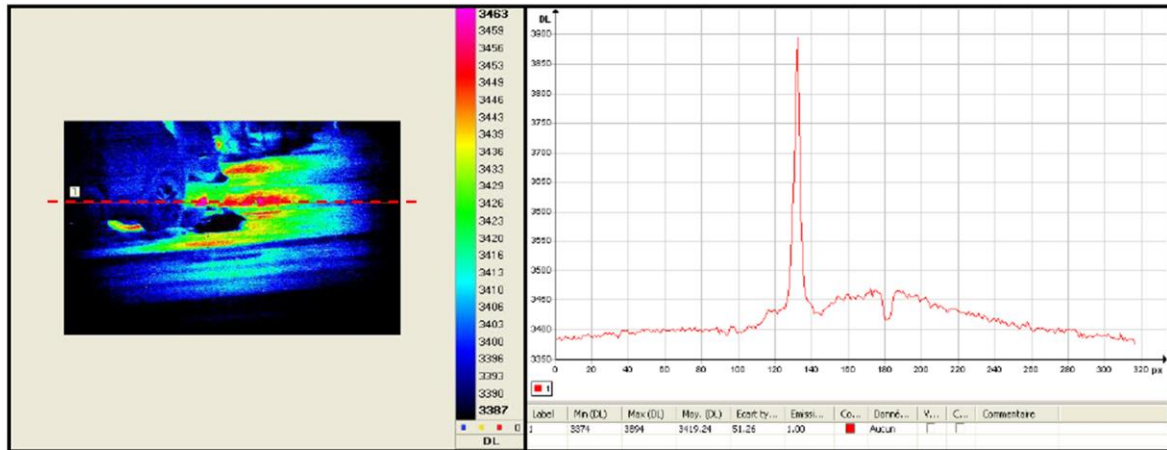


Figure (II-34) : Voiture avec filtre CO tournant à 4100 tr/min.

La différence des thermogrammes moteur arrêté et moteur à régime élevé n'est pas nette. En soustrayant le fond on obtient la figure (II-35).

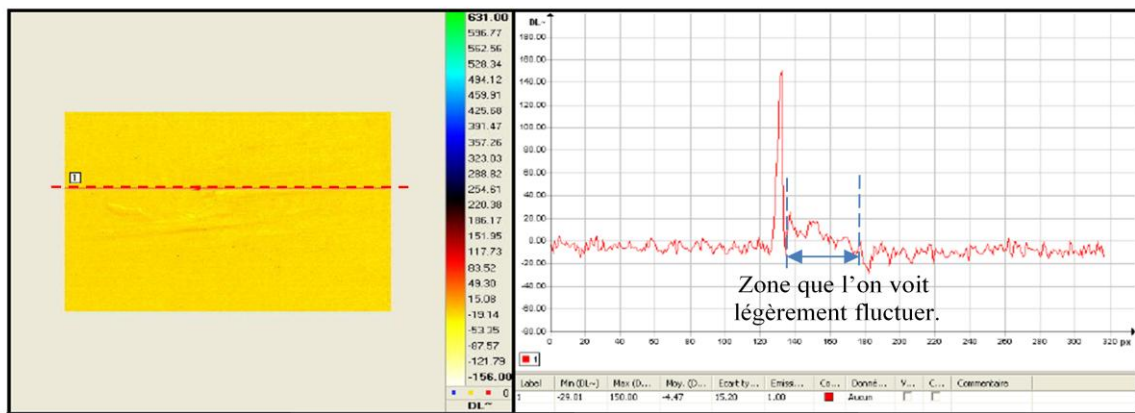


Figure (II-35) : Voiture avec filtre CO « après soustraction du fond 4100 tr/min ».

A travers les images de la séquence, le gaz fluctuait, cela veut dire que le jet de gaz va être représenté par un nombre de pixels différents sur chaque image.

Améliorons la détection :

La solution que nous proposons ici est d'appliquer la détection des mouvements aléatoires décrite au (§ 4.2.3) pour mieux détecter ou visualiser le jet de gaz. Nous rappelons la méthode :

Prenons des images successives de la séquence A, B, C, D,.....Y, Z

Faisons l'opération : $|A-B| + |B-C| + \dots + |Y-Z|$.

En appliquant cette opération sur toutes les images de la séquence prise à la fréquence 200 Hz, on arrive à collecter tous les pixels du jet de chaque image, la somme Σ nous donne une image (figure (II-36)) sur laquelle on voit bien apparaître le jet recherché.

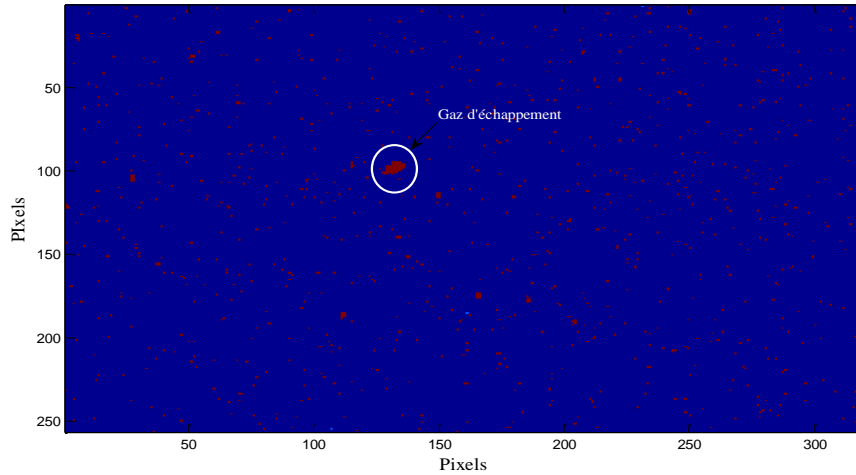


Figure (II-36) : Visualisation du jet de CO dans l'échappement.

Distance 500 m, Temps de mesure total 2,5 s.

La figure (II-37) montre sur une ligne l'apparition de la turbulence en fonction du nombre de couple d'images additionnées.

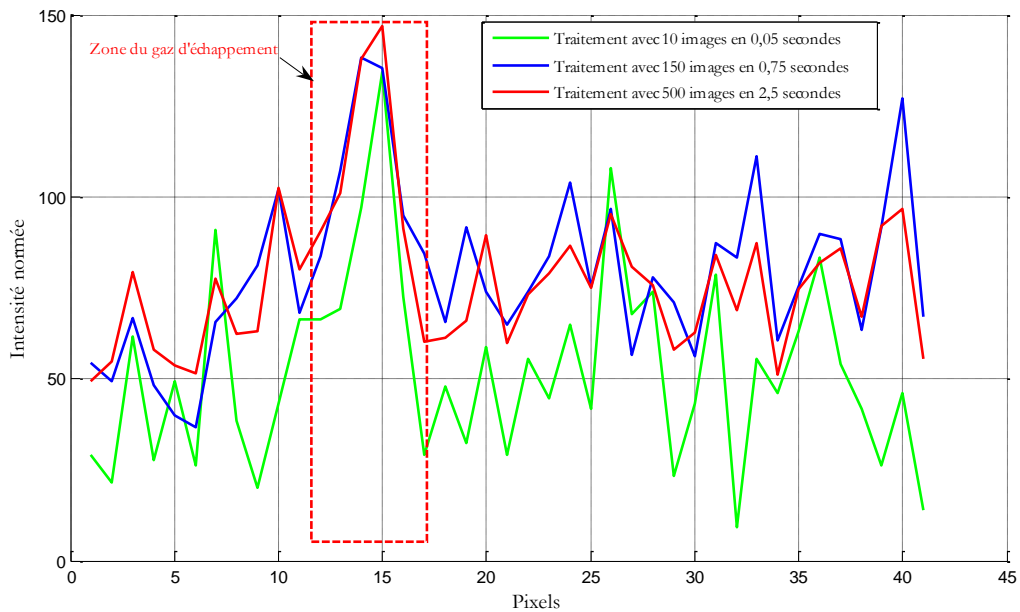


Figure (II-37) : Traitement du jet de CO.

On voit après addition (500 images en 2,5 secondes) des valeurs absolues de la soustraction de deux images consécutives apparaître de façon très nette le jet de CO.

2.5.1.4 Conclusion

Nous avons vérifié par l'expérience que la télédétection à grande distance est conditionnée par une absorption totale dans les raies de H₂O et CO₂. Nous avons simulé ces effets au § 1.10.

Donc dans le cas d'un moteur utilisant la combustion d'un hydrocarbure, on ne pourra déceler à distance cette source que par l'émission du matériau du pot d'échappement. Si cette sortie est camouflée, le seul gaz détectable est l'émission de rayonnement du monoxyde de carbone ou l'absorption du rayonnement du fond par ce gaz.

2.6 Produit de convolution

Le produit de convolution est utilisé dans le traitement du signal, pour extraire un signal dont on connaît la forme du bruit de mesure. Si l'on a un signal entrant $S(\lambda)$ et un élément filtrant ayant une fonction de transfert $H(\lambda)$ alors le signal de sortie $S_s(\lambda)$ sera la convolution de ces deux fonctions :

$$A(\lambda) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) \times H(\lambda - y) dy \quad (2.14)$$

Dans cette étude nous avons choisi à titre d'exemple de faire le produit de convolution entre les raies du monoxyde de carbone (signature gaz) comme élément filtrant (figure (II-38)) et le spectre de la scène. Le produit de convolution est limité à la zone spectrale entourant la zone d'absorption du monoxyde de carbone (CO) figure (II-23) « ici on fait la convolution de 2050 cm⁻¹ à 2250 cm⁻¹ ».

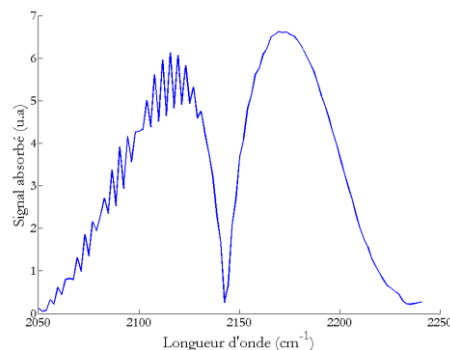


Figure (II-38) : Signal absorbé par le monoxyde de carbone CO « élément filtrant » avec une résolution de 8 cm⁻¹.

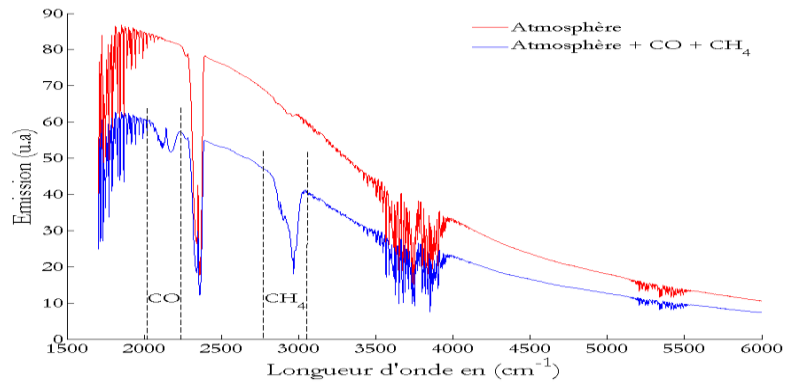


Figure (II-39) : Spectre d'une scène avec résolution de 8 cm⁻¹.

Dans un premier temps nous avons décidé de faire le produit de convolution du spectre général sans bruit par le filtre (figure (II-42)), ce résultat sera la référence dans le calcul en rajoutant du bruit au spectre de la scène.

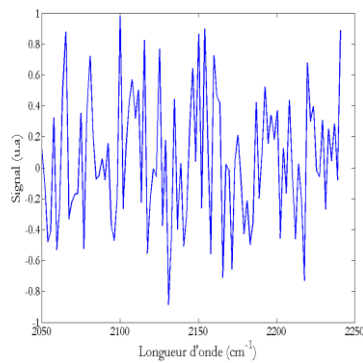


Figure (II-40) : Bruit blanc ajouté au signal.

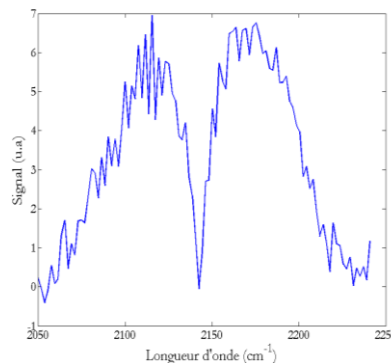


Figure (II-41) : Signal absorbé par le CO avec bruit.

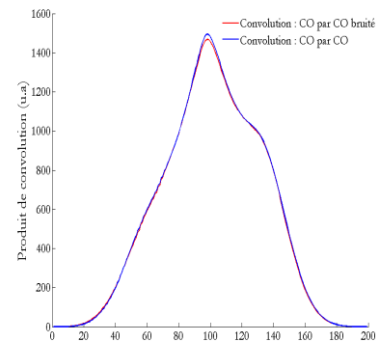


Figure (II-42) : Convolution des signaux.

Le but de cette opération mathématique, c'est d'essayer de voir quelles sont les limites de détection que nous pouvons atteindre en distance.

Donc, il fallait faire une simulation en introduisant une source de bruit blanc bien définie et la faire varier en la multipliant par un facteur qui varie entre 1 et 100.

Les résultats nous montrent que nous pouvons détecter la signature du gaz et l'identifier avec cette méthode jusqu'à une valeur de bruit qui vaut 7 fois le bruit artificiel que nous avons rajouté (figure (II-43)).

2.6.1 Résultats

2.6.1.1 Influence du niveau du bruit sur la convolution

Étudions le résultat de convolution en ayant un rapport signal sur bruit croissant.

$$\text{Posons : } RBS = \frac{S_{\text{bruit}}}{S_{CO}} \quad \text{et} \quad RC = \frac{\int \text{Convolution}_{\text{bruit}}}{\int \text{Convolution}_{CO}}$$

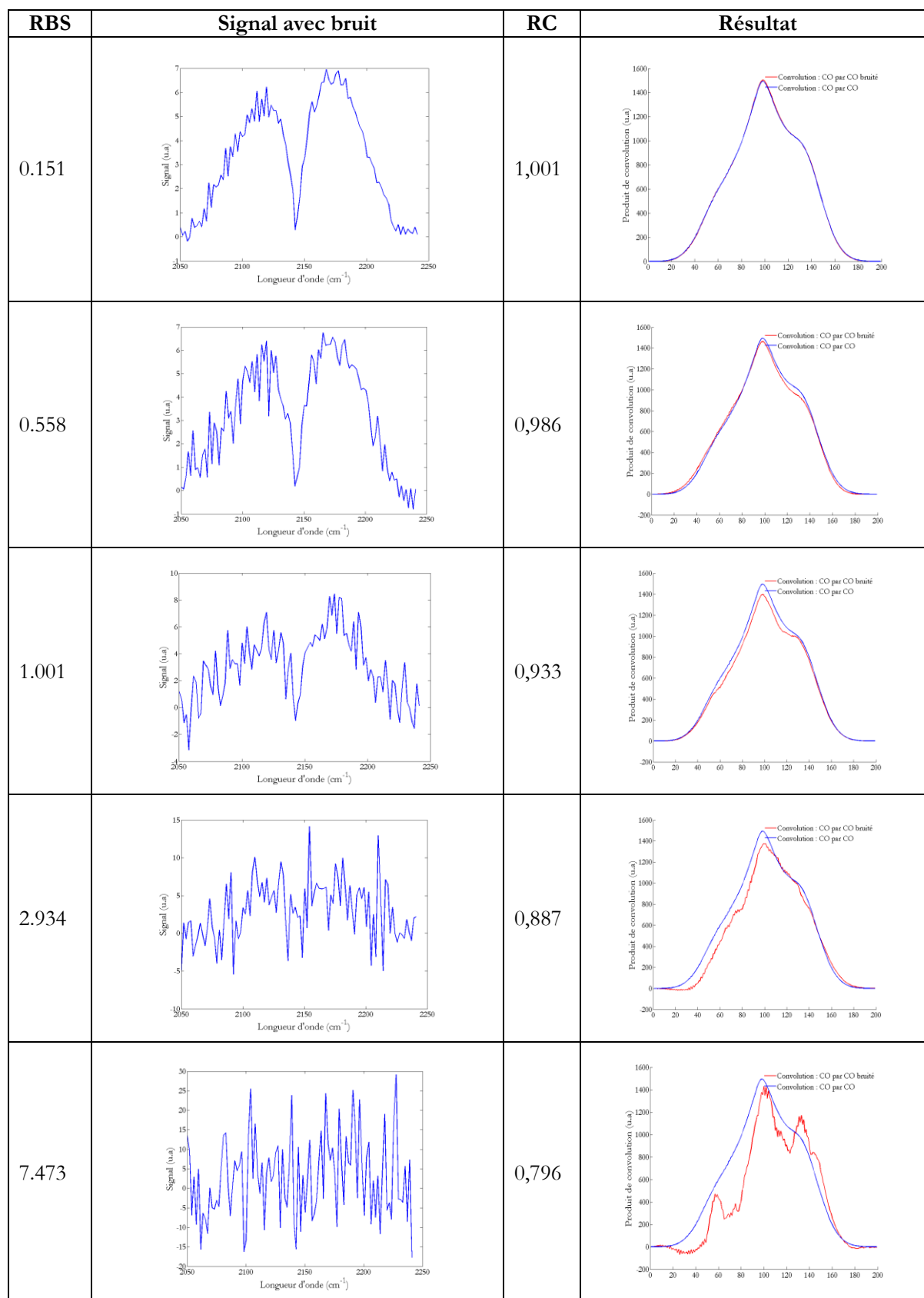


Figure (II-43) : Influence du niveau du bruit sur la convolution.

2.6.1.2 Influence de la résolution sur la convolution pour un RBS de 1

Etudions maintenant sur un signal bruité (ici signal égal au bruit).

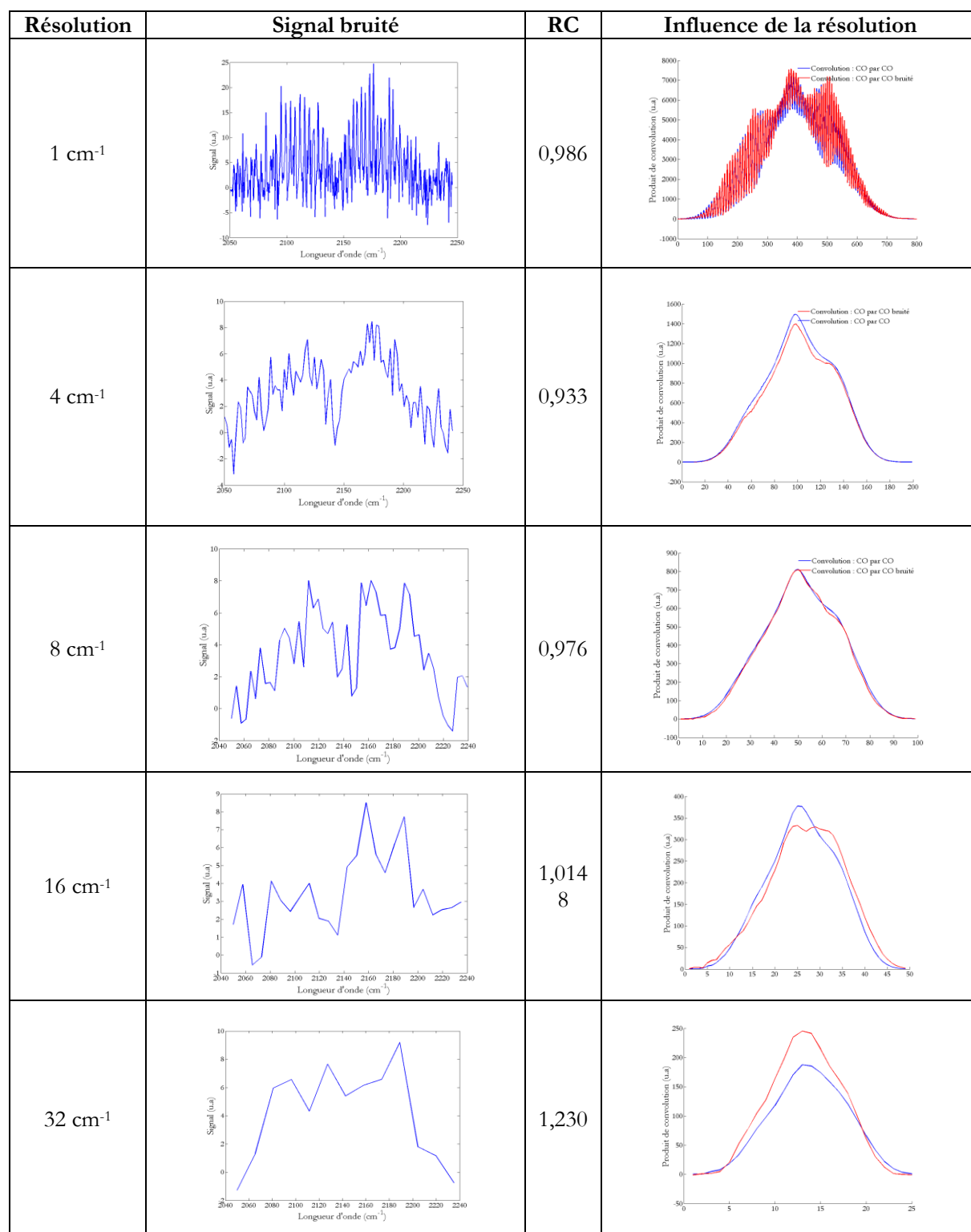


Figure (II-44) : Influence de la résolution sur la convolution pour un RBS de 1.

On constate que la meilleure identification est faite pour des valeurs « moyennes » de la résolution (4 à 8 cm^{-1}).

Pour une très basse résolution le motif recherché n'est pas assez caractéristique. Pour une très haute résolution les raies sont proches et il y a ambiguïté mais le signal est grand.

2.6.1.3 Influence du niveau de signal sur la convolution

Nous avons « tiré » 1000 valeurs du bruit pour chaque cas et nous avons sur la figure de droite gardé les valeurs extrêmes de produit de convolution.

Le résultat serait :

∫ de la convolution "valeurs extrêmes"

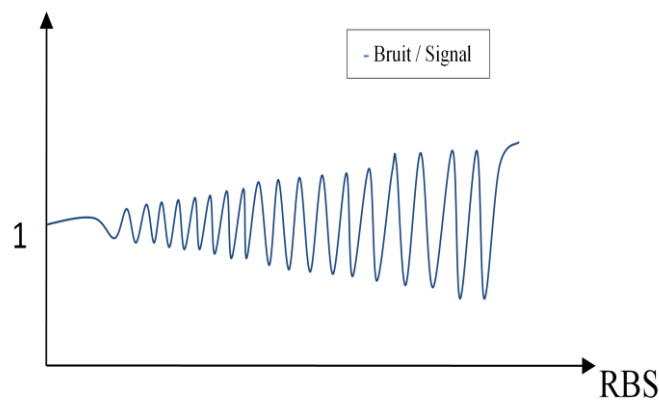


Figure (II-45) : Rapport bruit / signal.

$$RBS = \frac{S_{\text{bruit}}}{S_{CO}}$$

$$RC = \frac{\text{Convolution}_{\text{max}} - \text{Convolution}_{\text{min}}}{\text{Convolution}_{CO}}$$

BS	Signal bruité	RC	Résultat
0,182 ± 0,054		0,009	

Figure (II-46 a) : Influence du niveau de signal sur la convolution.

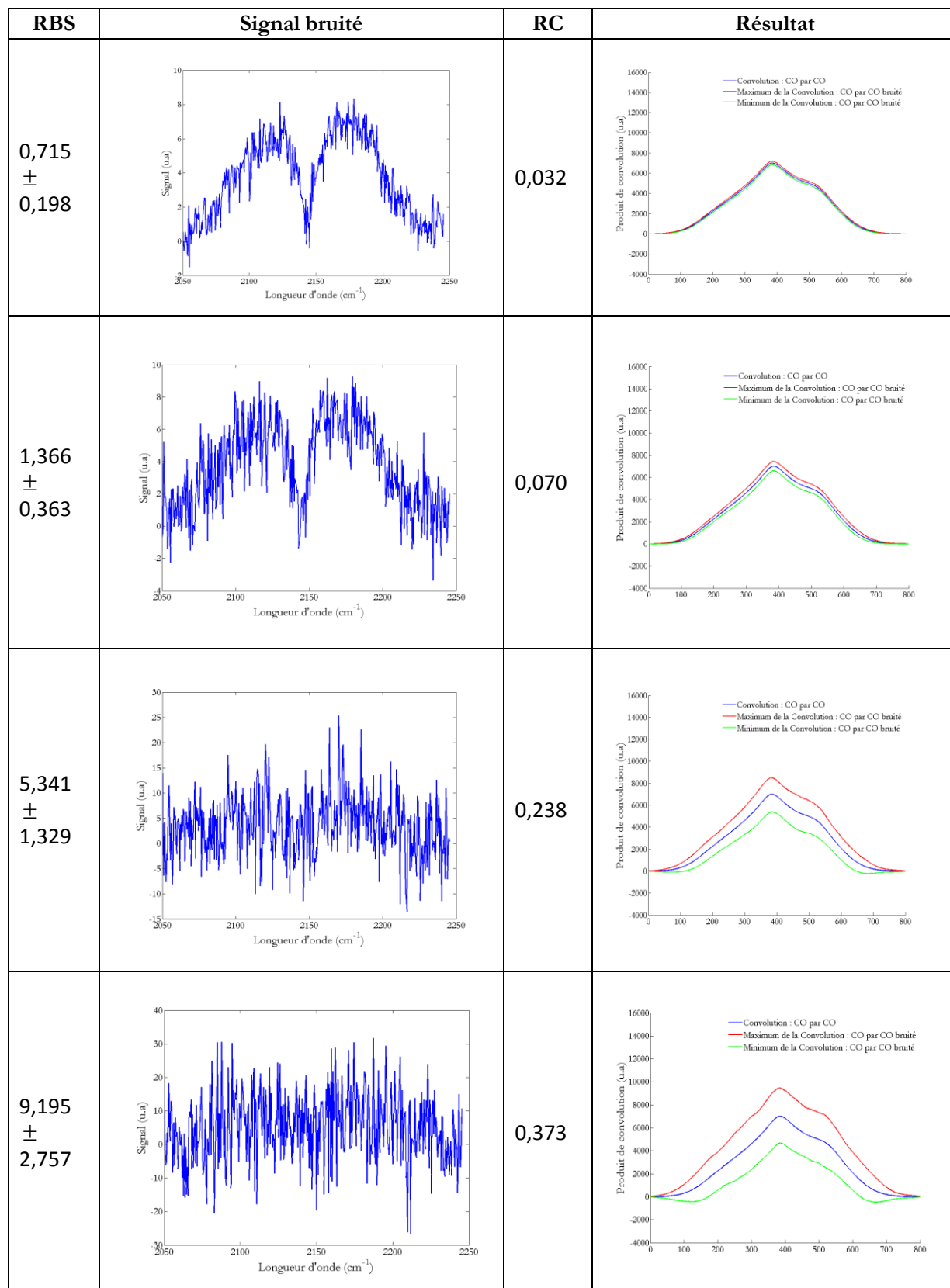


Figure (II-46 b) : Influence du niveau de signal sur la convolution.

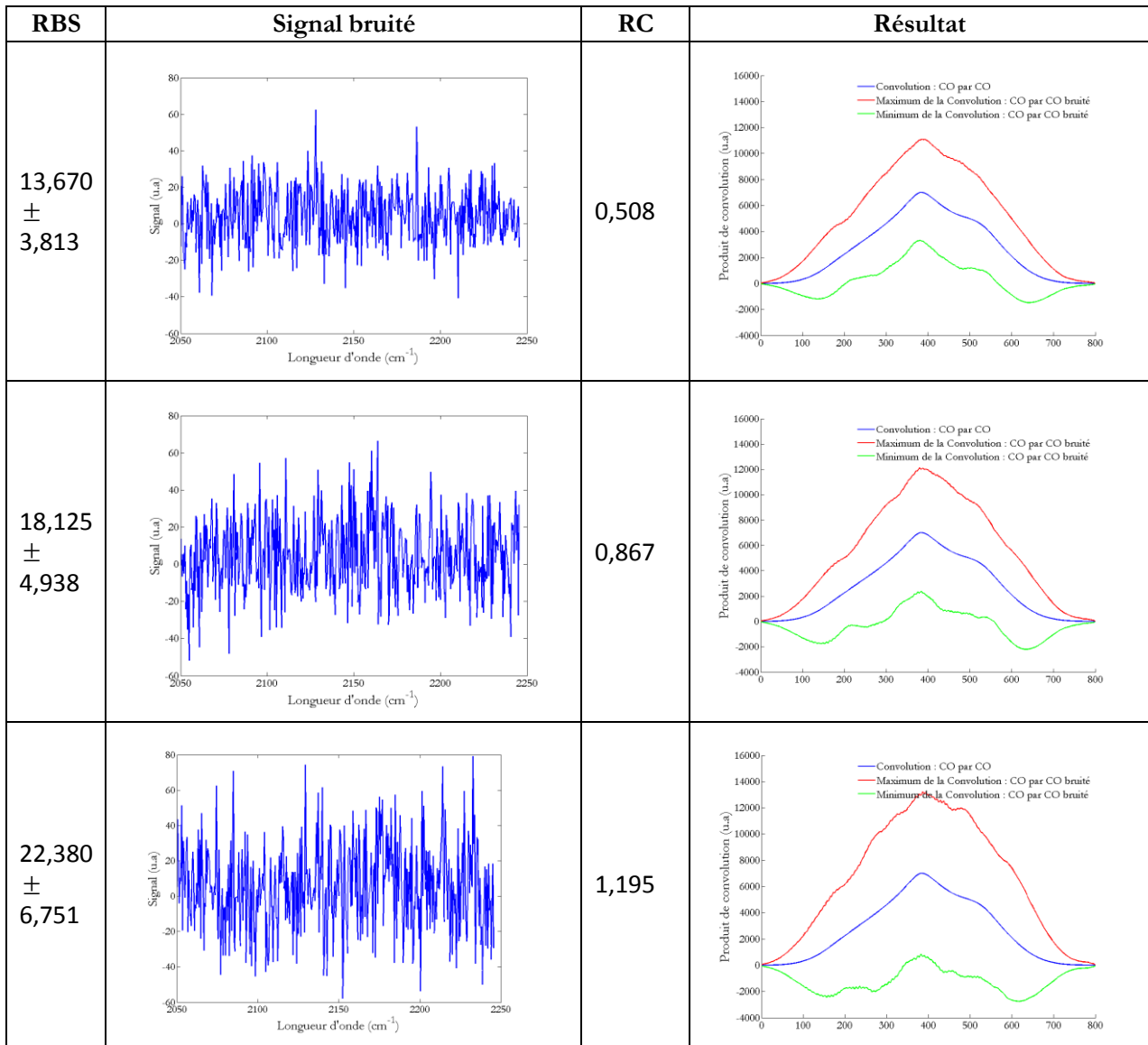


Figure (II-46 c) : Influence du niveau de signal sur la convolution.

On constate que quand le bruit augmente par rapport au signal recherché, le résultat devient aléatoire à partir d'un rapport signal/bruit supérieur à 3, le produit de convolution peut s'écarter notamment de la forme en triangle recherchée (ex. § 4.5.3.2).

Remarque : Le traitement de signal sur un spectre, c'est-à-dire rechercher un motif connu, à une position connue permet de gagner un facteur 10 à 50 sur l'amplitude minimum détectable.

Nous avons utilisé ici le produit de convolution mais d'autres techniques sont utilisées et des logiciels commercialisés existent.

- Moindre carrés : méthode la plus simple.
- Multipole Cord Resolution MCR : qui consiste à faire une analyse en composantes principes. C'est peut être la méthode la plus évoluée.

Chapitre III

Utilisation de l'interférométrie à transformée de Fourier.

Conjugaison d'un spectromètre à transformée de Fourier et d'une caméra matricielle : Application à la détection de plusieurs gaz dans une même scène.

Introduction

Le remplacement du détecteur unique d'un spectromètre à transformée de Fourier par une matrice de détecteurs permet d'obtenir une image dont chaque pixel est un spectre. On désigne souvent ce résultat par le terme : « imagerie hyperspectrale ». Dans notre cas on pourra analyser simultanément dans une scène la présence de plusieurs gaz.

3 Imageur hyperspectral

Le but de l'imagerie hyperspectrale^(*) est d'obtenir un spectre pour chaque point de l'image, mais il est évident qu'acquérir le spectre de chaque pixel n'est utile que si l'on est capable, d'une part, de relier l'information spectrale aux caractéristiques physiques de l'objet observé (à l'exception des traitements purement statistiques, comme la détection d'anomalies) et, d'autre part, de traiter la très grande quantité de données générées : une image de 1024×1024 pixels, sur 256 bandes, codée en nombres flottants, représente ainsi 1 Go de données. L'augmentation des capacités de calcul a d'ailleurs été une condition nécessaire pour les développements récents de la spectro-imagerie. Moyennant ces deux conditions, l'apport de l'imagerie hyperspectral est réel. [17]

3.1 Analyse spectrale de gaz avec un spectromètre

3.1.1 Principe et conditions d'obtention des spectres

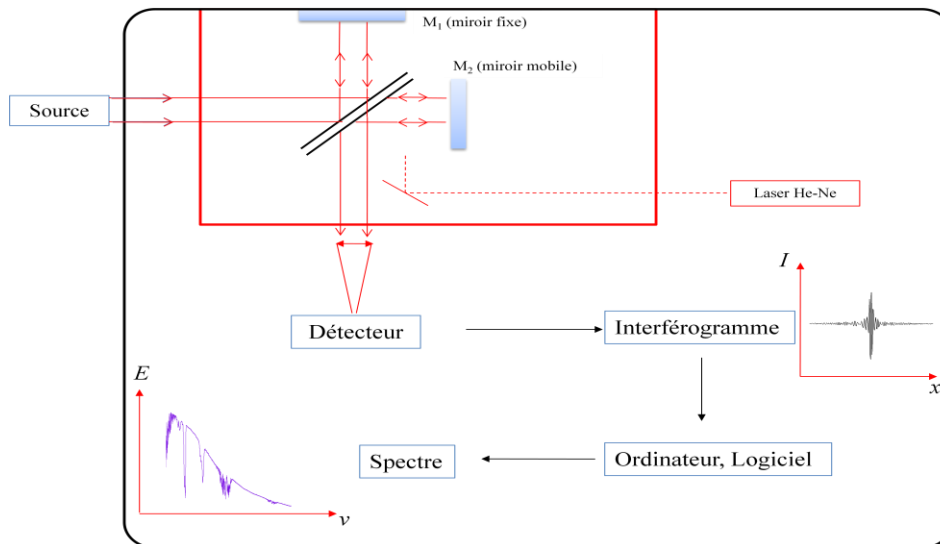


Figure (III-1) : Principe d'un interféromètre de Michelson.

(*) Remarque : Le laboratoire avait en 2008 [48] développé un premier appareillage hyperspectral et n'avait pas eu l'occasion de poursuivre cette étude. Il existe dans le commerce un appareillage développé au début des années 2000 avec un spectromètre mais qui ne dispose pas du mode « step-scan » dispositif dont nous allons montrer l'intérêt.

Le spectromètre à transformée de Fourier que nous avons utilisé comprend trois parties:

- 1- Un petit télescope, qui recueille la lumière d'une source lumineuse.
- 2- Un interféromètre, qui sépare le faisceau de lumière en deux faisceaux distincts qu'il recombine ensuite en un seul faisceau.
- 3- Un détecteur, ici la matrice de détecteurs d'une caméra, mesure l'intensité de la lumière dans le faisceau recombinaison lorsqu'il ressort de l'interféromètre.

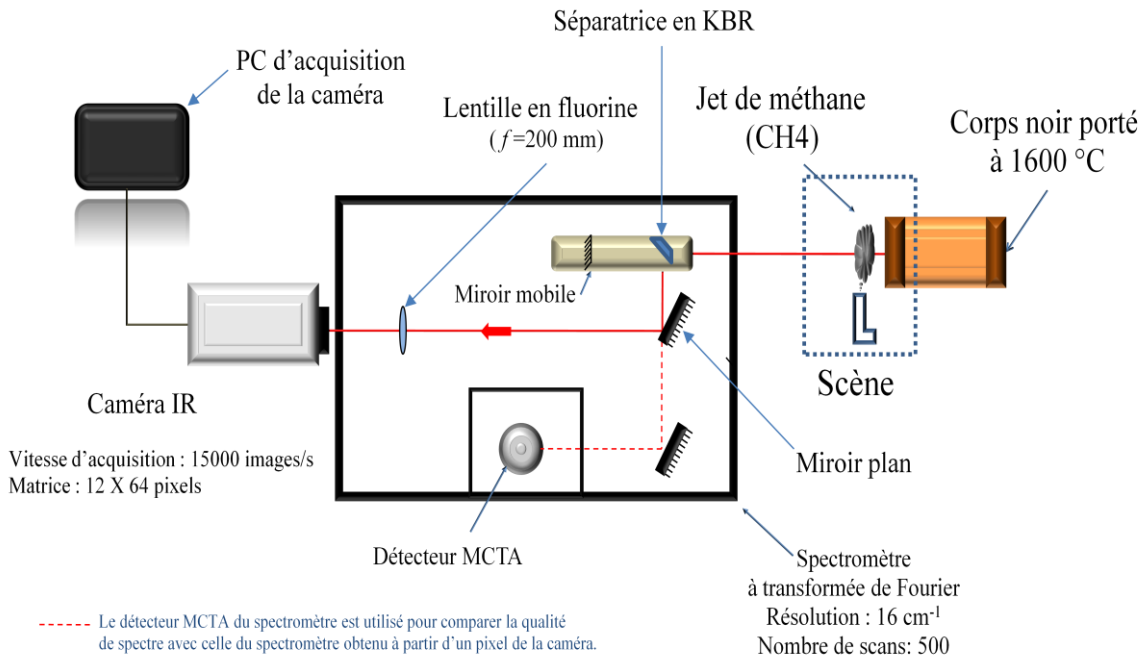


Figure (III-2) : Schéma du dispositif expérimental.

Le principe du spectromètre à Transformée de Fourier est de faire varier e continûment à la vitesse V . Dans ce cas la différence de marche δ_1^2 entre les deux faisceaux est :

$$\delta_1^2 = 2Vt$$

si : $\delta_1^2 = k\lambda$ « maximum sur le détecteur »

$\delta_1^2 = (2k + 1)\lambda/2$ « minimum sur le détecteur »

Une longueur d'onde λ_0 correspondra à une période T du signal par la relation : $T_0 = \frac{\lambda_0}{2V}$

Exemple :

$$V = 1 \text{ cm/s} \Rightarrow T_0 = \frac{5 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 10^{-2}} = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ s} \quad \text{soit } f_0 = 4000 \text{ Hz.}$$

$$\text{à } \lambda = 2.5 \mu\text{m} \Rightarrow f = 8000 \text{ Hz}$$

La TF de l'interférogramme donne un spectre de fréquences temporelles. Chaque fréquence correspond à une longueur d'onde et on a donc directement le spectre du rayonnement.

La méthode la plus performante que nous avons testée dans notre étude [11] consiste à remplacer le détecteur unique d'un spectromètre à transformée de FOURIER par une caméra thermographique (dans notre cas 320×256 pixels).

3.1.2 Choix de la vitesse d'acquisition et du temps de pose de la caméra

On diminue au minimum la vitesse V du miroir soit V_0 , d'où pour l'intervalle de longueur d'onde $\lambda_1 - \lambda_2$ la fréquence la plus grande est $f_1 \Leftrightarrow \lambda_1$.

3.1.3 Temps d'intégration

Le capteur mesure l'énergie totale (en J) qu'il reçoit pendant un intervalle de temps (en s), appelé temps d'intégration ou temps de pose.

Exemple à cadence vidéo :

Cadence d'acquisition = 25 images/s,

Période = 40 ms,

Temps d'intégration = 20 ms.

Temps de décharge des 320 × 256 détecteurs dans le CCD=20ms.

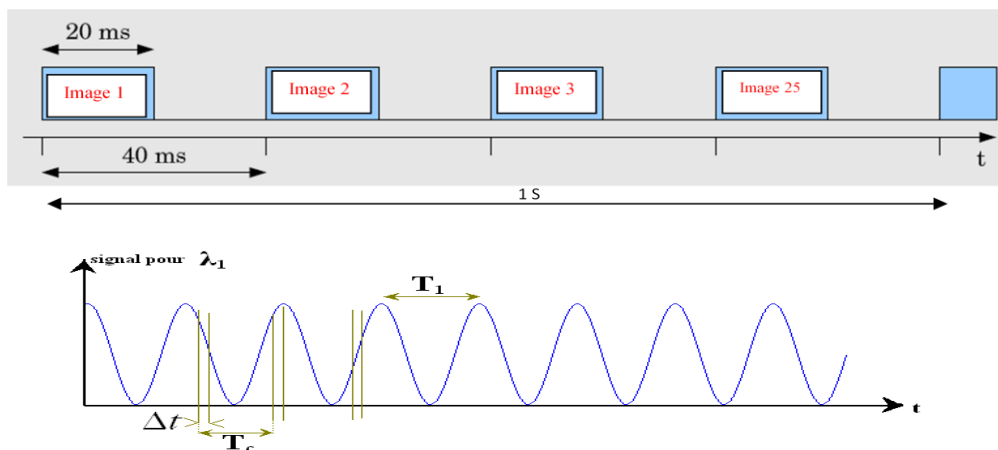


Figure (III-3) : Technique d'acquisition de la séquence.

Pour créer l'interférogramme, il faut que la somme du temps de pose et du temps de décharge dans le CCD soit au moins cinq fois inférieure à la période dans cet interférogramme. La résolution du spectre sera proportionnelle au nombre de points acquis.

Un des choix importants à faire portera donc sur la dimension de l'image, c'est-à-dire le nombre de pixels. En effet la résolution spatiale choisie influence sur la fréquence maximum d'acquisition des images que peut atteindre la caméra. Plus la résolution est grande plus cette fréquence maximum diminue.

Exemple :

300 Hz	⇒	320 × 256 pixels
5000 Hz	⇒	20 × 100 pixels
15000 Hz	⇒	12 × 64 pixels

Dans cette première manipulation, nous avons pris une fréquence d'acquisition très élevée à 15.000 Hz ce qui a eu pour conséquence une réduction de la matrice observable à 12×64 pixels.

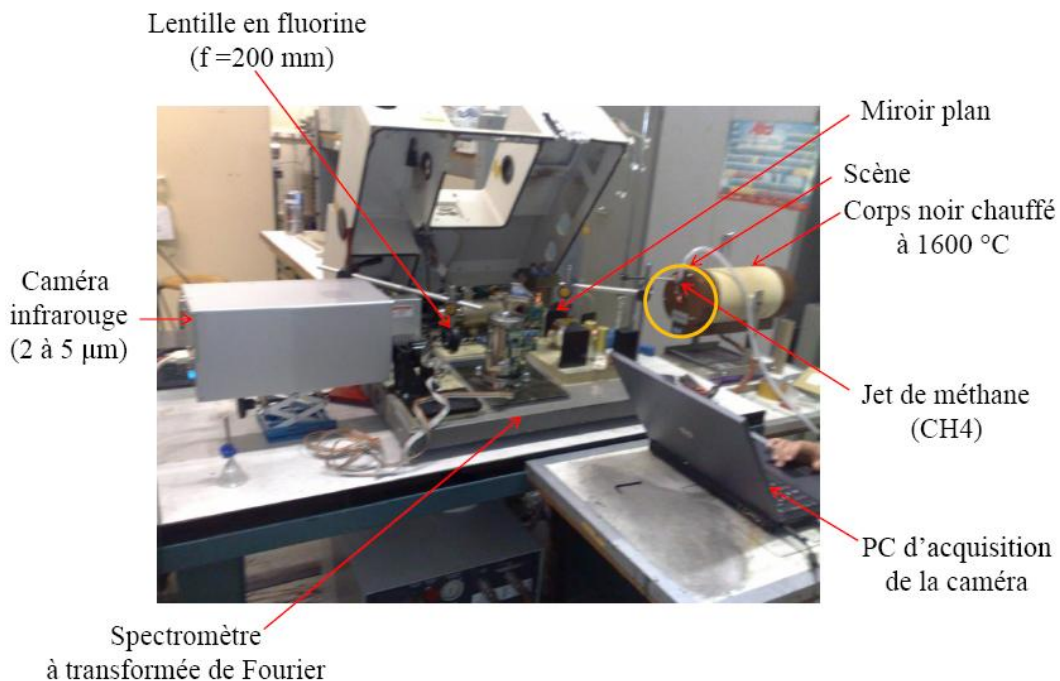


Figure (III-4) : Premier dispositif expérimental d'imagerie hyperspectrale.

On prend la vidéo enregistrée par la caméra et on fait un suivi temporel d'un pixel, on obtient alors pour un pixel le signal composé d'une série d'interférogrammes.

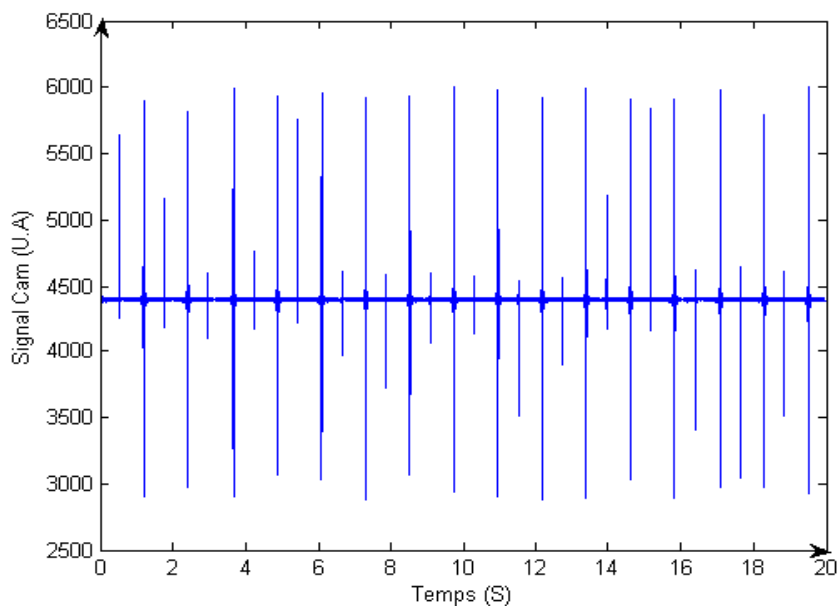


Figure (III-5) : Signal sur toute la séquence.

La figure (III-6) montre un des interférogrammes.

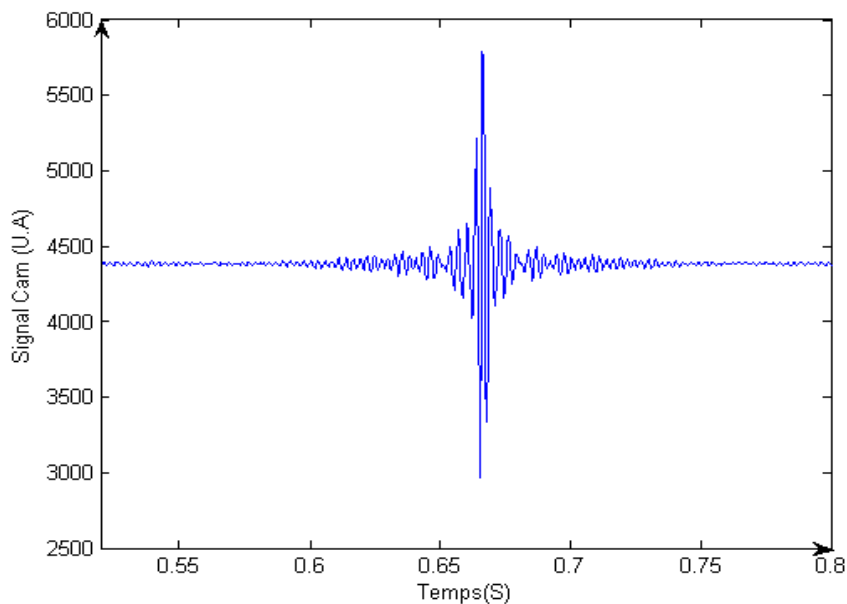


Figure (III-6) : Interférogramme obtenu avec un seul balayage.

Afin d'améliorer le spectre du signal, on fait la somme des périodes et on obtient le signal ci-dessous :

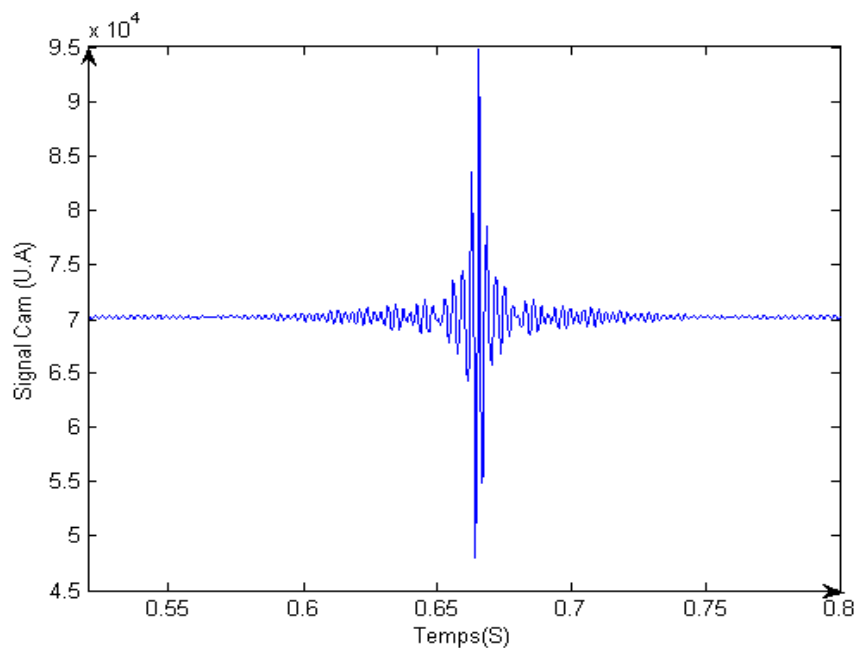


Figure (III-7) : Somme de 15 interférogrammes.

On fait ensuite la FFT (Fast Fourier Transform) c'est-à-dire le spectre d'un seul interférogramme et on compare le résultat au spectre obtenu à partir de la FFT de la somme de plusieurs interférogrammes.

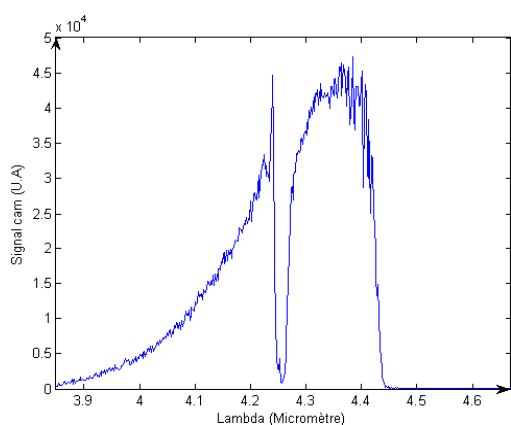


Figure (III-8) : FFT d'un seul balayage.

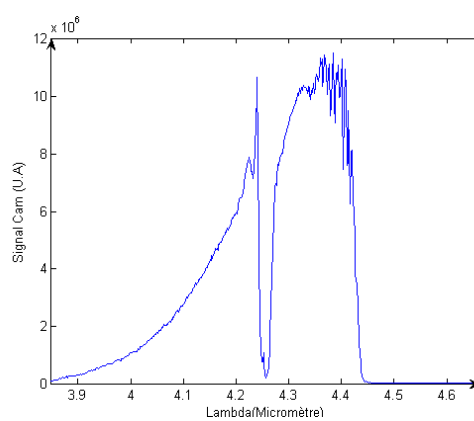


Figure (III-9) : FFT de la somme des 15 balayages.

On remarque que le spectre obtenu en sommant les interférogrammes est plus lisse, c'est-à-dire que l'amplitude du bruit a baissé. Ici le signal est moins bruité d'un facteur $\sqrt{15}$ que celui d'un interférogramme unique.

Ce spectre obtenu caractérise la présence de CO_2 , car on a une absorption à $4.26 \mu\text{m}$.

3.2 Analyse spectrale du CH_4

On refait la même expérience avec un jet de méthane CH_4 coupant le rayon lumineux.

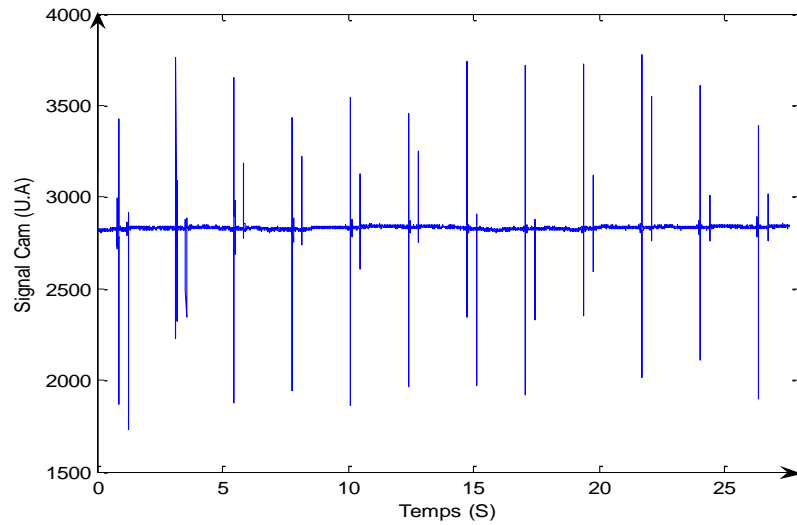


Figure (III-10) : Signal sur toute la séquence.

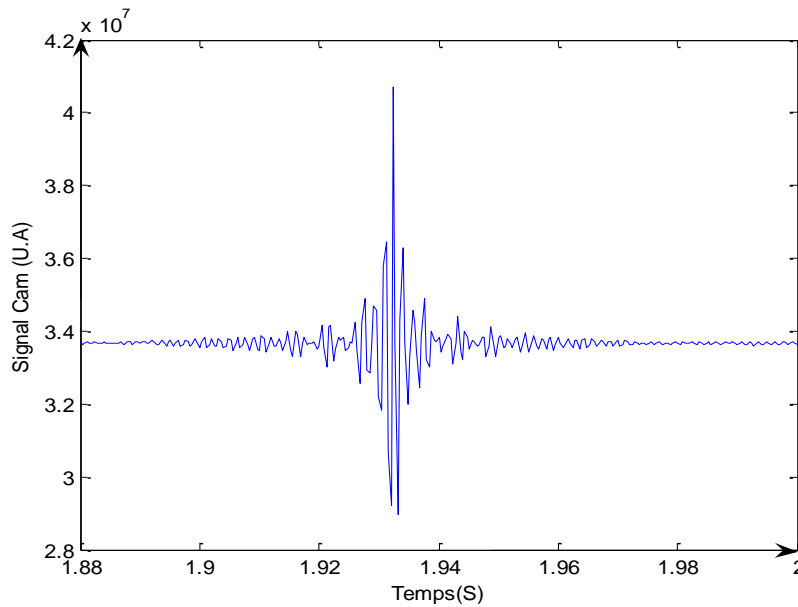


Figure (III-11) : Interférogramme obtenu en sommant 15 interférogrammes élémentaires.

La figure (III-12), et la figure (III-13) montrent le spectre sur un pixel de la caméra et la récupération des concentrations de méthane. La fréquence d'acquisition de la caméra avait été choisie à 3000 Hz ce qui dans cette première étude a limité le nombre de pixels observables à 12x64.

Sur la figure (III-12), on remarque deux zones d'absorption : l'une à $\lambda=4,26 \mu\text{m}$ correspond au CO_2 et l'autre correspond au CH_4 à $\lambda=3.3 \mu\text{m}$.

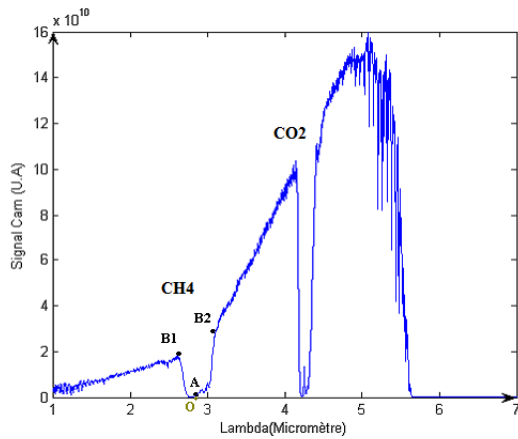


Figure (III-12) : Spectre sur un pixel.

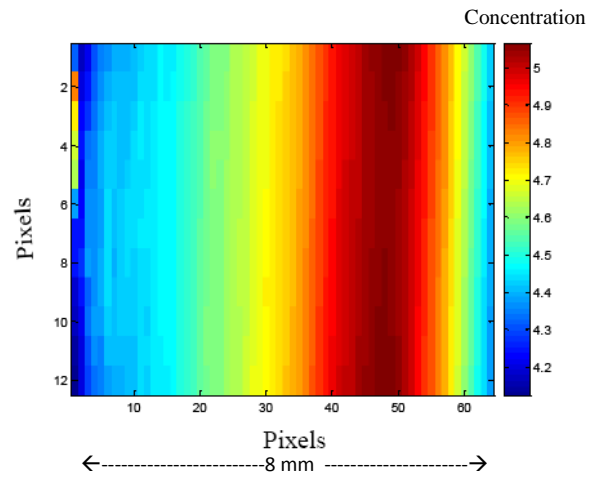


Figure (III-13) : Concentration en % d'un jet de CH_4 provenant d'un tuyau de $\varnothing 5 \text{ mm}$, zone visée : $(5 \times 8 \text{ mm})$ soit 12×64 pixels.

Faisons un calcul de la concentration de ce gaz :

Le calcul de l'absorption se fait à partir de la formule :

$$\tau = e^{-CLK\lambda} = \frac{OA}{(OB_1 + OB_2)/2}$$

d'où la

concentration :

$$C = \frac{1}{L} \frac{1}{K_\lambda} \frac{1}{\ln \tau}$$

On applique cette formule sur chaque spectre obtenu du suivi temporel des pixels de l'image puis on met la valeur obtenue pour chaque pixel.

On obtient le résultat représenté sur la figure (III-13). On retrouve bien sur cette scène le jet de CH_4 sortant sous pression d'un tuyau de 5 mm de diamètre.

3.3 Montage avec moteur piézo-électrique

Pour améliorer nos images il fallait modifier deux paramètres.

- Augmenter le temps de pose sur la caméra afin d'utiliser au mieux la dynamique de 16000 niveaux du CCD.
- Augmenter la somme du temps de pose et du temps d'acquisition ce qui permet d'utiliser l'intégralité de la matrice de détecteurs soit 320×256 points.

Il faut donc diminuer la vitesse de balayage et nous étions déjà à la vitesse minimum, ou faire avancer pas à pas le miroir mobile.

Nous avons décidé de déplacer le miroir mobile dans l'interféromètre de Michelson par un moteur piézo-électrique (figure (III-14)).

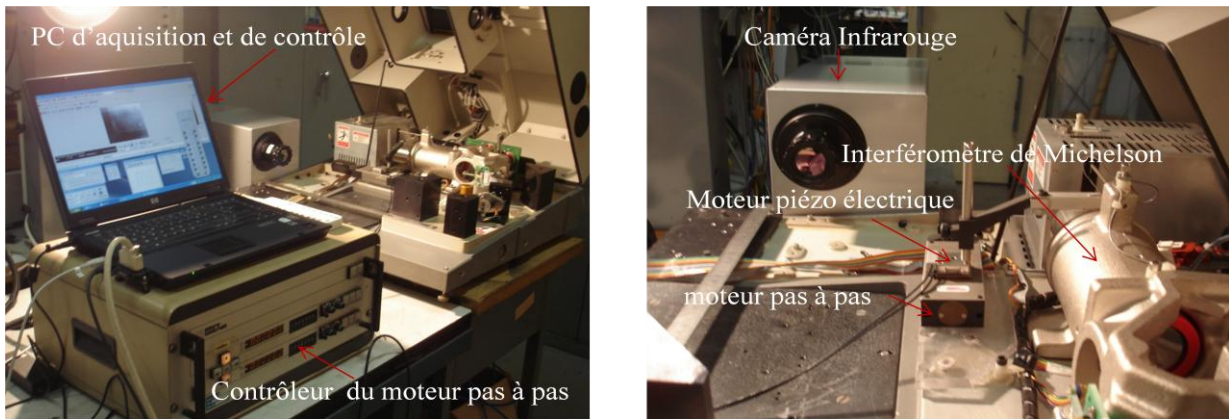


Figure (III-14) : Dispositif expérimental avec un moteur pas à pas.

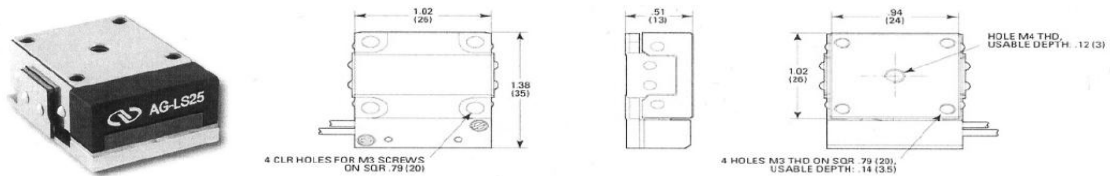


Figure (III-15 a) : Moteur piézo-électrique « AG-LS25 » utilisé dans l'expérience.

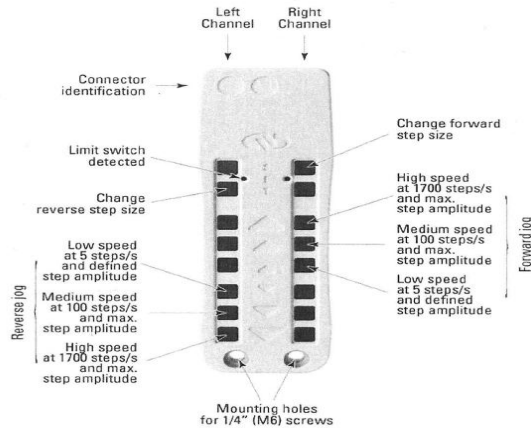


Figure (III-15 b) : Contrôleur « AG-UC2 » de moteur piézo-électrique.

Dans cette expérience nous avons réduit la matrice de la caméra à 64×30 pixels, pour pouvoir augmenter la vitesse d'acquisition à 500 images/s.

Nous voulions avoir au moins 10 pas sur une seule « période » de l'interférogramme autour de la longueur d'onde $\lambda = 5 \mu\text{m}$ ce qui correspond à un déplacement du miroir crête à crête de $2,5 \mu\text{m}$. Il faut donc des pas inférieurs à $0,25 \mu\text{m}$ (250 nm).

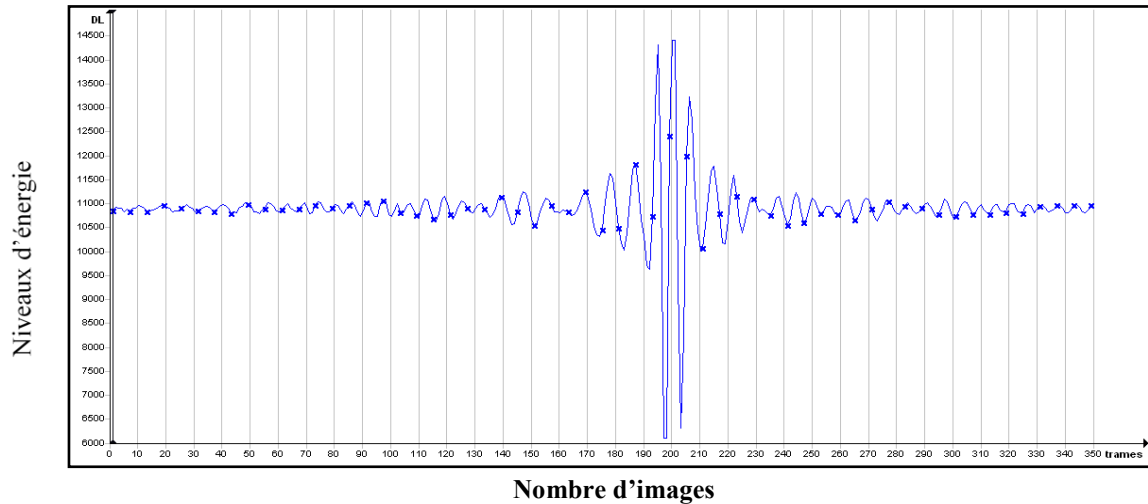


Figure (III-16) : Interférogramme obtenu avec le montage moteur pas à pas.

D'autre part pour avoir une résolution de 100 ($R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$) c'est-à-dire $\Delta\lambda = 0,05 \mu\text{m}$, il faut au moins 100 « périodes » sur l'interférogramme, soit une course minimum de $100 \times 0,25 \mu\text{m}$ soit $25 \mu\text{m}$.

C'est une course très faible mais pour ajuster la position centrale, il faut pouvoir la repérer et il est alors pratiquement nécessaire d'avoir une course plus importante encadrant la course utile.

Nous avons choisi le moteur piézo-électrique « AG-LS25 » figure (III-15 a) qui a les caractéristiques suivantes :

- Course : 12 mm
- Pas minimal : $0,05 \mu\text{m}$
- Vitesse maximale : $0,5 \text{ mm/s}$
- Poids : 2,5 g

Ce moteur piézo-électrique est commandé par le piézo-contrôleur « AG-UC2 » représenté sur la figure (III-15 b).

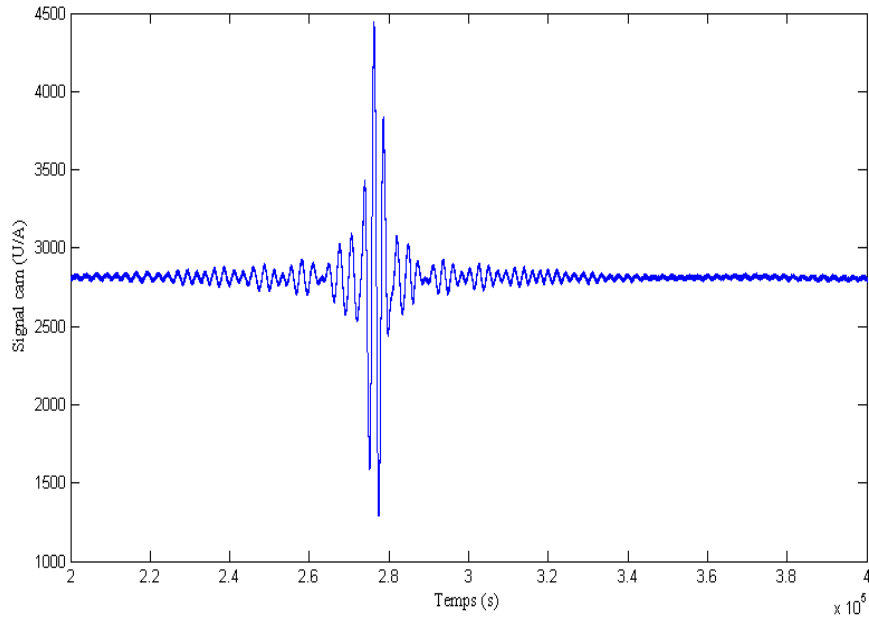


Figure (III-17) : Interférogramme obtenu avec le montage moteur pas à pas.

L'allure de l'interférogramme obtenu (figure (III-17)), semble satisfaisante, mais en faisant la transformée de Fourier (FFT) le spectre obtenu (figure (III-18)) ne donne pas les raies caractéristiques d'absorption de CO_2 atmosphérique que nous cherchions il y a comme un doublement du spectre.

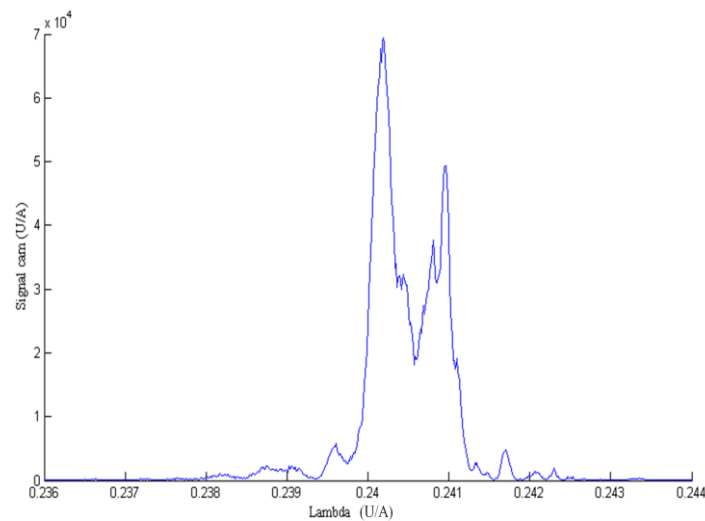


Figure (III-18) : Spectre obtenu avec le montage moteur pas à pas.

3.3.1 Interprétation du problème

L'origine de ce problème nous semble due aux frottements solides entre le miroir mobile et son guide dans l'interféromètre de Michelson, ce qui engendre qu'à chaque pas le miroir ne revient pas à une position parfaitement orthogonale par rapport à l'autre miroir. Il y a une déformation de l'interférogramme qui donne par la suite un spectre avec des valeurs aberrantes.

3.3.2 Conclusion

- Utilisation du moteur linéaire du spectromètre :

La vitesse de déplacement la plus faible est de $0,55 \mu\text{m/s}$. Cette vitesse relativement rapide impose d'avoir une cadence d'acquisition d'images très élevée (15000 Hz) ce qui a deux conséquences :

- Le temps de pose de chaque image de la caméra est très court (de l'ordre de $1/2000$ de seconde) et le signal est bruité.
- La matrice observable, comporte peu de pixels (15×64).

A part ces limitations en résolution spatiale et en sensibilité, les spectres caractérisaient bien les gaz.

- Utilisation d'un moteur pas à pas :

Les résultats n'ont pas été satisfaisants sur le seul plan de la caractérisation des gaz. Le miroir après chaque pas ne retrouve pas son alignement.

Pour éviter ces inconvénients nous avons été amenés à commander un spectromètre avec le module « STEP-SCAN » qui contrôle l'orthogonalité des miroirs à chaque pas. Ce dispositif « STEP-SCAN » est destiné généralement à l'étude des spectres de phénomènes cycliques dont la période est plus courte que le temps minimum ($1/100$ de seconde) de déplacement des miroirs.

Nous avons donc utilisé ce « STEP-SCAN » comme un moteur pas à pas que nous commandions.

Nous avons utilisé notre expérience acquise sur ce moteur mais en bénéficiant aussi du réalignement automatique des miroirs.

3.4 Montage avec le dispositif «step-scan»

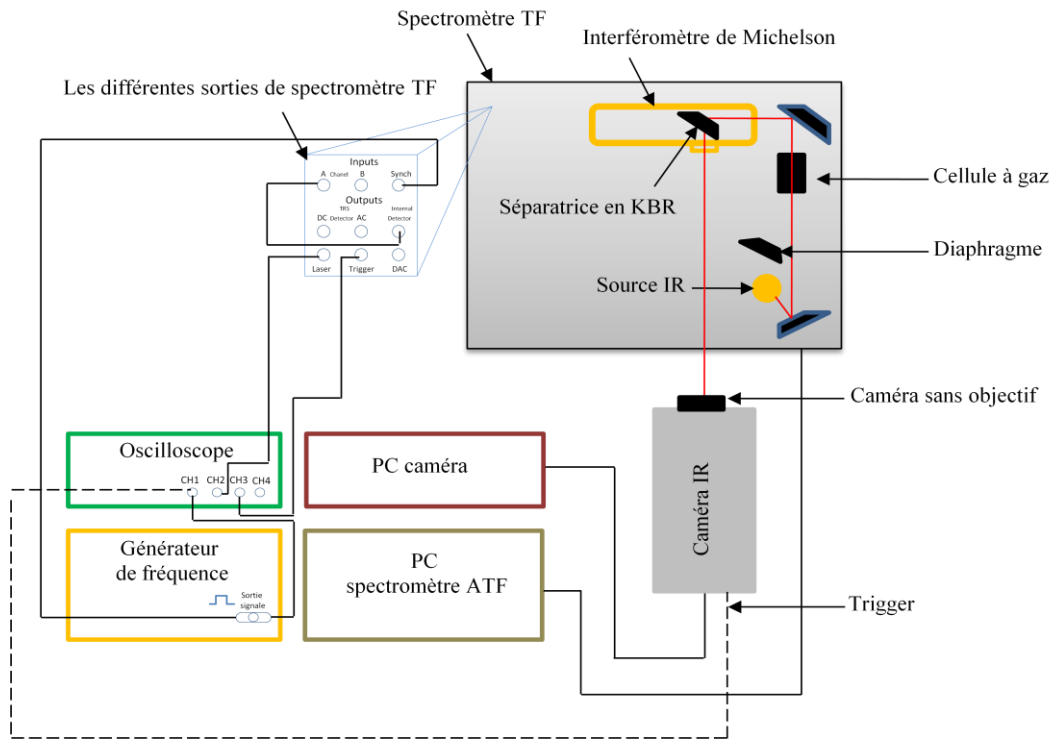


Figure (III-19) : Schéma du montage avec mode « step - scan ».

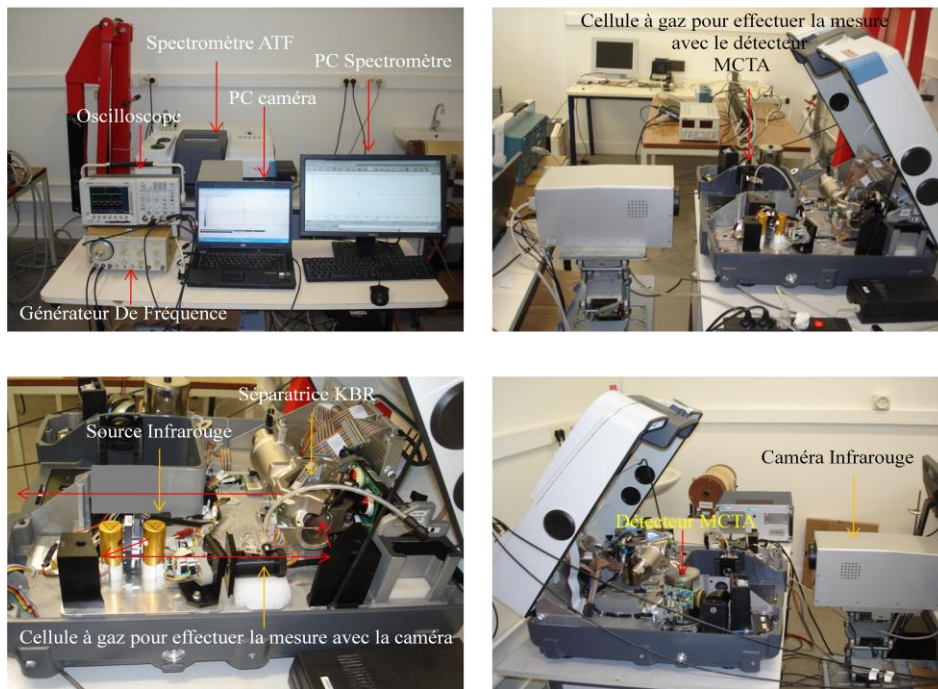


Figure (III-20) : Dispositif expérimental «cellule à gaz CO – CH4 » et CO₂ atmosphérique.

Dans cette partie d'expérience et après avoir fait plusieurs essais avec le moteur piézo-électrique, le laboratoire a décidé d'acquérir un spectromètre à TF avec le module « step-scan ».

Le but de rajouter un « step-scan » est de faire l'acquisition sur la matrice de la caméra infrarouge quand le miroir mobile ne bouge pas. Ceci permet d'utiliser au mieux la sensibilité de chaque détecteur de la matrice. Par exemple si on désire avoir une résolution de 1000 autour de $4\mu\text{m}$, c'est-à-dire $0,004\ \mu\text{m}$, il faut acquérir au moins 1000 sinusoides avec au moins 4 points par sinusoides, soit 4000 valeurs. La caméra observant une scène autour de la température ambiante a une image optimum avec un temps de pose de 2 ms, il faudrait donc faire l'interférogramme en $1000 \times 4 \times 2\ \text{ms} = 8\ \text{secondes}$.

La distance parcourue par le miroir pour faire 1000 sinusoides de $\frac{4\ \mu\text{m}}{2} = 2\ \mu\text{m}$ est donc de 2 mm.

Si le miroir a un mouvement continu sa vitesse devrait être de $\frac{1}{4}\ \text{mm/s}$ ce qui est difficile à réaliser étant donné que les frottements solides donneraient des à-coups.

La solution d'un miroir faisant des sauts (steps) contrôlés par un générateur extérieur déclenchant l'ouverture de la caméra à chaque saut est donc une solution idéale.

On construit alors un interférogramme point par point contrairement au mode avec un déplacement continu.

La figure (III-22) montre le signal laser du spectromètre à TF et le signal du détecteur intérieur (figure (III-21)), qui nous servent de référence pour repérer la position du miroir mobile de l'interféromètre de Michelson. Ces deux signaux sont pris directement sur les sorties du spectromètre par des câbles coaxiaux.

Le détecteur intérieur doit être illuminé par une fraction du rayonnement incident et sa réponse déclenche l'acquisition en mode « step-scan ». (Dans le mode général, c'est le détecteur du spectromètre qui déclenche l'acquisition et dans notre étude nous utilisons un détecteur extérieur, la caméra)

Une particularité de ce spectromètre à TF avec module « step-scan » est de posséder un petit détecteur intérieur (figure (III-21)) qui recevant une partie du rayonnement déclenche l'acquisition en mode « step-scan ».



Figure (III-21) : Détecteur intérieur (PbSe) de spectromètre TF.

Pour expliquer l'acquisition de la séquence, nous présentons (figure (III-22)) les différents signaux de l'expérience que nous avons enregistrés par un oscilloscope.

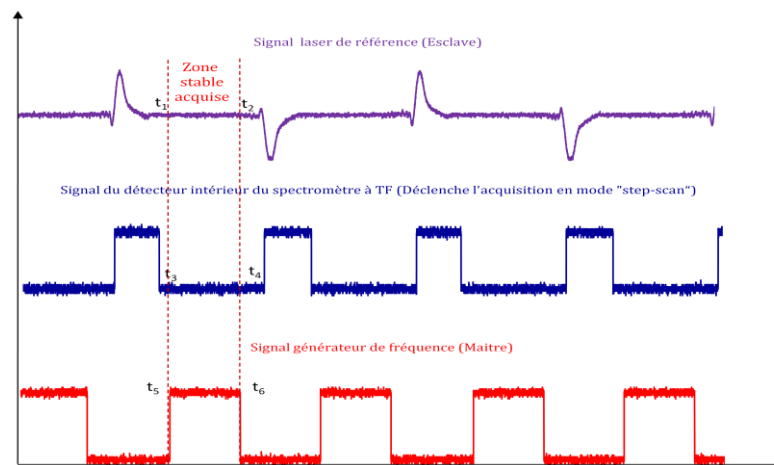


Figure (III-22) : Dispositif permettant d'acquérir le signal pendant la stabilité du miroir.

A chaque « saut » du miroir le système d'alignement du miroir replace le miroir orthogonalement à l'autre miroir.

3.4.1.1 Signal du laser de référence

Nous distinguons deux zones :

- Zone stable où le miroir mobile de l'interféromètre de Michelson ne bouge pas.
- la zone instable où le miroir mobile bouge.

L'acquisition sur la caméra est déclenchée à t_1 pendant que le miroir est stable. Elle se termine au maximum à t_2 .

Le temps d'ouverture de la caméra est inférieur à $t_2 - t_1$.

3.4.1.2 Générateur de fréquence

Pour déclencher l'acquisition de la caméra, nous avons ajouté un générateur de fréquence créant un signal TTL (0-5 V) qui déclenche le trigger de la caméra. L'ouverture du détecteur se fait entre l'instant t_5 et t_6 .

3.4.1.3 Signal du détecteur du spectromètre

On synchronise pour ne récupérer que la partie utile de l'interférogramme, c'est-à-dire à l'intérieur de l'intervalle de temps pendant lequel le miroir de l'interféromètre de Michelson ne bouge pas « et qu'il est stable ». L'acquisition par la caméra infrarouge est déclenchée par le signal carré venant du générateur de fréquence (figure (III-22)). L'exemple des figures (III-23) et (III-24) correspond à un temps d'exposition de $19\mu\text{s}$, une matrice de 5×63 pixels, et une fréquence de prise d'image de 25 images/s (Hz).

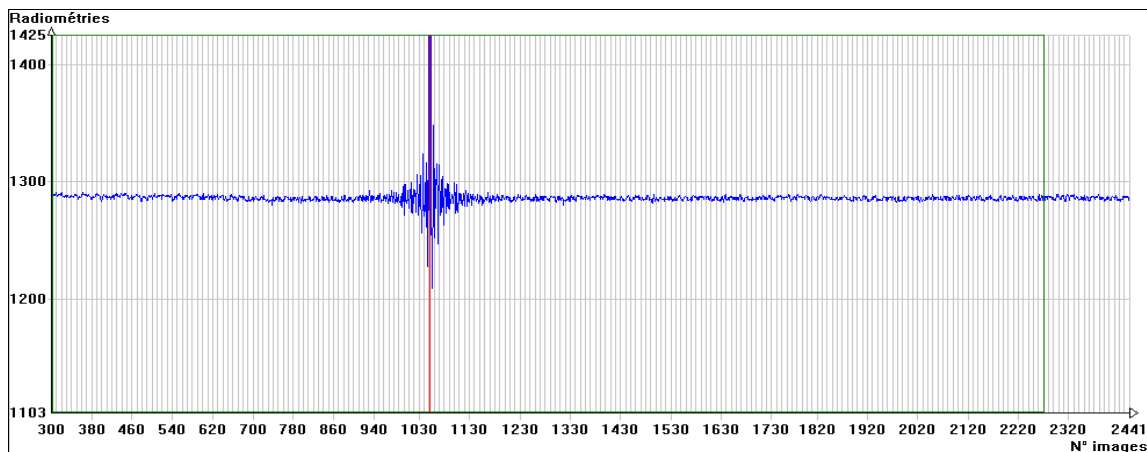


Figure (III-23) : Interférogramme « cellule à gaz CO – CH₄ » et CO₂ atmosphérique

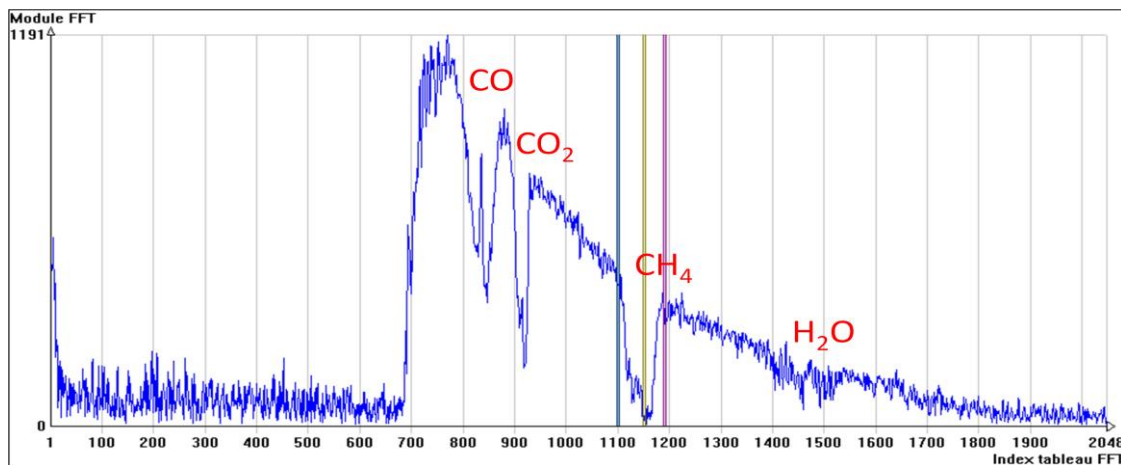


Figure (III-24) : Spectre FFT « cellule à gaz contenant CO, CH₄ » et constituants atmosphérique (CO₂, H₂O).

On distingue nettement les deux lobes P et R des raies de rotations vibration au CO. A partir des formes des absorptions du CO et de CO₂ on peut estimer que la résolution est de 8 cm⁻¹. La figure (III-25) montre la scène générale d'où vient le pixel analysé à la figure (III-24).

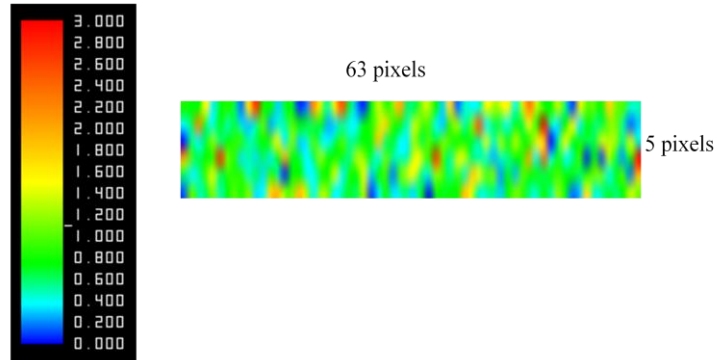


Figure (III-25) : Concentration de CH₄ sur une scène de 5×63 pixels.

Pour exploiter l'apport dû au mode step-scan qui permet d'utiliser toute la matrice de la caméra, nous avons créé une fuite de méthane indiscernable sur un fond complexe

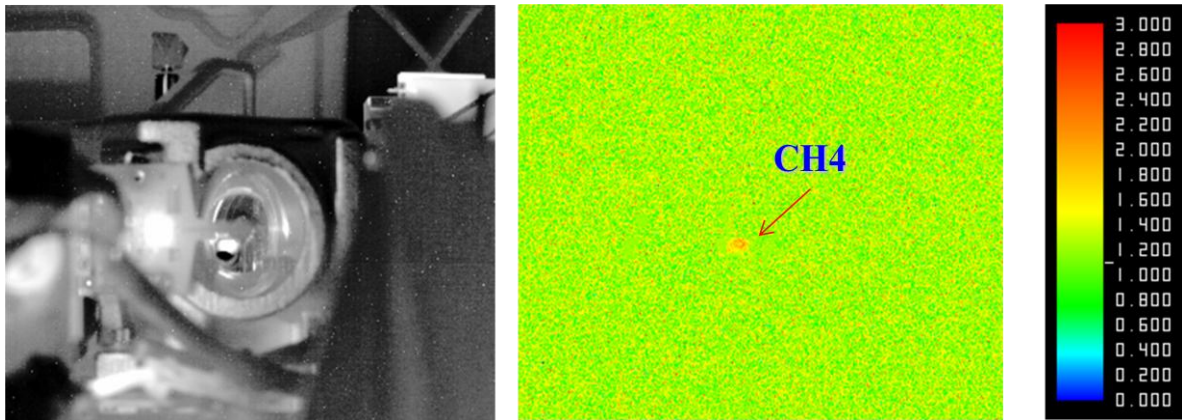


Figure (III-26) : Concentration CH₄ (Transmission $\Delta T=30^\circ\text{C}$), matrice 320 ×256 pixels.

Sur la figure (II-26) « très confuse » le traitement de l'image permet de distinguer très nettement la position d'une fuite de méthane qui était située à l'extérieur du spectromètre.

3.4.2 Choix de la résolution

La figure (III-27) montre les spectres avec différentes résolutions obtenus directement avec le logiciel de spectromètre à TF. Ces spectres vont nous servir dans notre étude pour faire la comparaison avec les spectres obtenus sur la matrice des détecteurs de la caméra pour un pixel.

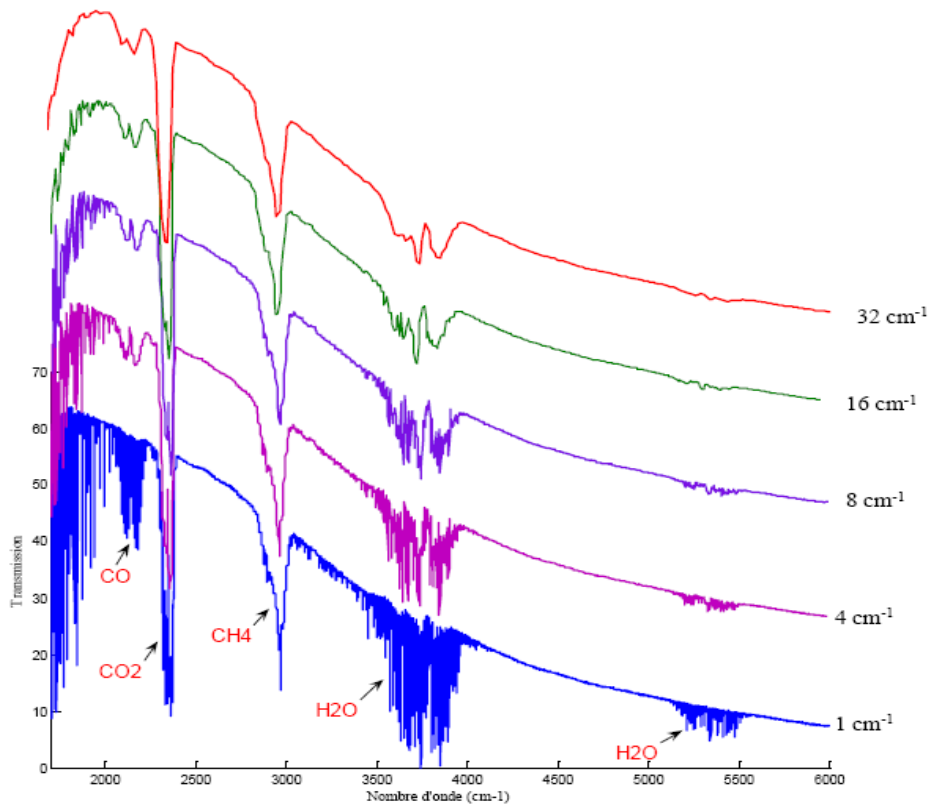


Figure (III-27) : Spectres avec différentes résolutions enregistrés sur le spectromètre à TF.

3.5 Télédétection

3.5.1 Spectromètre à TF et caméra infrarouge

L'objectif de cette étude est de développer et d'appliquer un outil de mesure permettant de dresser des cartographies instantanées des concentrations des diverses espèces présentes dans les gaz issus d'une fuite, d'une torchère, etc.... De par ses caractéristiques, il pourra réaliser des mesures résolues temporellement et spatialement.

Cette technique de mesure pourra également être embarquable sur un avion ou un bateau pour effectuer des mesures en mer ou en vol.

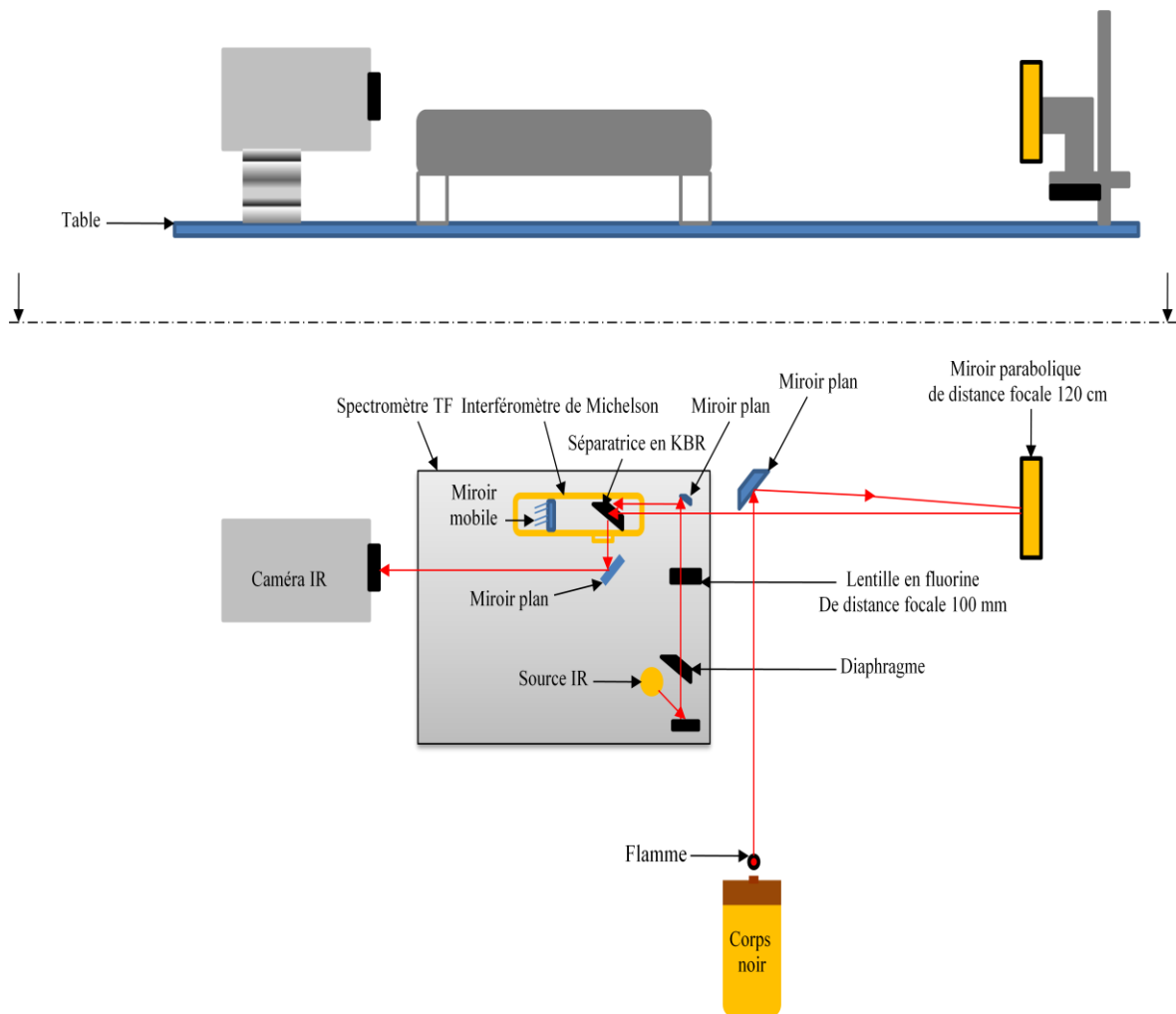


Figure (III-28) : Schéma du dispositif expérimental.

3.5.2 L'optique

Les mesures s'étendant de 2 à 5 μm , il est nécessaire que tout le système soit achromatique pour conserver la précision de la zone visée. L'utilisation de miroirs sur tout le trajet optique permet de rendre l'ensemble optique totalement achromatique.

Nous avons utilisé comme optique de focalisation un miroir parabolique de diamètre 120 mm, de distance focale $f = 1200$ mm offaxis avec un renvoi d'angle de 6° , avec un revêtement en or. Ce miroir renvoie le rayonnement issu de la cible vers l'interféromètre de Michelson (figure (III-28)). Dans l'expérience que nous avons effectuée, le corps noir était placé à 5 m du spectromètre. Le grandissement était donc de $5000/1200$ soit environ 4. La zone visée avait donc une dimension de $5 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$ puisque matrice de détecteurs a une dimension de $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$.

3.5.3 Choix de l'angle solide de mesure

L'ouverture angulaire du rayonnement émis est cependant relativement faible.

En effet ici
$$\Omega = \frac{\pi R^2}{f^2}$$

R : rayon de la zone utile dans l'interféromètre.

R = 15 mm f = 1200 mm

$$\Omega = \pi \left(\frac{15}{1200}\right)^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ sr}$$

Cette faible ouverture va donc pour un temps de mesure donné limiter l'énergie reçue de la cible.

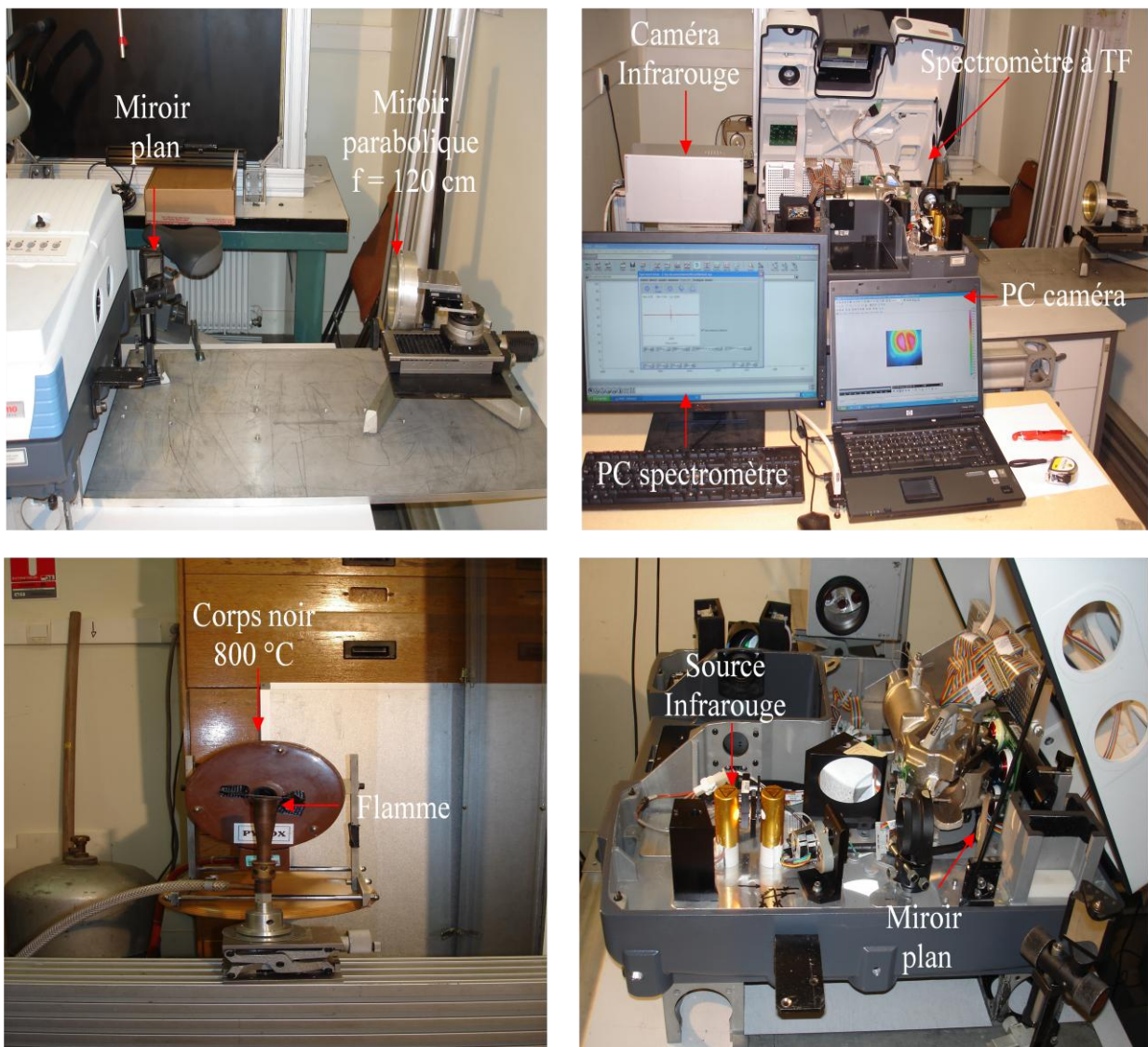


Figure (III-29) : Dispositif expérimental.

3.5.4 Augmentation du diamètre de l'objectif

➤ Comparaison :

En pratique le diamètre de l'objectif est toujours plus petit que sa distance focale ($D < f$).

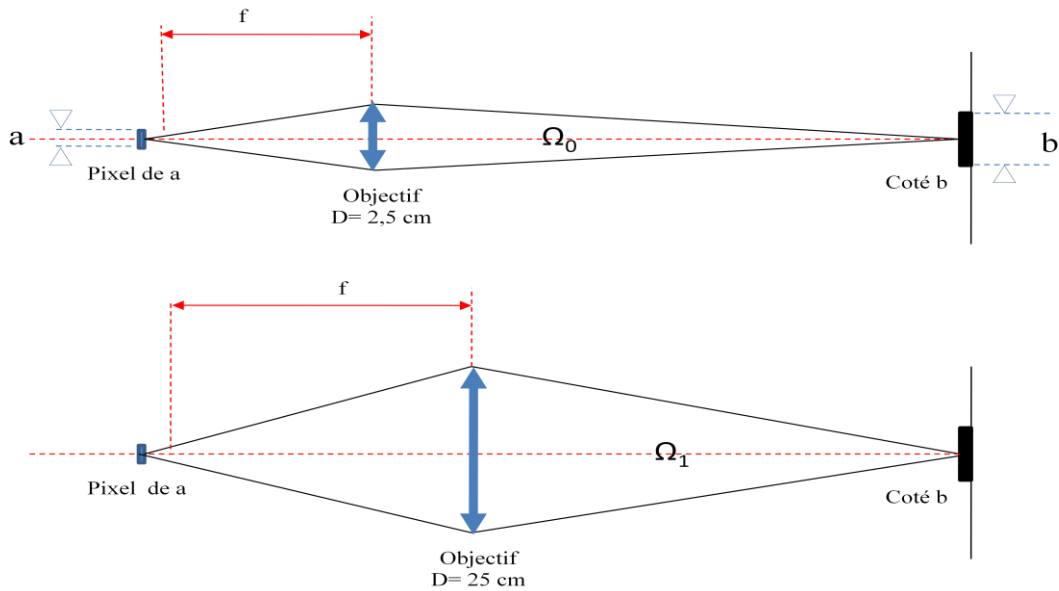


Figure (III-30) : Comparaison taille objectif.

Coté b Nous voyons un carré de coté $a \times \frac{D}{f}$

Le champ = taille matrice $\times \frac{D}{f}$

Dans notre cas la taille de la matrice de la caméra infrarouge est = 10 mm \times 10 mm

Exemple 1 avec focale de 2,5 cm :

$$D = 1000 \text{ m} \quad a = 30 \text{ } \mu\text{m} \quad f = 2,5 \text{ cm}$$

Le grandissement vaut 50.000

Coté du carré visé par un pixel : $b = 1,2 \text{ m}$

Le champ total est large de 400 m.

Exemple 2 avec focale de 250 mm :

$$D = 200 \text{ mm} \quad a = 30 \text{ } \mu\text{m} \quad f = 250 \text{ mm}$$

Le grandissement est de 4000.

Coté du carré visé par un pixel : $b = 0,12 \text{ m}$

Le Champ total est de 40 m

On peut dégrader la résolution spatiale pour augmenter la luminosité en groupant les pixels 10 par 10.

C'est 100 fois plus lumineux, mais le champ est 100 fois plus petit.

L'idéal pour détecter une fuite est l'utilisation d'un objectif à focale variable.

3.6 Corps noir et transmission atmosphérique

Nous faisons d'abord un étalonnage avec un corps noir porté à 800°C situé à 5 mètres du spectromètre. Le trajet optique comporte trois éléments : l'émission de la cible du corps noir à 800°C, 20 cm (longueur de la cavité du corps noir) où l'émission de l'atmosphère est portée à 800°C et enfin une absorption sur 5 m par l'atmosphère à 20°C avec 60% d'humidité.

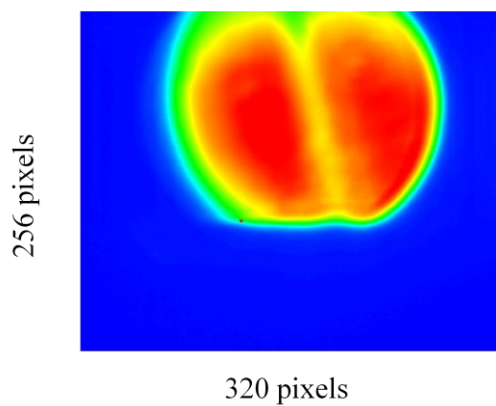


Figure (III-31) : Image caméra du corps noir à 800 °C.

Nous avons placé une flamme (Bec Mecker alimenté en CH_4).

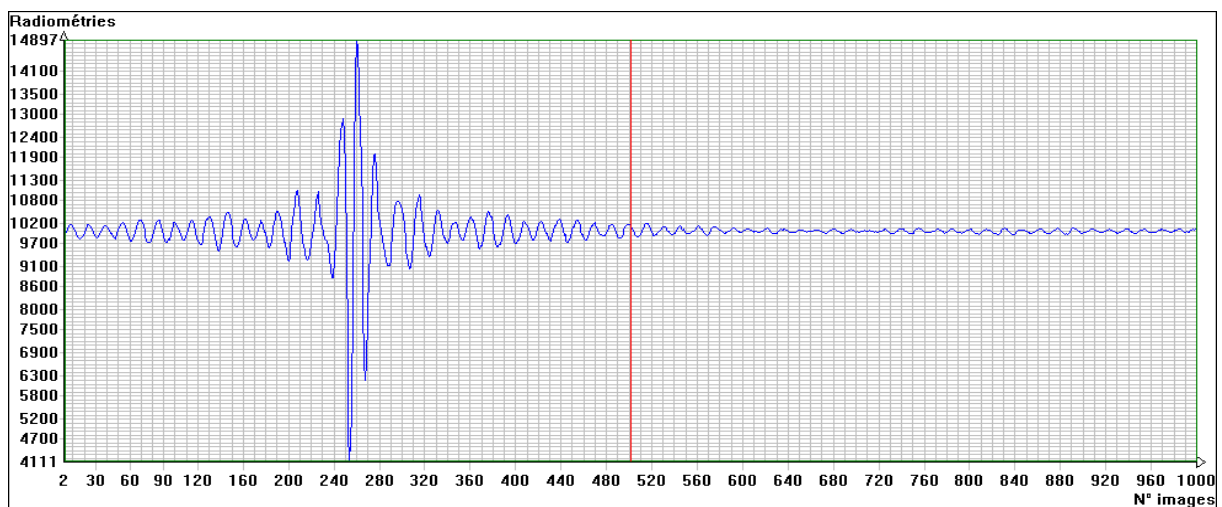


Figure (III-32) : Intéférogramme du corps noir.

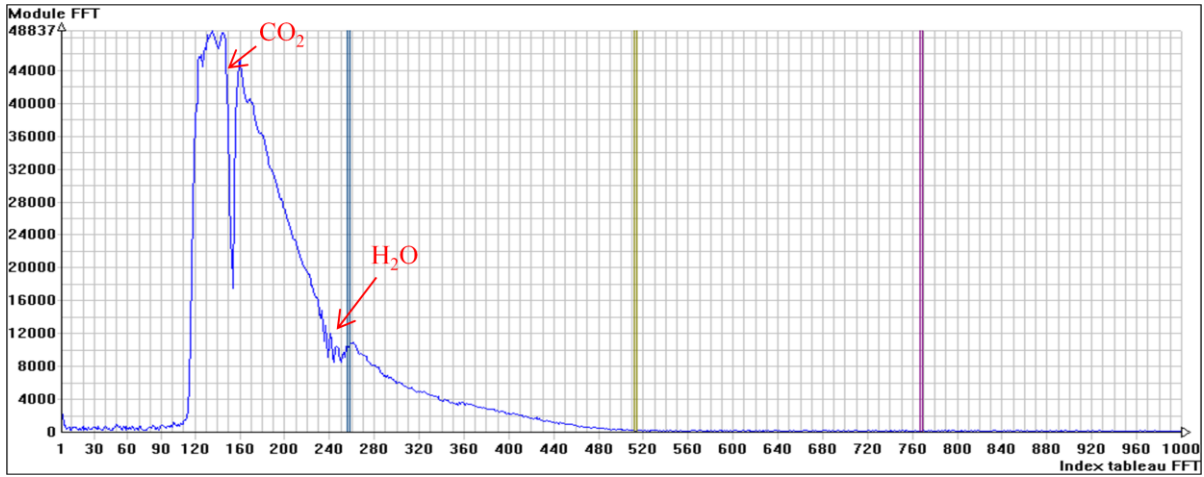


Figure (III-33) : Spectre FFT « corps noir, CO₂ et H₂O atmosphérique » sur un pixel.

3.6.1 Flamme devant corps noir

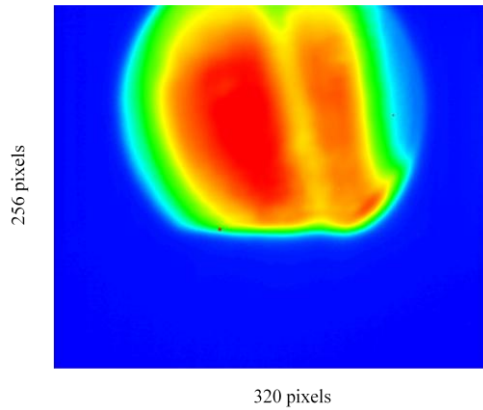


Figure (III-34) : Image caméra « Flamme placée devant un corps noir à T=800°C ».

Sur la figure (III-34), on ne voit pas le gaz.

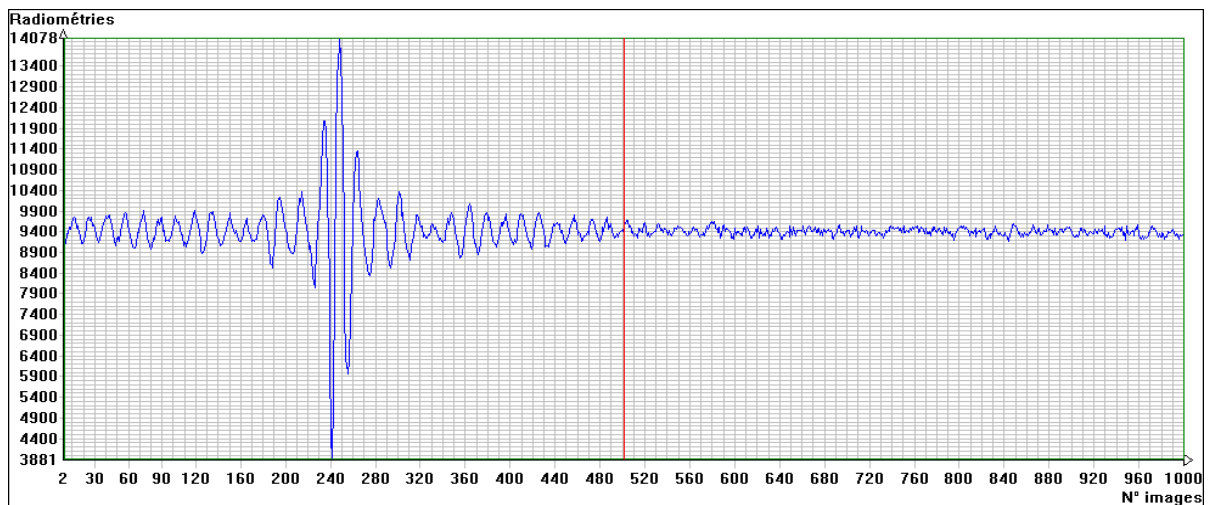


Figure (III-35) : Interferogramme d'un pixel « Flamme devant corps noir ».

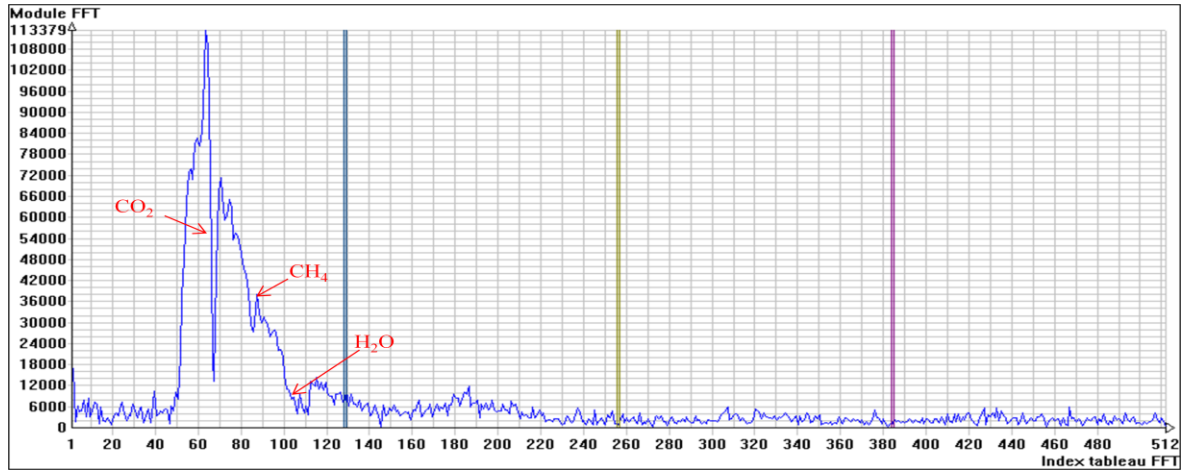


Figure (III-36) : Spectre FFT « Flamme devant corps noir ».

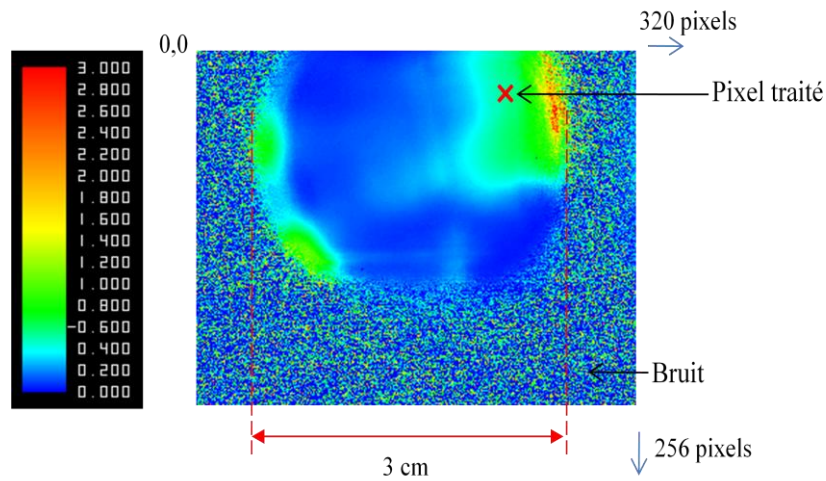


Figure (III-37) : Concentration CH_4 d'une flamme devant corps noir à 800°C « image 320×256 pixels ».

On observe en haut à droite une forte concentration de CH_4 non consommé.

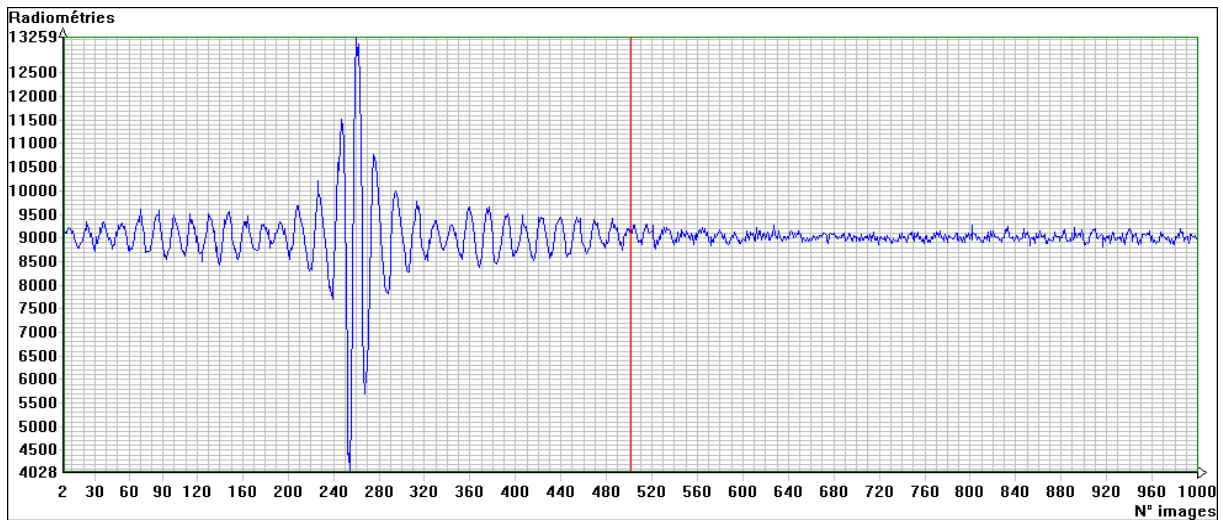


Figure (III-38) : Interférogramme « Flamme descendue de 1 cm devant corps noir ».

3.6.2 Flamme pauvre descendue de 1 cm devant le corps noir

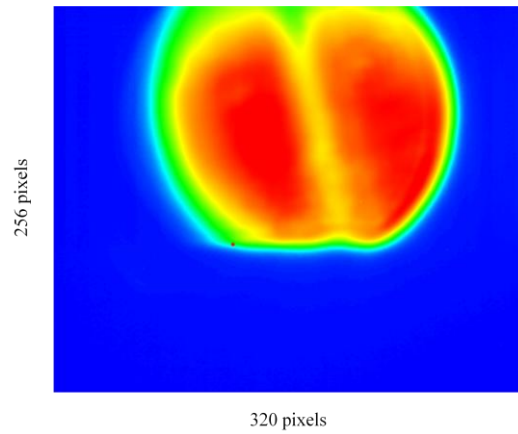


Figure (III-39) : Image caméra « Flamme pauvre descendue de 1 cm devant corps noir ».

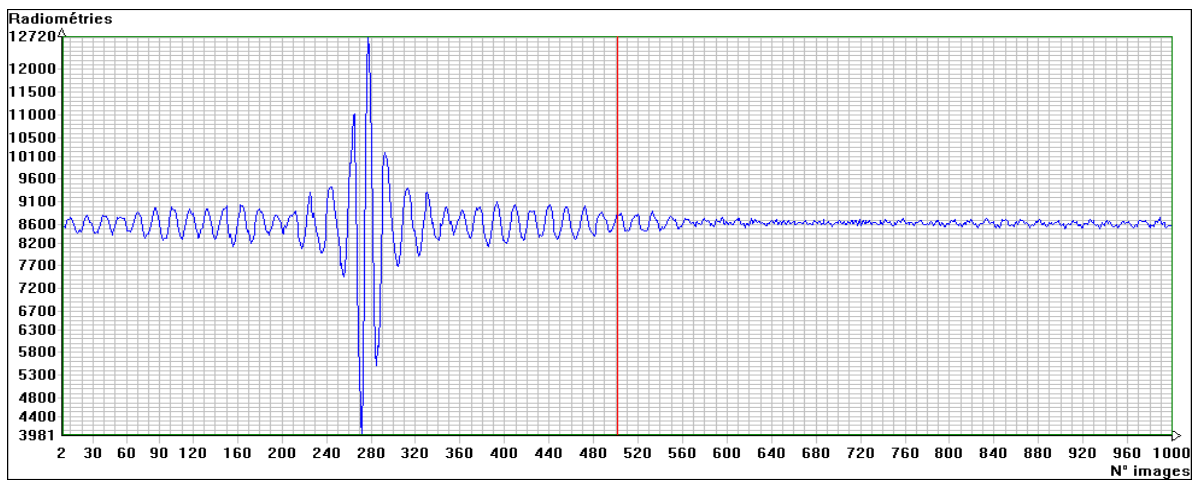


Figure (III-40) : Intéférogramme « Flamme pauvre descendue de 1 cm devant corps noir ».

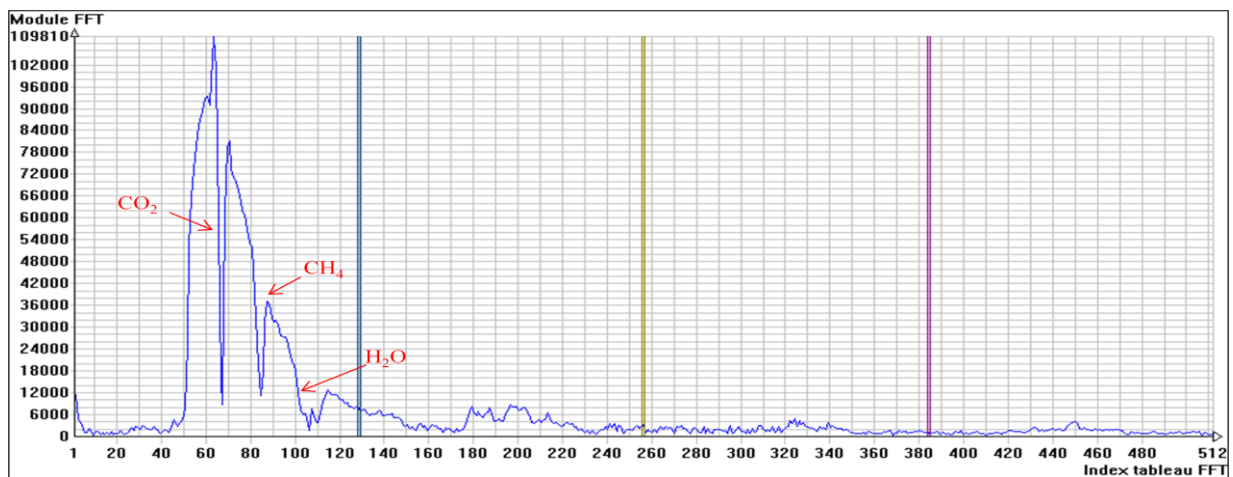


Figure (III-41) : Spectre FFT « Flamme pauvre descendue de 1 cm devant corps noir ».

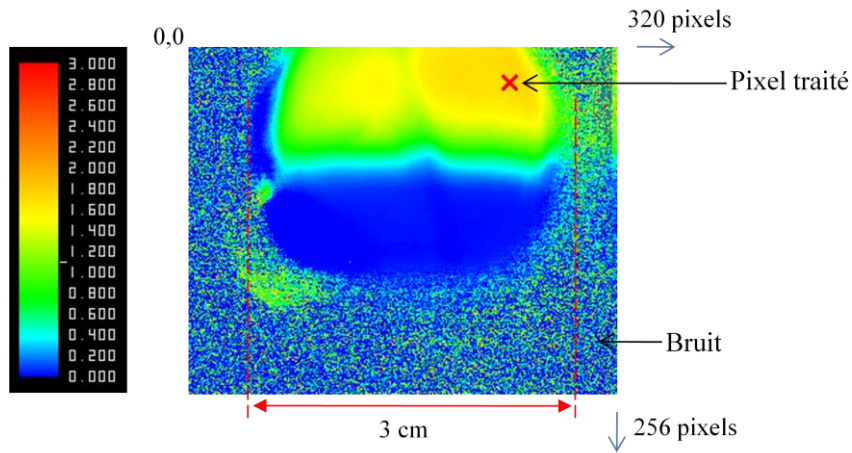


Figure (III-42) : Concentration CH_4 « Flamme pauvre descendue de 1 cm devant corps noir ».

Le dégagement de CH_4 imbrulé est très net.

3.6.3 Flamme devant le corps noir et filtre CO_2

Pour vérifier la qualité du filtrage par le spectromètre, nous avons pris le filtre interférentiel centré à $\lambda = 4,26 \mu\text{m}$ que nous avons déjà utilisé.

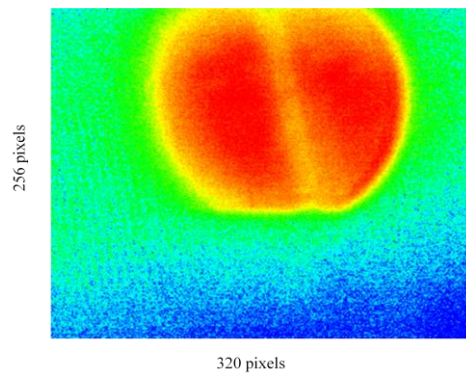


Figure (III-43) : Image caméra « Flamme devant corps noir et filtre CO_2 devant le spectromètre ».

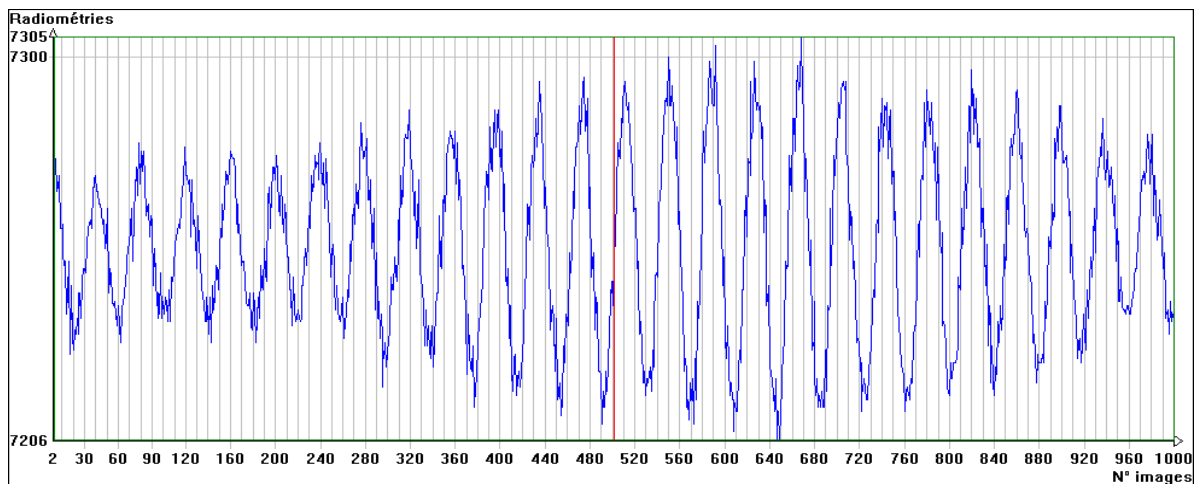


Figure (III-44) : Interferogramme « Flamme devant corps noir et filtre CO_2 devant le spectromètre ».

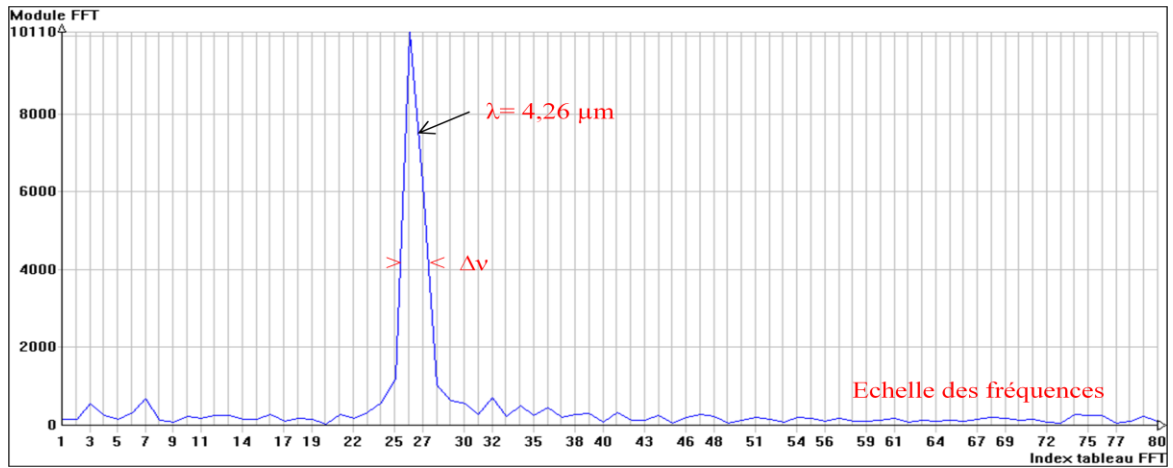


Figure (III-45) : Spectre FFT « Flamme devant corps noir et filtre CO₂ devant le spectromètre».

Nous avons ici $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{15}$ (Largeur filtre 10 nm).

3.6.4 Flamme devant le corps noir et filtre CO

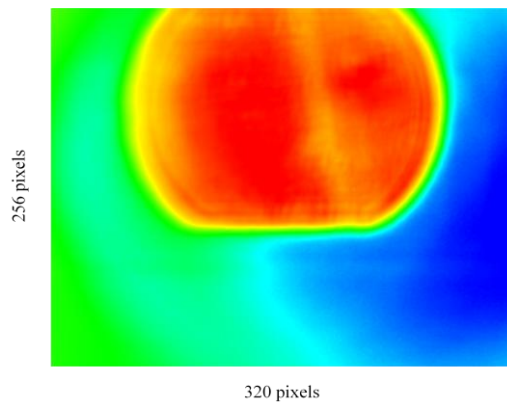


Figure (III-46) : Image caméra « Flamme devant corps noir et filtre CO».

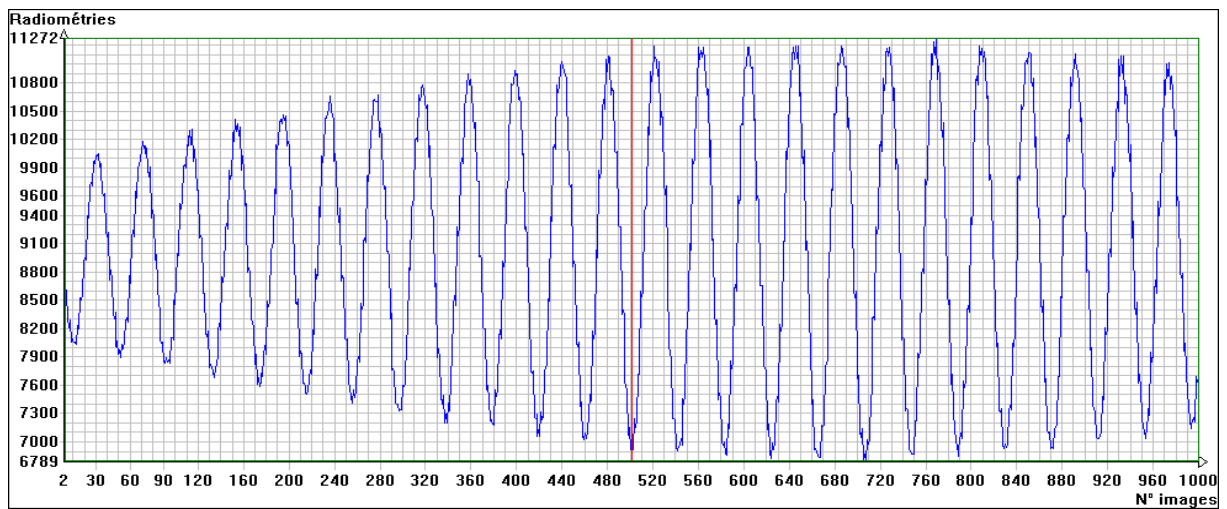


Figure (III-47) : Interferogramme « Flamme devant corps noir et filtre CO».

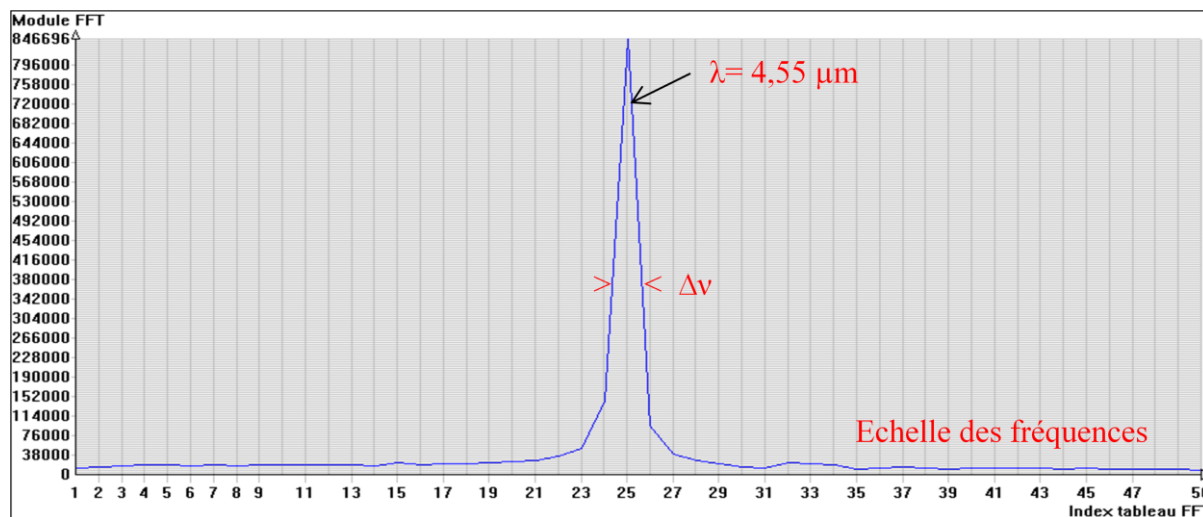


Figure (III-48) : Spectre FFT « Flamme devant corps noir et filtre CO».

Nous avons aussi une résolution $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{15}$.

Le filtre avait une largeur de bande de 85 cm^{-1} autour de 2230 cm^{-1} soit une résolution de l'ordre de $\frac{1}{25}$. Le montage est donc presque équivalent en résolution.

Chapitre IV

Quantification par thermographie de paramètres physiques des sportifs de haut niveau

Introduction

L'homme a toujours cherché à maîtriser l'énergie car elle représente la force nécessaire pour modifier son état et réaliser des performances tangibles. Cette énergie ne peut provenir que de l'activité musculaire soumise aux déterminants physico chimiques les plus variés.

La performance en sport, par exemple, a soulevé ces derniers temps des inquiétudes quant à l'utilisation d'une énergie, moralement acceptable par la communauté humaine. C'est ainsi que les méthodes d'amélioration de la performance en sport deviennent suspectes, surtout quand elles détournent des développements scientifiques pour cacher une énergie artificielle, dangereuse pour l'athlète et la société. Le cyclisme est devenu malheureusement l'exemple phare des techniques de dopage les plus sophistiquées. Pour appréhender la portée de ce fléau et comprendre ces nouvelles perspectives, nous procédons à l'analyse d'un gaz déterminant dans la chaîne énergétique du sportif de haut niveau, le CO₂.

A partir du rayonnement absorbé et émis dans l'infrarouge par ce gaz on peut effectuer une cartographie de la concentration de ce gaz et évaluer le débit de ce gaz. Ceci nous permettra de comprendre les mécanismes intervenant dans la transformation de cette énergie tant recherchée par les athlètes.

4.6 Méthode de mesure et chaîne de mesure

L'objet de cette étude est d'analyser quantitativement la respiration de sportifs confirmés en fonction de l'effort par une méthode non intrusive. Le laboratoire LEME a développé une méthode de caractérisation à distance de la forme et de la concentration de jets gazeux. Le principe a été breveté pour le méthane avec Gaz de France [21], et nous l'avons appliqué au dioxyde de carbone produit par la respiration. Notre étude fait suite à une autre déjà réalisée par le laboratoire qui avait mis en évidence l'effet des émotions sur la respiration [55].

Nous allons donc confirmer cette étude en essayant de trouver des corrélations sur le débit, la fréquence ou encore les modes de respiration (nez, bouche).

Nous avons mis en œuvre une chaîne de mesure (figure (IV-1)) dont les principaux équipements sont les suivants :

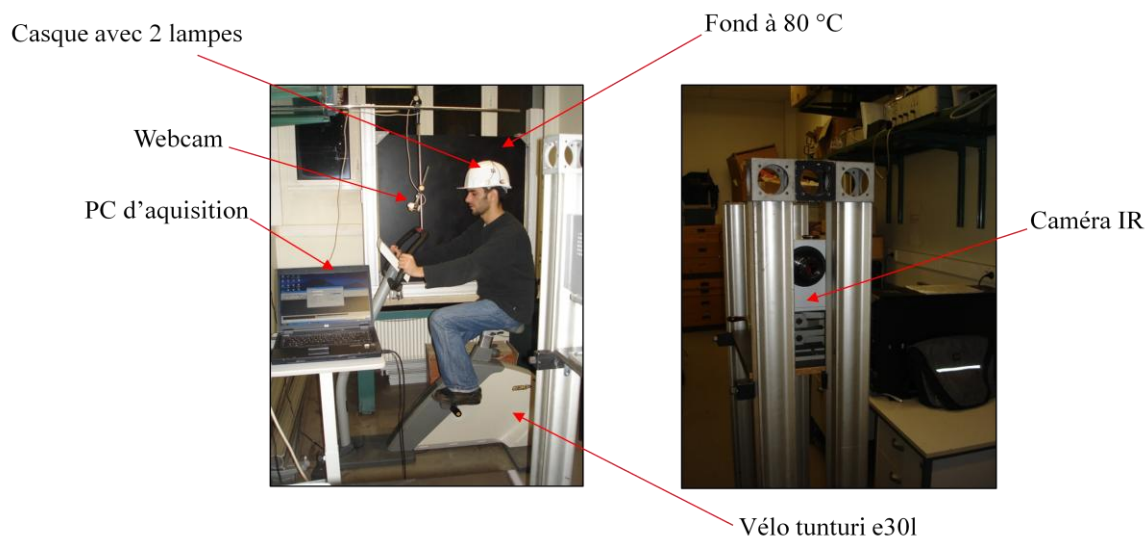


Figure (IV-1) : Dispositif expérimental pour l'étude de la respiration de sportifs.

4.1.1 Vélo

Le vélo E30L de la marque TUNTURI, matériel dit haut de gamme, a été choisi par le service STAPS de l'université Paris-ouest, pour étudier la respiration de sportifs.

Le vélo est équipé avec une console dont les paramètres suivantes sont affichées (figure (IV-2)):

- Le temps écoulé (min: sec).
- La vitesse (km/h).
- La distance (km).
- La fréquence cardiaque (bpm).
- La puissance (W).
- L'énergie dépensée (kcal).



Figure (IV-2) : Afficheur des paramètres.

4.1.2 Observation des paramètres de l'effort

Pour faciliter l'observation des paramètres affichés sur la console du vélo et pour ne pas perturber la mesure, nous avons choisi de fixer une webcam reliée à l'ordinateur.

4.1.3 Caméra Infrarouge

Nous avons utilisé une caméra thermique de dernière génération : Cedip Orion. Elle possède une bande spectrale s'étalant de 1,5 à 5 μm .



Figure (IV-3) : Camera Cedip ORION.

Le détecteur de cette caméra, comme nous l'avons expliqué dans le chapitre I, est refroidi à 80 K par un réfrigérateur (un moteur STIRLING assurant la compression) afin de minimiser le bruit Johnson dont la force électromotrice augmente avec la température comme : $e = e_0 \sqrt{kT}$. Avec k : constante de Boltzmann.

Un ordinateur est utilisé pour le contrôle et le paramétrage de la caméra. Il est équipé de deux logiciels :

- CIRUS utilisé pour le paramétrage de la caméra.
- ALTAIR servant d'interface graphique entre la caméra et l'utilisateur.

4.1.4 Fond uniforme régulé

Comme nous l'avons vu (§ 1.9), une détection quantitative implique de connaître le fond de la scène. Pour le besoin de cette manipulation nous utilisons une plaque d'aluminium de 1 m² et d'une épaisseur de 10 mm. Cette épaisseur d'un matériau très bon conducteur de la chaleur ($k=200\text{w/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$) est suffisante pour que la plaque soit homogène en température. Elle est recouverte d'une peinture de marque Velvet (peinture noire) ayant une forte émissivité (0,97) donc un faible facteur de réflexion. Les réflexions de l'environnement de l'expérience sont ainsi négligeables ce qui homogénéise le rayonnement du fond de mesure. Nous avons collé sur la face arrière des tapis chauffants. Un thermocouple donne la température de surface et par l'intermédiaire d'un régulateur stabilise la température de la plaque. Ce système nous permet d'avoir une température de surface assez homogène et stable (environ 1 $^\circ\text{C}$ autour de 80 $^\circ\text{C}$). Ce

fond chaud sert à visualiser la respiration des individus par le biais de la caméra en utilisant les propriétés absorbantes du CO₂ rejeté par la personne qui respire (température du gaz, concentration). Nous allons utiliser ce fond homogène en température pour mettre en évidence la différence et émissivité pour quantifier (1.22) la masse de CO₂ présente devant la caméra à un instant donné.

4.2 Concentration d'un nuage homogène

Dans le cas de la configuration que nous avons retenue pour l'étude de la respiration, les gaz sont encore proches de leur source et ils ne se sont pas encore mélangés avec l'air. On peut simplifier le problème en considérant que le nuage est homogène en température et en concentration.

Dans ce cas l'équation (1.22) se simplifie et on a :

$$\int_{2\mu m}^{5\mu m} L_{\lambda} d\lambda = \int_{2\mu m}^{5\mu m} [[\varepsilon_{fond} L_{\lambda T_{fond}}^0 \tau_{0A} \tau_{AB} + [1 - \varepsilon_{gaz} e^{-\varepsilon_{gaz} CL}] L_{\lambda T_{gaz}}^0] \tau_{BM}] d\lambda \quad (4.1)$$

Le problème peut alors se résoudre en effectuant deux mesures pour déterminer pixel par pixel les deux inconnues, c'est-à-dire la température du gaz et le produit CL de la concentration du gaz par l'épaisseur du nuage au pixel considéré.

4.2.1 Mesure spectrale totale sur la bande totale (ici 2-5 μm)

Les gaz et le fond apparaîtront sur l'image, on ne distingue pas du fond le CO₂ expiré par rapport au fond.

4.2.2 Filtrage optique à une longueur d'onde

Le gaz apparaît sur le fond mais la méthode est uniquement qualitative car on ne peut pas séparer les deux inconnues.

4.2.3 Filtrage optique à deux longueurs d'onde

Pour mieux cerner les phénomènes, on peut éliminer le fond en comparant l'image filtrée à la longueur d'onde d'absorption du gaz (par exemple $\lambda = 4,26 \mu m$ pour le dioxyde de carbone « CO₂ ») avec une image à une longueur d'onde pour laquelle tous les gaz sont transparents (figure IV-4).

Lorsqu'on choisit une longueur d'onde où le gaz est transparent (par exemple $\lambda = 4 \mu\text{m}$) l'équation (2) devient simplement :

$$L_{\lambda} = \varepsilon_{fond} L_{\lambda T_{fond}}^0 \quad (4.2)$$

En conjuguant les équations (4.1) et (4.2) on obtient le produit CL qui caractérise le volume de gaz.

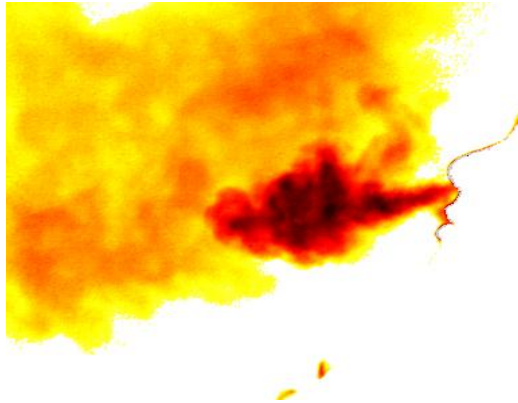


Figure (IV-4) : Souffle d'un sujet observé en méthode bichromatique.

La figure IV-4 montre le souffle d'une personne avec une Caméra CEDIP Orion bande $2 \mu\text{m} - 4,9 \mu\text{m}$ en soustrayant une thermographie filtrée à $4,26 \mu\text{m}$. d'une thermographie filtrée à $4,0 \mu\text{m}$.

Les figures (IV-5) traduisent la démarche suivie. La figure (IV-5 c) fait apparaître le jet de gaz isolé en supprimant le fond de la scène. Un système optique adapté à la caméra [33] décompose l'image de la scène en deux sous-images filtrées afin d'avoir simultanément les images correspondant aux équations (4.1) et (4.3) [34], [35].

Il faut que la source et le fond ne se déplacent pas entre les images si on désire suivre le débit gazeux dans le temps. Sur les figures (IV-5a) et (IV-5b) les deux points lumineux sur le casque permettent à l'aide d'un logiciel de recalage d'image, (logiciel « Motiontrack » (figure (IV-5c)) que nous avons adapté à notre étude) de centrer automatiquement l'image sur deux points, et de recadrer l'image pour compenser les mouvements de translation et de rotation du sujet (individu, véhicule, etc...).

Plusieurs gaz pourraient aussi être analysés simultanément en utilisant des filtres montés sur une roue placée devant le détecteur de la caméra. Par exemple CO_2 et H_2O pour la respiration humaine.



Figure (IV-5 a) : Avant respiration.



Figure (IV-5 b) : Pendant respiration.



Figure (IV-5 c) : Recadrage de l'image.

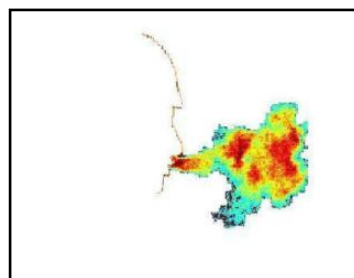


Figure (IV-5 d) : Soustraction (image (IV-5 b) – image (IV-5 a)).

4.3 Protocole de l'expérience

Les sujets sont installés sur le vélo de profil par rapport à la camera (figure (IV-1)) et les opérations se font dans l'ordre suivant :

- Mise en fonctionnement de la caméra CEDIP, avec lancement des logiciels de contrôle et visualisation.
- Mise en température de la régulation de la température du fond, jusqu'à l'obtention de 80°C.
- Prendre un film du fond sans le sujet.
- Placer les sujets sur le vélo de manière à ce que leurs visage soit sur le bord de la plaque afin d'avoir le plus grand champ possible.
- Prendre un film d'une minute du sujet avant l'effort, le sujet étant au repos et calme.
- Le sujet commence à pédaler.
- Départ de l'enregistrement de la séquence de la scène thermique.

Nous avons exigé de maintenir une vitesse de pédalage équivalente à 60 km/h pendant toute la séquence qui dure environ 15 minutes. L'effort est donc constant pendant cette séquence.

Cette expérience a été présentée au sujet comme étant l'étude du débit de CO₂ expiré en fonction de l'effort.

4.4 Résultats

4.4.1 Analyse fréquentielle et filtrage optique

- Sujet N°1

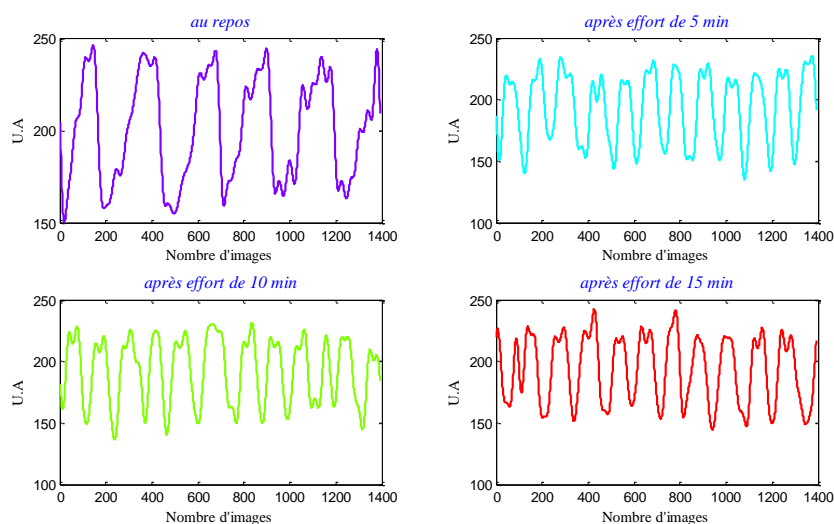


Figure (IV-6) : Suivi temporel.

Sujet masculin ayant une respiration régulière.

- Sujet N°1

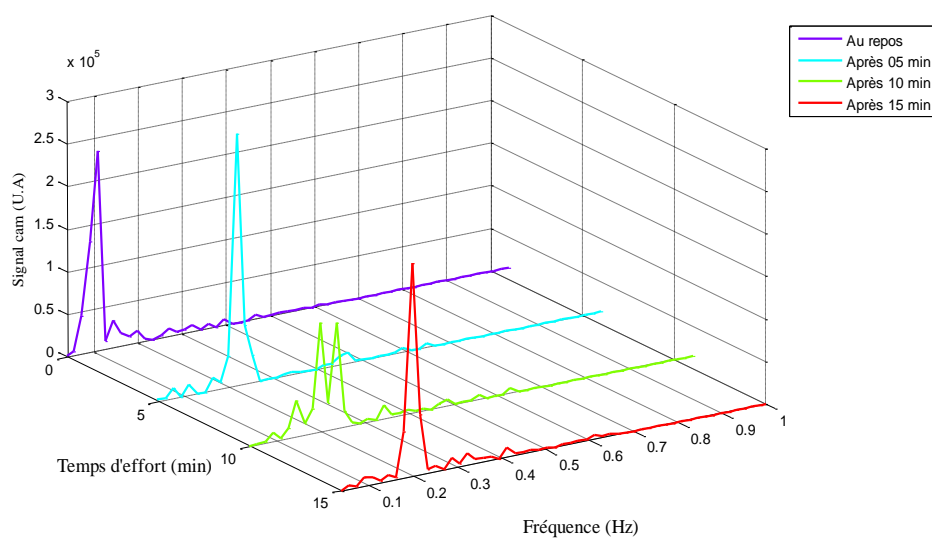


Figure (IV-7) : Spectres de fréquence temporelle de la respiration en fonction du temps de l'effort.

▪ Sujet N°2

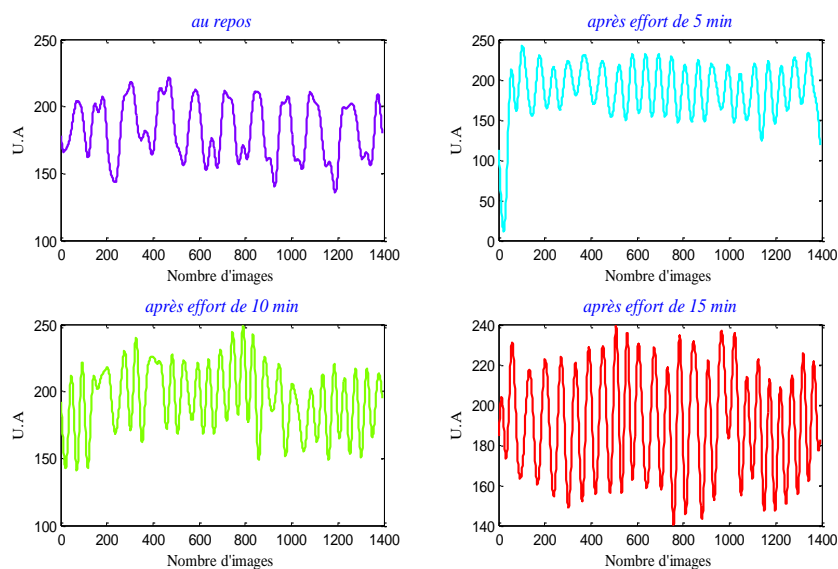


Figure (IV-8) : Suivi temporel.

Sujet féminin. On peut remarquer que la fréquence de respiration augmente avec la durée de l'effort.

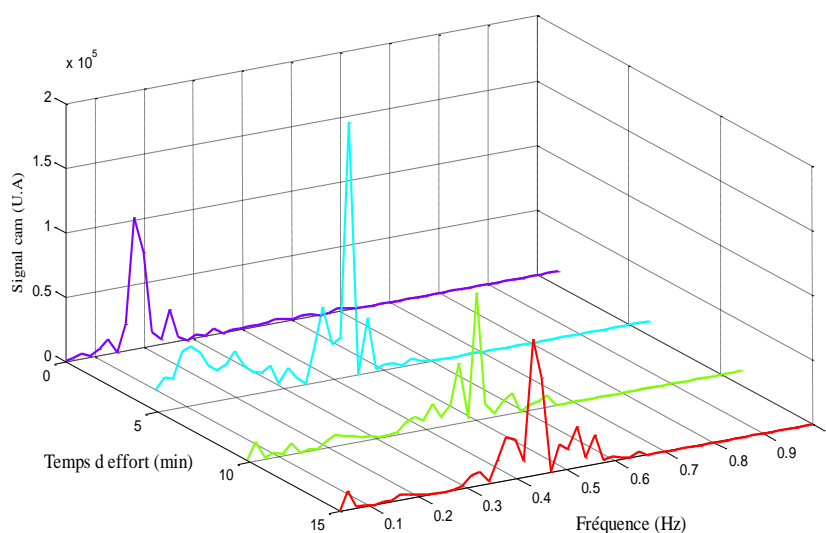


Figure (IV-9) : Spectres en fréquence.

Nous présentons plus succinctement les résultats obtenus des huit autres sujets en ne gardant que le spectre de fréquences qui caractérise l'amplitude et la forme de la respiration.

▪ **Sujet N°3**

La respiration par rapport aux sujets 1 et 2 n'est pas sinusoïdale, le spectre est riche en composantes. Ce sujet s'est arrêté au bout de 10 minutes.

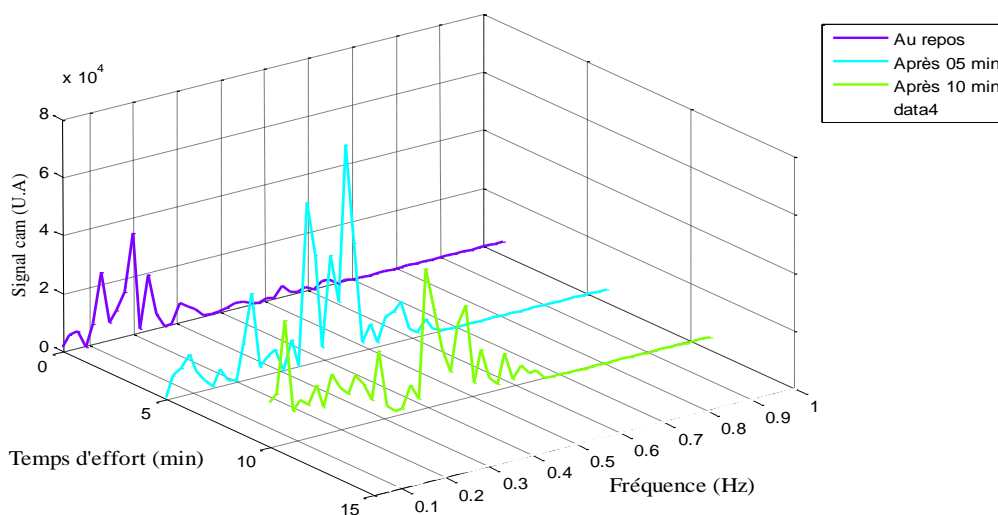


Figure (IV-10) : Spectres en fréquence.

▪ **Sujet N°4**

La respiration se modifie fortement au cours de l'effort.

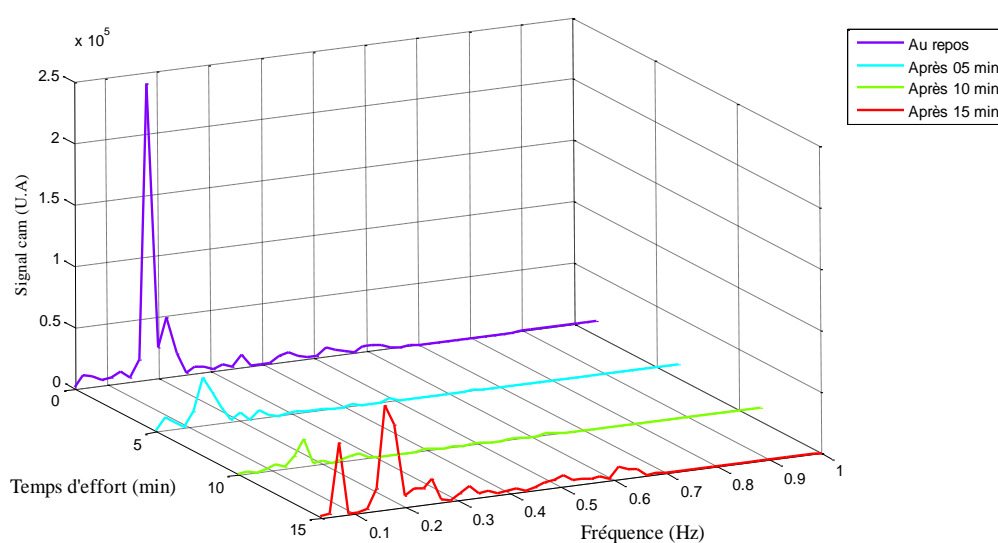


Figure (IV-11) : Spectres en fréquence.

▪ **Sujet N°5**

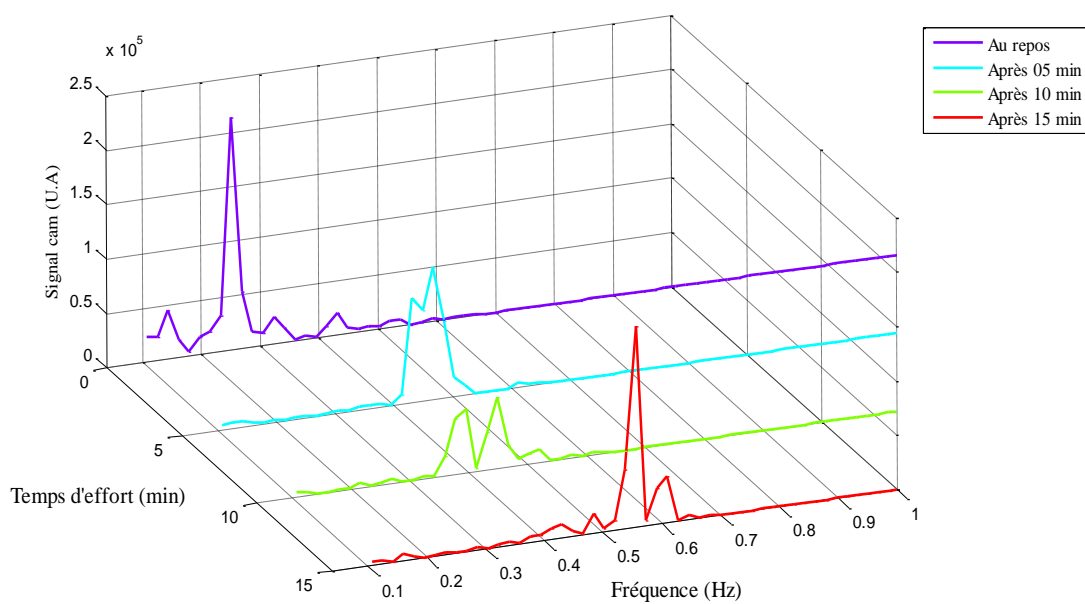


Figure (IV-12) : Spectres en fréquence.

▪ **Sujet N°6**

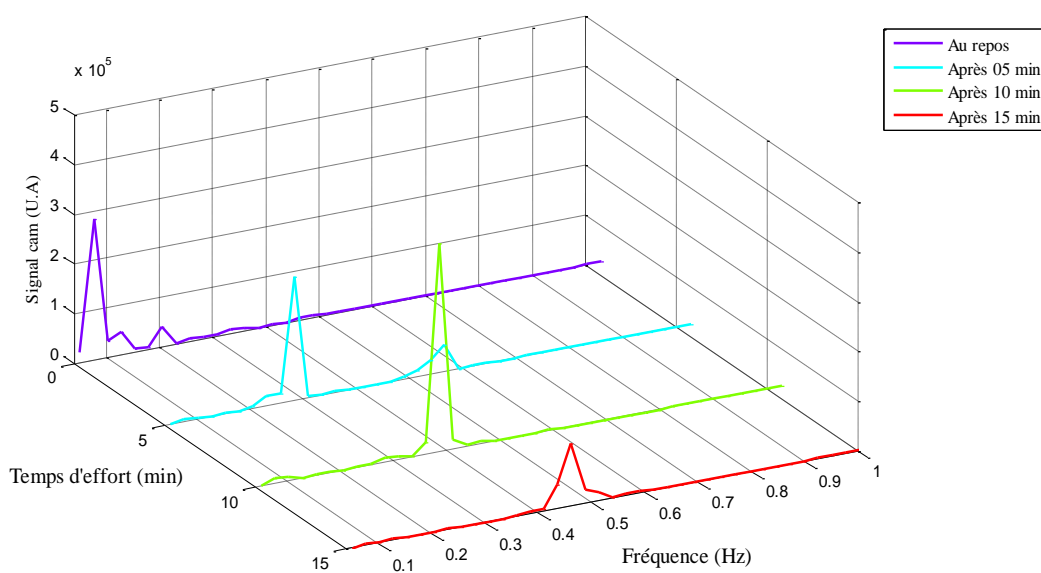


Figure (IV-13): Spectres en fréquence.

▪ **Sujet N°7**

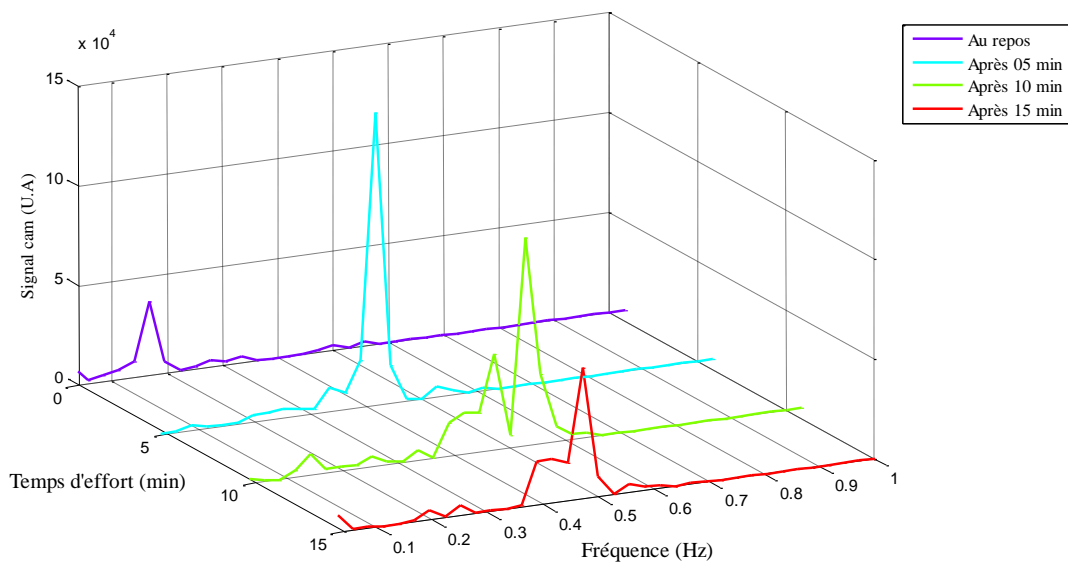


Figure (IV-14) : Spectres en fréquence.

▪ **Sujet N°8**

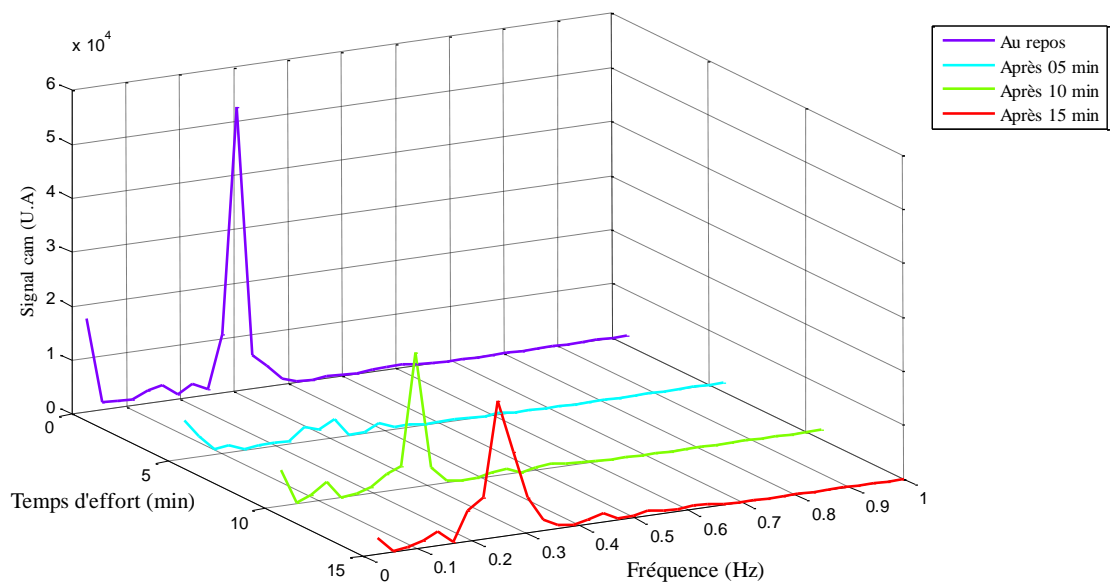


Figure (IV-15) : Spectres en fréquence.

▪ **Sujet N°9**

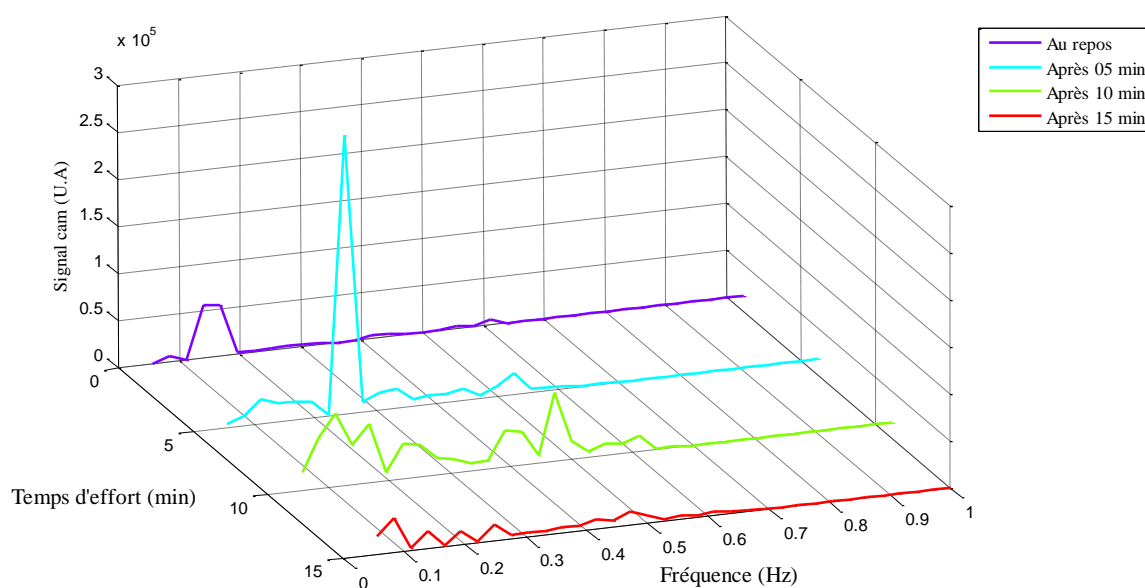


Figure (IV-16) : Spectres en fréquence.

▪ **Sujet N°10**

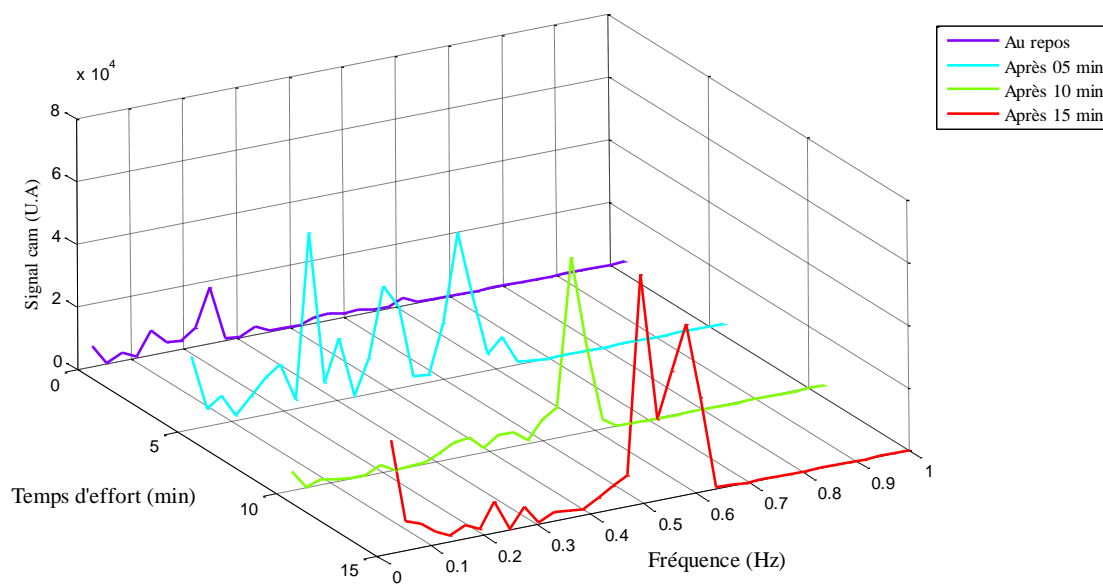


Figure (IV-17) : Spectres en fréquence.

4.4.2 Débit des jets de CO₂ de 10 sujets

En sommant toutes les valeurs des niveaux d'énergie des pixels dans le jet d'un sportif et en divisant par le nombre de pixels, on obtient le débit de jet de CO₂ (figure (IV-18)). Nous constatons une dispersion des débits de CO₂: $\pm 15\%$ par rapport à la moyenne des 10 sujets.

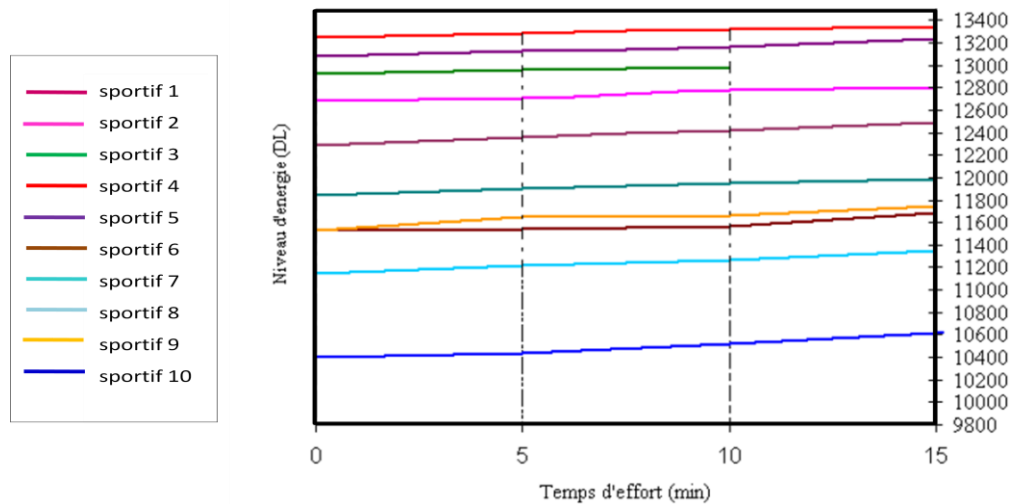


Figure (IV-18) : Débit des jets de CO₂ de 10 sujets.

4.4.3 Dépense énergétique [27][28][29]

La dépense énergétique (DE) journalière correspond à la DE due au métabolisme de repos ainsi qu'aux DE liées à l'activité physique, à la thermorégulation, à l'activité cérébrale, etc. Le métabolisme de repos correspond à la DE requise pour assurer le fonctionnement physiologique d'un individu éveillé allongé, à neutralité thermique et à jeun. Les organes vitaux tels que le cerveau, le cœur ou le foie ont une activité métabolique très intense et par conséquent leur DE représente une part conséquente du métabolisme de repos.

Quant à la DE énergétique liée à l'activité sportive, elle peut représenter de 15 à 30 % de la DE totale. Chez les sportifs de haut niveau tels les coureurs du tour de France, la DE journalière peut aller jusqu'à 6000 kcal.

La pratique régulière d'une activité physique augmente notre DE non seulement pendant cette activité mais aussi pendant les heures suivantes : en effet, la fin de l'activité s'accompagne d'une augmentation de la consommation d'oxygène par rapport au repos (avant le sport) signe d'une élévation de la DE. Cette consommation en excès appelée aussi EPOC (excess post exercise

consumption) est due à des processus métaboliques variés liés en majorité à la restauration de l'état initial (par exemple restauration des stocks de glycogène). La durée de l'EPOC varie principalement suivant la nature, la durée et l'intensité de l'exercice mais aussi le niveau d'entraînement du sportif.

La pratique d'une activité physique permet non seulement une augmentation de la DE durant l'activité et la récupération mais également, à plus long terme, une augmentation du métabolisme de repos due à l'augmentation de la masse musculaire. La masse musculaire étant plus active métaboliquement que la masse grasse, il en résulte une plus grande DE journalière pour un même poids.

Une évaluation de la DE lors de différentes activités physiques pour un homme de 70 kg est donnée ci-dessous :

Activité	Marche	Course	Natation (3 km/h)	Tennis
Dépense énergétique	180 kcal/h	70 kcal/km	624 kcal/h	450 kcal/h

La DE doit être comparée avec la consommation maximale d'oxygène ou $VO_2 \text{ max}$:

Pour des raisons techniques, nous n'avons pas pu mesurer cette VO_2 qui maximum chez nos sportifs, mais nous estimons que sa corrélation avec nos mesures nous permettra d'affiner encore plus nos résultats futurs.

Cette $VO_2 \text{ max}$ s'exprime en litres d'oxygène par minute (l/min). La valeur de $VO_2 \text{ max}$ est souvent rapportée à l'unité de masse corporelle pour déterminer un $VO_2 \text{ max}$ dit « spécifique », elle s'exprime alors en ml/min/ kg. C'est un excellent indicateur de la performance sportive : plus elle est élevée, meilleure sera la performance.

A partir du débit de CO_2 des sportifs fournissant un effort, nous avons trouvé une augmentation de la dépense énergétique apparente pendant la durée de l'effort.

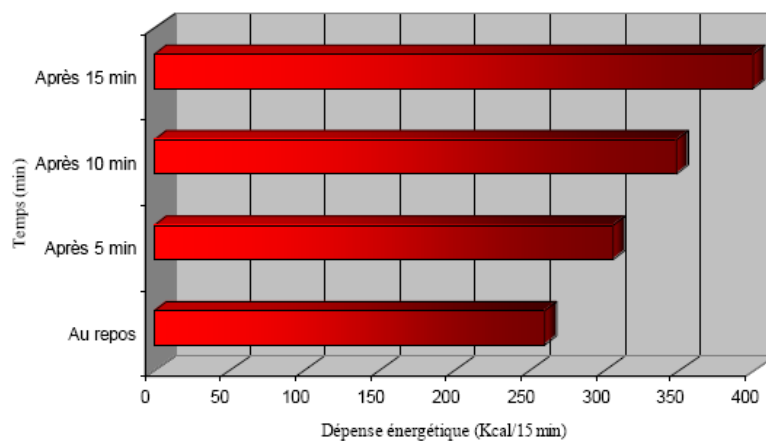


Figure (IV-19) : Dépense énergétique du sujet n° 1.

Sur les 9 autres sujets nous avons trouvé des résultats similaires.

4.5 Pulsation du sang

Nous complétons cette étude en présentant une méthode pour analyser sans contact les variations du flux sanguin, par exemple au cours d'un effort.

La méthode classique consiste à effectuer un « Doppler » mais pour transmettre les ultrasons il faut un contact physique entre la source (qui fait en général aussi office de récepteur) et la peau du sujet.

Si on utilise la thermographie qui permet d'effectuer une mesure sans contact, il faut détecter des variations d'amplitude de la température de peau très inférieures à 10 mK alors que le bruit de la caméra est équivalent à 20 mK.

Dans le cas du débit sanguin dans un vaisseau, on a une source thermique alternative dans les vaisseaux et on peut prendre facilement une référence électrique en faisant l'électrocardiogramme du sujet. On peut alors faire un traitement de signal très efficace en faisant de la détection synchrone.

4.5.1 Thermographie en détection synchrone

La détection synchrone est un procédé utilisé lorsque l'on souhaite extraire un signal utile « noyé » dans du bruit à condition de disposer d'une référence en rapport avec le phénomène produisant le signal. Ce principe s'applique généralement à des signaux de très faibles amplitudes (μV) noyés dans un bruit.

La détection synchrone est une opération mathématique qui permet d'extraire du bruit un signal si on a une référence avec la production de ce signal.

Posons :

- $x_{(t)} = a \cos(2\pi f_0 t)$: signal sinusoïdal, dont on calcule l'amplitude a et la phase par rapport à la référence.
- $r_{(t)} = R \cos(2\pi f_0 t + \Phi)$ le signal de référence où Φ est le terme de déphasage. Par un réglage convenable automatique ou normal, on peut déphaser de Φ cette référence.
- $b_{(t)}$ le bruit de nature aléatoire.

On cherche a et Φ , R est connu, f_0 peut éventuellement varier dans le temps.

La méthode consiste à effectuer le produit du signal reçu $y_{(t)} = x_{(t)} + b_{(t)}$ par la référence $r(t)$:

$$z_{(t)} = x_{(t)} r_{(t)} + b_{(t)} r_{(t)} \quad (4.3)$$

en intégrant un nombre N de périodes T_0 on a :

$$\frac{1}{NT_0} \int_0^{NT_0} z(t) dt = \frac{1}{NT_0} \int_0^{NT_0} [a \cos 2\pi f_0 t + b(t) R \cos(2\pi f_0 t + \Phi)] dt \quad (4.4)$$

On fait $\Phi=0$ en décalant l'origine de la référence qui s'écrit :

$$\frac{1}{NT_0} \int_0^{N_0} \left[\frac{a}{2} (\cos 4\pi f_0 t + 1) + b(t) R \cos 2\pi f_0 t \right] dt \quad (4.5)$$

L'intégrale du terme cosinus est nulle et celle contenant $b(t)$ tend vers zéro quand t augmente puisque le bruit est aléatoire. L'intégrale tend vers $\frac{aR}{2}$ quand le temps de mesure augmente.

Si N_0 est grand :

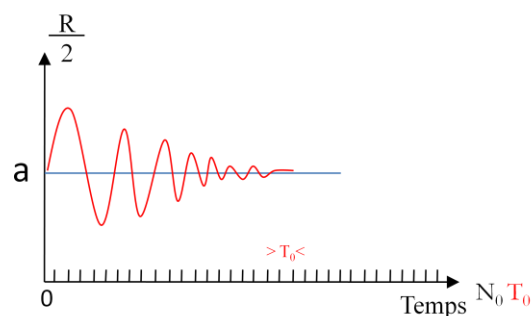


Figure (IV-20) : Amplitude détectée.

Le rapport signal/bruit s'améliore comme $\sqrt{N_0}$ périodes.

Le signal de sortie est ensuite filtré par un filtre passe bas pour ne récupérer que la composante continue du capteur, c'est-à-dire l'amplitude du signal recherché.

On a en même temps la phase Φ entre le signal et la référence.

En pratique, l'utilisation d'une détection synchrone permet d'extraire couramment un rapport signal sur bruit pouvant atteindre 1/100.000. Autre point de vue : la détection synchrone équivaut à un filtrage avec une bande très étroite centrée sur la fréquence de la référence et pouvant suivre cette fréquence.

4.5.2 Analyse du débit sanguin

Le dispositif mis en œuvre est représenté sur la figure (IV-21). On a pris comme signal de référence l'électrocardiogramme du sujet.

4.5.2.1 Dispositif expérimental

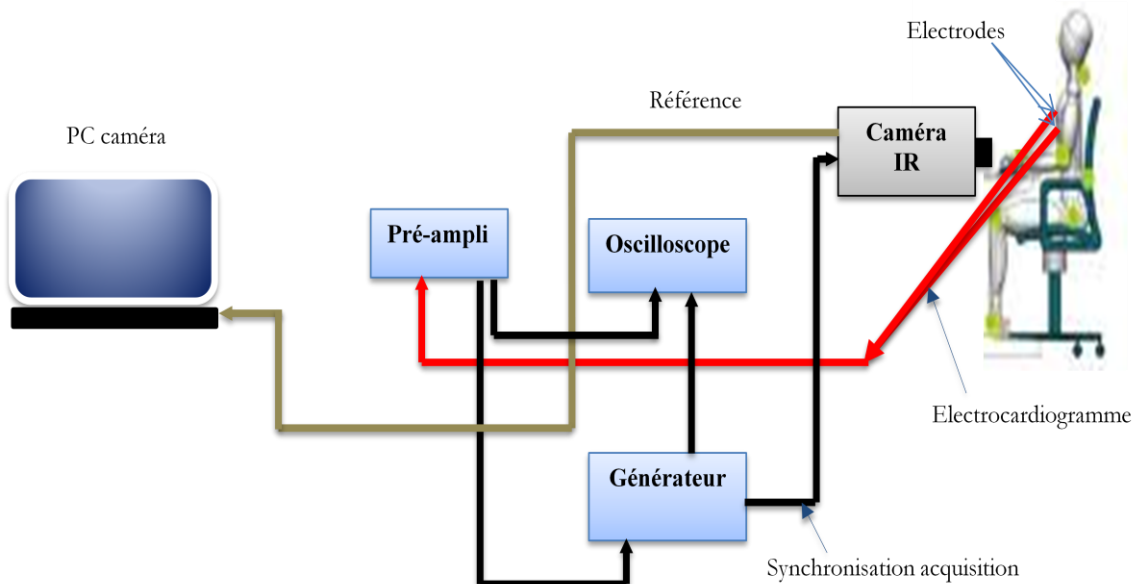


Figure (IV-21) : Schéma du dispositif expérimental.

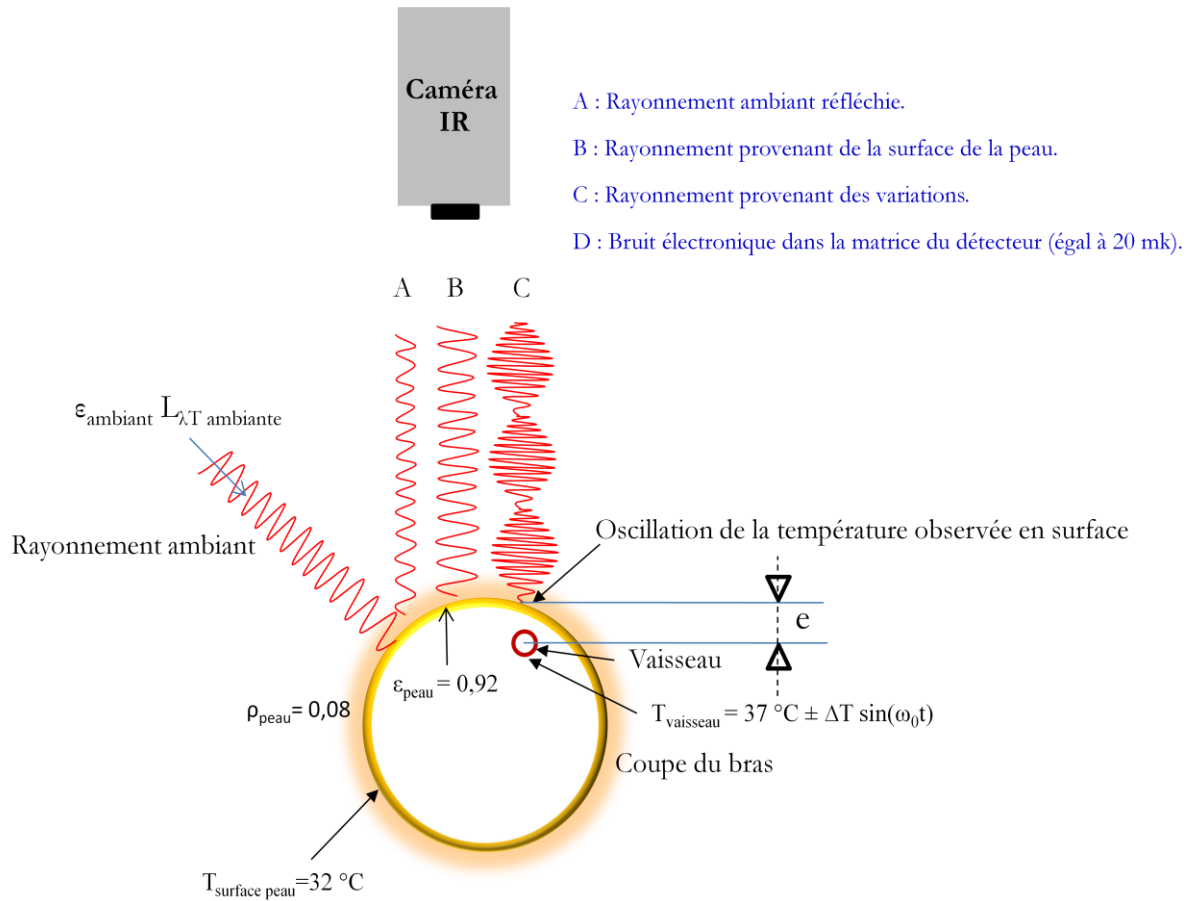


Figure (IV-22) : Rayonnement émis et réfléchi par le bras.

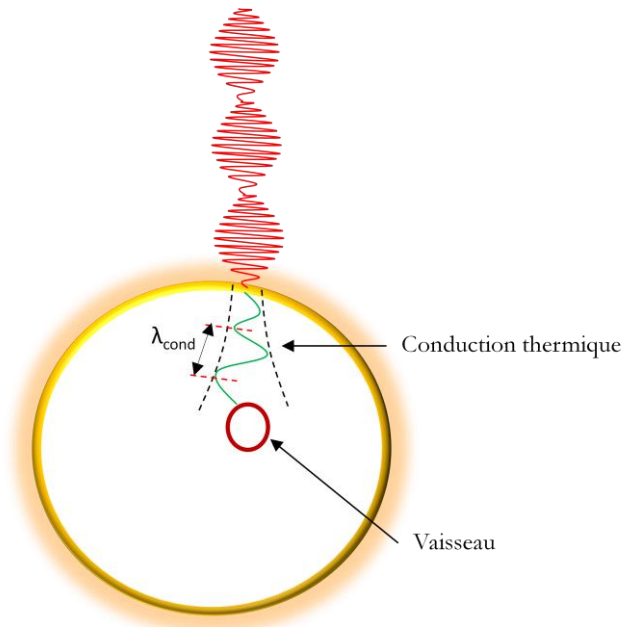


Figure (IV-23) : Propagation du flux de chaleur alternatif produit par le vaisseau sanguin.

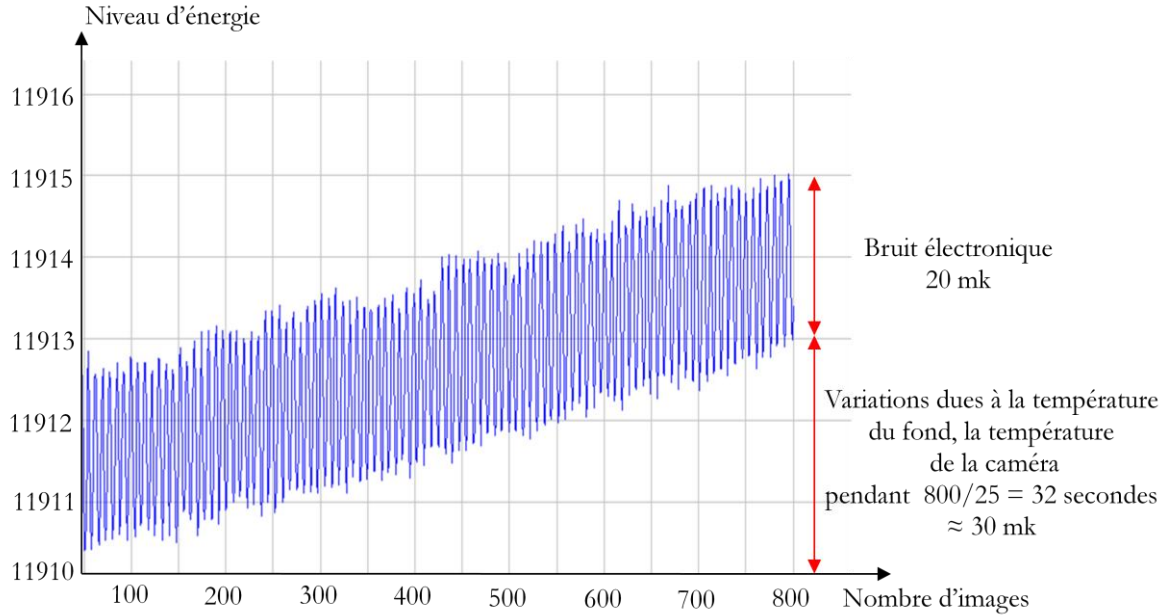


Figure (IV-24) : Bruit électronique de la caméra IR.

4.5.2.2 Modélisation des flux thermiques

Un des intérêts de la méthode est de s'affranchir complètement du rayonnement ambiant réfléchi sur la peau. Explicitons toutes les sources de rayonnement perçues par la caméra.

La caméra perçoit 3 termes de luminance:

- La luminance ambiante est réfléchi sur la peau avec un facteur de réflexion ρ_{peau} de l'ordre de 0,08.

$$A = \rho_{peau} \varepsilon L_{\lambda, T_{ambiant}}^0 \quad (4.6)$$

- La peau rayonne une luminance constante :

$$B = \varepsilon_{peau} L_{\lambda, T_{peau}}^0 \quad (4.7)$$

A l'aplomb du vaisseau sanguin (figure (IV-22) et (IV-23)) se rajoute un terme C de période égale à celle des battements cardiaques.

$$C = E \sin(\omega_0 t + \Phi) L_{\lambda, T_{peau}}^0 \quad (4.8)$$

Ce terme C correspond à l'amplitude dT de la variation sinusoïdale de la peau.

L'amplitude $\varepsilon L_{\lambda, T_{peau}}^0$ correspond à la variation sinusoïdale de la température de la peau.

D = Bruit électronique + bruit thermique d'une surface à 300 K.

Enfin la caméra a un bruit propre équivalent à un signal d'amplitude crête-crête 20 mK (figure (IV-32)).

$$\varepsilon_{ambient} L_{\lambda} T_{ambient}$$

Au total la caméra perçoit une luminance :

$$L_{\lambda_{reçue}} = \overset{A}{\rho_{peau} L_{\lambda}^0_{ambient}} + \overset{B}{\varepsilon_{peau} L_{\lambda} T_{peau}} + \overset{C}{\varepsilon_{peau} L_{\lambda} T_{peau} \Delta T} + \overset{D}{\text{bruit électronique}} \quad (4.9)$$

Le terme dû au vaisseau sanguin est dû à une variation locale de la température par rapport à la température moyenne de la peau T_{peau} :

$$\Delta T \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sin(\omega_0 t + \Phi) \right]. \quad (4.10)$$

ω_0 : pulsation du rythme du cœur,

Φ : déphasage entre le cœur et le point du vaisseau sanguin,

ΔT : sera l'amplitude crête-crête de la température à l'aplomb du vaisseau sanguin.

L'amplitude de la variation de la luminance est donc :

$$C = \varepsilon_{peau} L_{\lambda, T_{peau+\Delta T}}^0 - \varepsilon_{peau} L_{\lambda, T_{peau}}^0 \quad (4.11)$$

C'est-à-dire comme ΔT est petit par rapport à T et que $L_{\lambda, T}$ varie très peu.

$$C \approx \varepsilon_{peau} \left(\frac{dL_{\lambda, T_{peau}}}{dT} \right)_{T_{peau}} \Delta T \quad (4.12)$$

$$C \approx \varepsilon_{peau} \frac{C_2 L_{\lambda, T_{peau}}}{\lambda T_{peau}^2} \Delta T$$

D'où :

$$L_{\lambda_{reçue}} = \overset{A}{\rho_{peau} L_{\lambda}^0_{ambient}} + \overset{B}{\varepsilon_{peau} L_{\lambda} T_{peau}} + \overset{C}{\varepsilon_{peau} \frac{C_2}{\lambda T_{peau}^2} \Delta T} \left[\mathbf{1} + \frac{1}{2} \sin(\omega_0 t + \Phi) \right] L_{\lambda, T_{peau}} + \overset{D}{L \text{ bruit électronique et thermique}} \quad (4.13)$$

Faisons l'application numérique :

$$\varepsilon_{peau} = 0,92 \quad \rho_{peau} = 0,08 \quad \varepsilon = 1 - \rho \quad \text{d'après [37]}$$

à 4μ et autour de 300 k :

$$L_{reçue} \approx \rho_{peau} \varepsilon_{ambient} L_{\lambda, T_{ambient}} + \rho_{peau} L_{\lambda, T_{peau}} + \frac{C_2}{\lambda T^2} L_{\lambda, T_{peau}} \Delta T + L \text{ Bruit électronique et thermique} \quad (4.14)$$

$$L_{reçue} \approx 0.08 L_{\lambda, T_{ambient}} + 0.92 L_{\lambda, T_{peau}} + \frac{1}{30} L_{\lambda, T_{peau}} \Delta T + L \text{ Bruit électronique et thermique}$$

Comme $T_{ambient} \approx T_{peau}$ (en K) $\Rightarrow L_{ambient} \approx L_{peau}$ Pour avoir les ordres de grandeur, on norme les luminances.

$$\frac{L_{reçue}}{L_{peau}} \approx \rho_{peau} \varepsilon_{ambient} + \varepsilon_{peau} + \frac{C_2}{\lambda T^2} \Delta T + \text{Terme dû au Bruit électronique et thermique}$$

Calculons l'équivalence en luminance relative du bruit électronique et thermique équivalent à 20mK.

$$\frac{dL}{L} = \frac{C_2}{\lambda T^2} \Delta T = \frac{1}{30} \times \frac{1}{20} = 0,0015$$

On a donc :

	A	B	C	D
$\frac{L_{reçue}}{L_{peau}} \approx$	0,07 +	0,9 +	0,03 ΔT +	0,0015
Réfléchi Pulsation	Réfléchi	émis	émis	bruit aléatoire

Le signal C est donc a priori masqué par les 3 autres signaux.

La peau réfléchit le fond ambiant dont la température et l'émissivité varient.

Séparons ces effets :

A : effet d'une variation de la température du fond et constituants de la caméra.

Le fond, les constituants de la caméra ont une température qui varie au cours du temps.

La figure (IV-24) montre que, même sur un fond régulé en température et ne réfléchissant pas le rayonnement ambiant (vitres, sources de chaleur), la température varie de 30 mK en 30 secondes (≈ 1 mK par seconde).

Posons les hypothèses suivantes :

La température du fond varie aléatoirement pour l'observateur avec une amplitude : ΔT_1 .

La température de la peau varie sinusoidalement avec une amplitude : ΔT_2

$$\frac{C}{A} \approx \frac{\varepsilon}{\rho} = \frac{\Delta T_2}{\Delta T_1}$$

Exemple :

Supposons :

$$\Delta T_2 = \frac{1}{100} \text{ } ^\circ\text{C} \quad (\text{valeur que nous allons trouver au } \S 4.5.2.3 \text{ présentant les résultats}).$$

$$\Delta T_1 = 1 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\frac{C}{A} \approx \frac{0,92}{0,08} \times \frac{\frac{1}{100}}{1} = \frac{12}{100}$$

Le signal utile C provenant du vaisseau sanguin est environ 10 fois plus petit que le bruit thermique d'environnement et le bruit électronique.

B : effet de la variation d'émissivité du fond.

Cette variation correspond au déplacement de surfaces émissives se réfléchissant sur la scène mesurée : le cas le plus fréquent est le déplacement de personnes dans la pièce et en particulier de l'opérateur. Autre cas fréquent, l'ouverture d'une porte.

$$\frac{C}{A} \approx \frac{\varepsilon_{peau}}{\rho \times \Delta \varepsilon_{fond}} \times \frac{C_2}{\lambda T^2} \Delta T_{peau}$$

Supposons :

$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = 10 \%$ Ce qui équivaut aussi à la réflexion sur la peau d'un objet porté à 3°C de plus que l'ambiance.

$$\frac{B}{A} \approx \frac{0,9}{0,08 \times 0,1} \times \frac{1}{6} \times \frac{1}{100} = \frac{1}{5}$$

Le signal utile B est 5 fois plus petit que le bruit dû à une variation d'émissivité du fond.

En conclusion l'ensemble de ces bruits, variation d'émissivité de température de l'environnement et bruit propre de la caméra, masquent les petites variations de la température de la peau située au dessus du vaisseau sanguin. Il faut donc impérativement faire une détection synchrone pour observer ce signal alternatif.

4.5.2.3 Résultats

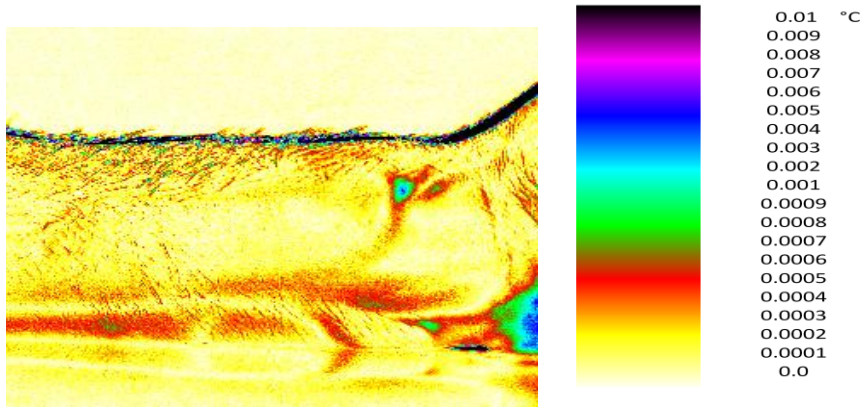


Figure (IV-25) : Avant bras.
 Résolution : 0,1 mk (0,0001 °C).
 Durée de mesure : 30 pulsations cardiaques.
 Maximum amplitude crête-crête des oscillations : 8 mk (0,008°C).

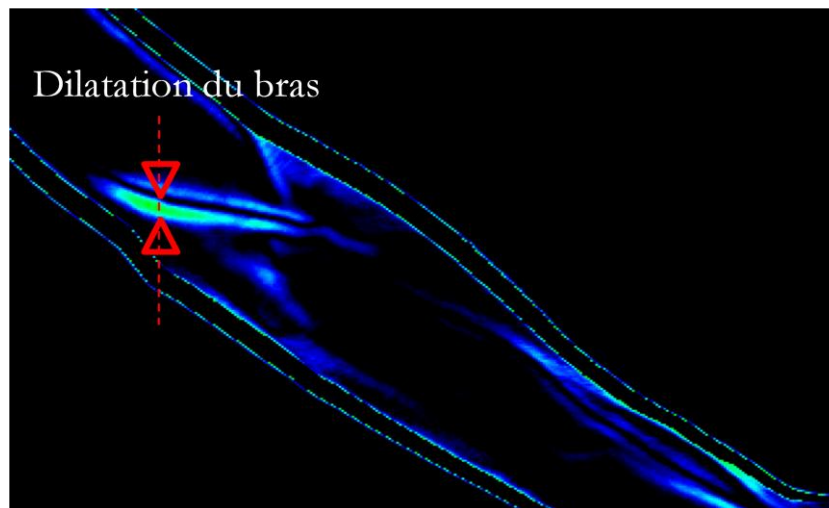


Figure (IV-26) : Bras.

Sur les deux figures on distingue nettement les vaisseaux. On remarque un dédoublement de l'image et ce particulièrement sur la figure (IV-26). Cet effet est dû à la dilatation du bras à chaque pulsation du cœur. On enregistre donc ici les positions extrêmes des bords du bras.

4.5.2.4 Interprétation par propagation de la diffusivité thermique

$$T(e,t) - T_{\text{moyen peau}} = A (\Gamma_{\text{vaisseau max}} - T) e^{-\sqrt{\frac{\omega_0}{2a}} e} \cos(\omega_0 t - \sqrt{\frac{\omega_0}{2a}} e)$$

$A =$ Amplitude thermique sur le vaisseau sanguin.

A tient compte de la propagation sphérique de la chaleur autour du vaisseau.

a : Diffusivité thermique tissu humain, équivalente à celle de l'eau.

Application numérique :

$$a = \frac{k}{\rho C} \qquad \rho = 1000 \frac{kg}{m^3} \qquad C = 4180 J/kg$$

d'où :

$$a = 14 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} \qquad T_0 = 1 \text{ s} \quad \text{soit : } \omega_0 \approx 6,28 \text{ rd/s}$$

Pour un vaisseau à 1 mm de profondeur, l'amplitude initiale de température est donc divisée par le terme :

$$e^{\sqrt{\frac{\omega_0}{2a}}} = e^{4,7} \approx 100$$

Pour 1 mm d'épaisseur de tissu l'amplitude est divisée par 100.

Par exemple si l'amplitude de la température est de 0,008 °C à la surface du vaisseau sanguin figure (IV-25), il y aurait sur une amplitude crête-crête de 0,8 °C ($\pm 0,4^\circ\text{C}$).

Remarque :

Nous avons considéré qu'en surface la température de la peau avait une variation sinusoïdale, variation due au débit sanguin qui est alternatif.

Si ce débit D est représenté par une fonction alternative décomposée en série de FOURIER,

$$D = A_0 \sin \omega_0 t + B_0 \sin 2\omega_0 t + \dots$$

La conduction thermique en surface divise chacune de ces amplitudes par $e^{-\sqrt{\frac{n \omega_0}{2a}}}$ n étant le n ème terme de la série.

Ce terme décroît très vite avec n .

Par exemple le rapport des amplitudes :

$$\frac{e^{-\sqrt{\frac{2 \omega_0}{2a}}} e}{e^{-\sqrt{\frac{n \omega_0}{2a}}} e}$$

est pour $e = 1 \text{ mm}$, $\omega_0 = 6.28 \text{ rd/s}$ égal à $1/100$

le 2^{ème} terme est négligeable devant le premier, on peut donc considérer que la température varie sinusoïdalement en surface même si dans le vaisseau sanguin ce n'est pas le cas (Cf figure (IV-27)).

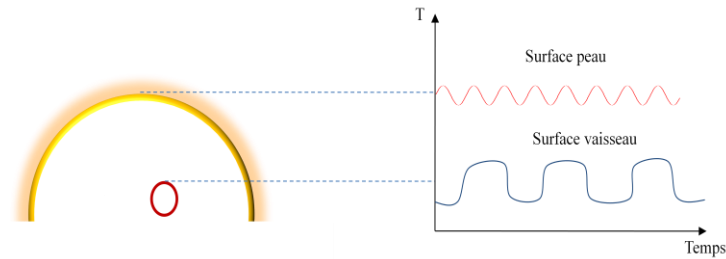


Figure (IV-27) : Variation de la température du vaisseau et de la peau au cours de temps.

4.5.3 Détection à distance de dopants

Par thermographie spectrale on peut comme nous l'avons vu aux chapitres (III), caractériser la présence d'un gaz et si besoin quantifier la masse du gaz présente devant l'appareil d'observation. Dans le cas des sportifs, il peut être intéressant de détecter par une analyse sans contact de la respiration l'absorption de dopants. Pour le cas particulier des dopants, la quantification ne semble pas a priori nécessaire. Une méthode sûre, tout ou rien (avec un seuil de sensibilité éliminant un risque d'erreur) est donc recherchée. Nous présentons ici le principe de la méthode sur un exemple dont nous pouvons parler librement, l'ingestion d'alcool éthylique.

4.5.3.1 Signature de la présence d'alcool dans la respiration

Dans un premier temps nous avons mesuré le spectre de transmission de la vapeur d'alcool éthylique dans une cellule à gaz cylindrique ($l = 5\text{ cm}$, $\varnothing = 3,5\text{ cm}$) (figure (IV-28)). Nous avons pris de l'alcool à 90° . On mesure donc l'absorption du rayonnement par la pression de vapeur saturante de l'alcool ($p = 58\text{ mbar}$).



Figure (IV-28) : Cellule à gaz.

La figure (IV-29) montre l'absorption par les gaz de l'atmosphère sans présence d'alcool.

On injecte de l'alcool dans la cellule et sur la figure (IV-30) on voit apparaître de façon très nette les raies d'absorption de l'alcool plus l'absorption atmosphérique de dioxyde de carbone (CO_2) et de la vapeur d'eau (H_2O). En faisant la division entre la figure (IV-29), et la figure (IV-30) pour faire disparaître l'absorption atmosphérique (le fond), on obtient seulement les raies d'absorption de l'alcool (figure (IV-31)) et de l'eau dans la cellule à gaz.

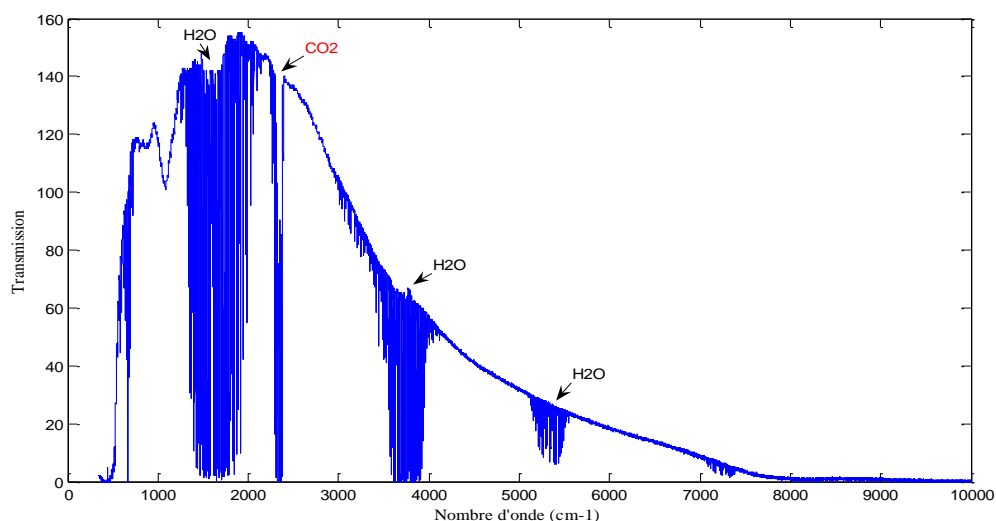


Figure (IV-29) : Spectre de la source multiplié par la transmission de l'atmosphère sur 1m.

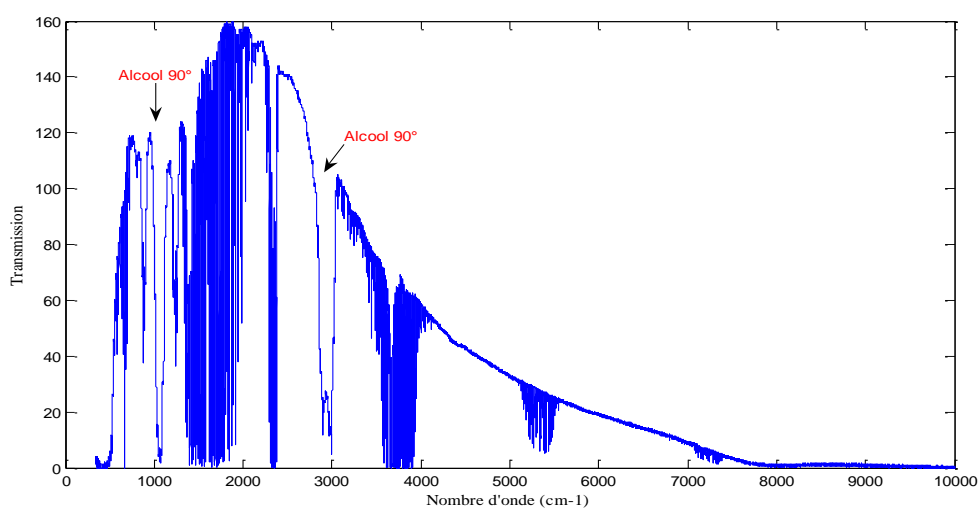
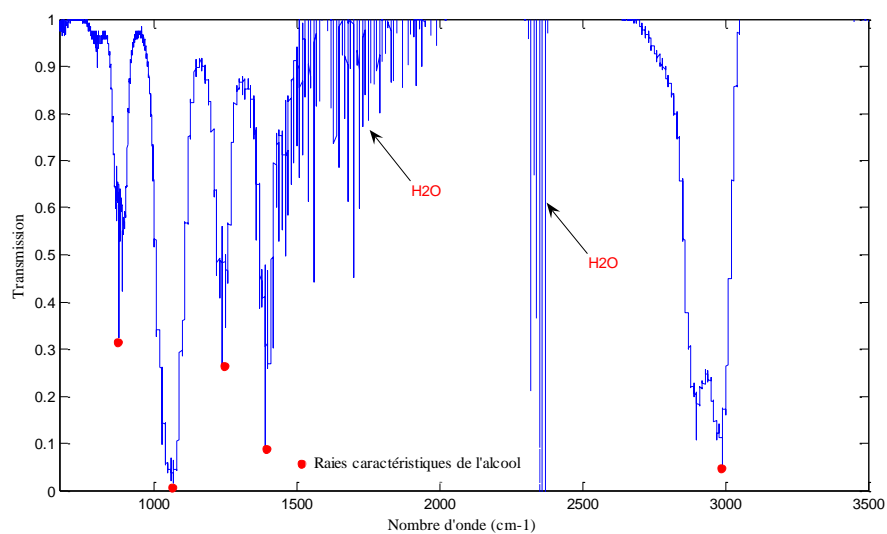


Figure (IV-30) : Spectre de la source multiplié par la transmission de l'atmosphère sur 1m et par la transmission de la vapeur d'alcool à pression de vapeur saturante sur 5 cm d'épaisseur.



m

Figure (IV-31) : ● Raies caractéristiques d'absorption de l'alcool éthylique.

Nous remarquons des raies très caractéristiques de l'alcool éthylique que nous avons marquées sur la figure d'un point rouge. Nous n'avons pas pu éliminer complètement les raies de l'eau car l'alcool dont nous disposions contenait 10 % d'eau.

La température étant de 20°C on a comme pression de vapeur d'alcool la pression de vapeur saturante à 20°C soit 58 mbar (celle de l'eau est de 23 mbar).

Nous avons fait, ensuite d'autres mesures avec un alcool consommable (WHISKY à 40°) avec deux dilutions différentes dans l'air.

La figure (IV-33) montre les raies caractéristiques d'absorption de l'alcool (WHISKY à 40°), avec l'absorption atmosphérique.

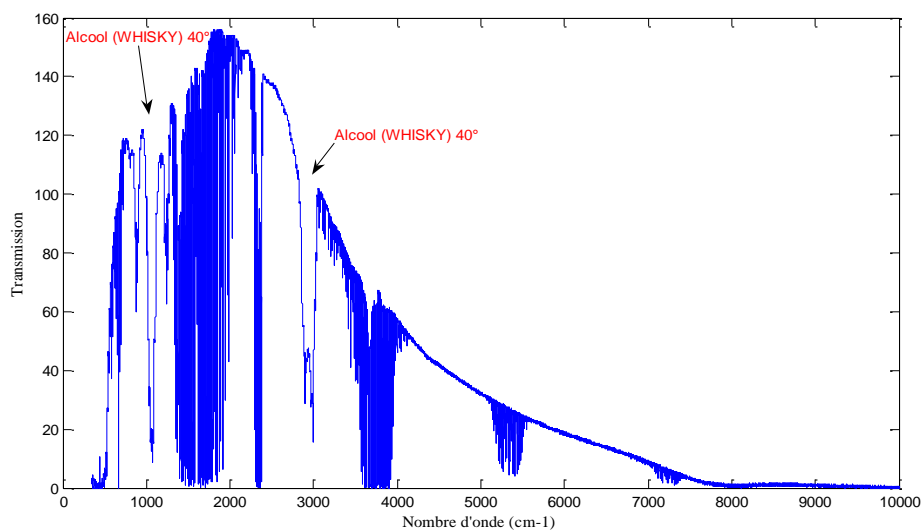


Figure (IV-32) : Fond et alcool à 40°.

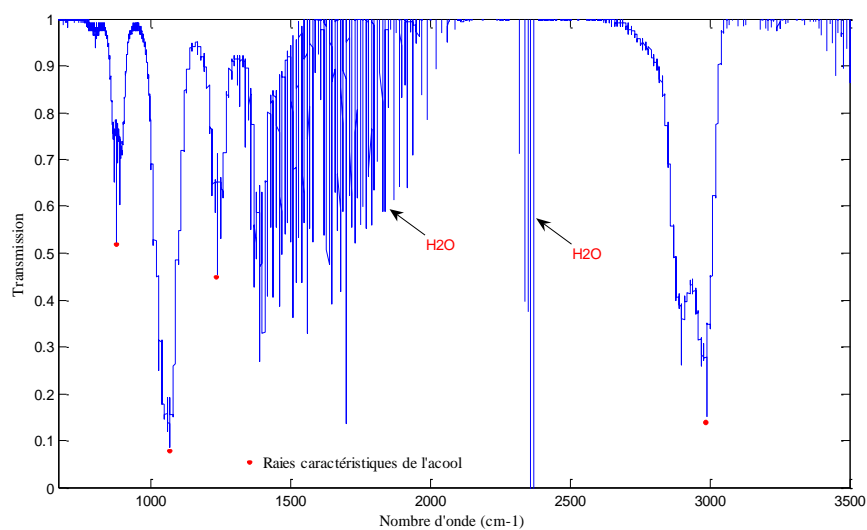


Figure (IV-33) : ● Raies caractéristiques des vapeurs d'alcool à 40°.

Les raies de l'eau sur la figure (IV-33) sont plus marquées que celles de la figure (IV-31) faites avec de l'alcool à 90 % puisque le whisky contient ici 60% d'eau.

Nous avons ensuite dilué dans la cellule à gaz les vapeurs d'alcool en insufflant de l'air.

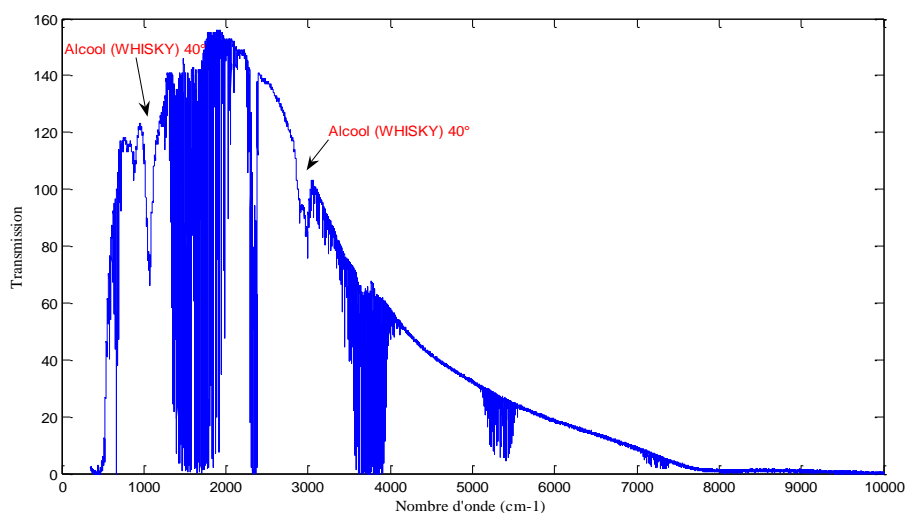


Figure (IV-34) : Spectre de fond et des vapeurs d'un alcool à 40° dilués dans l'air.

Dans ce cas on va calculer la pression de la vapeur d'alcool à partir de la raie $\lambda=2900 \text{ cm}^{-1}$.

$$e^{CLK} = \frac{1}{\tau}$$

$$C_1LK = \ln 1,5 = 0,4$$

$$C_2LK = \ln 5 = 1,6$$

$$C_1LK = 0,4$$

$$C_2LK = 1,6$$

La pression des vapeurs d'alcool est donc ici de 5,8 mbar soit 1/200 d'atmosphère.

Nous avons poursuivi ces essais en faisant le spectre de transmission du souffle d'un sujet ayant bu une dose d'alcool (60 cm³ de VODKA 40°).

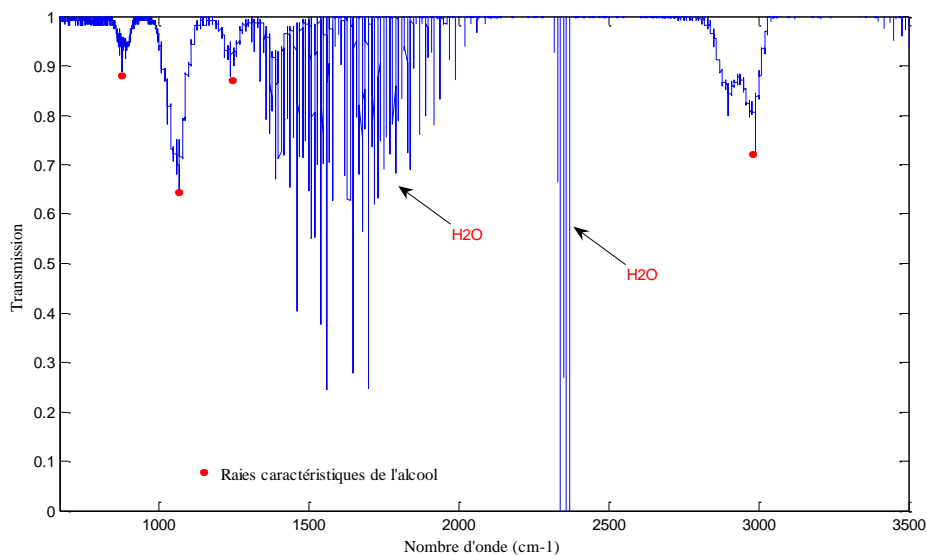


Figure (IV-35) : Raies caractéristiques des vapeurs l'alcool à 40° dilué dans l'air.

4.5.3.2 Détection de l'ingestion d'alcool en fonction du temps écoulé depuis la prise d'alcool

Nous avons utilisé le dispositif représenté sur la figure (IV-36) pour étudier la décroissance des vapeurs d'alcool dans la respiration.

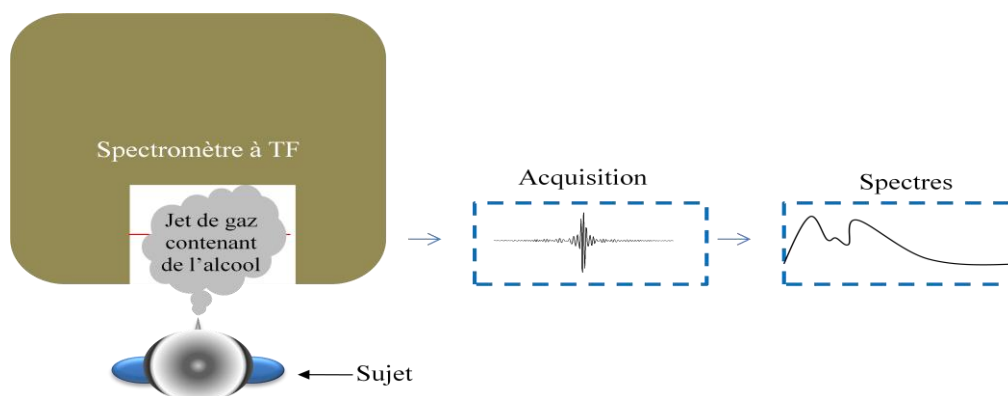


Figure (IV-36) : Schéma du dispositif expérimental.

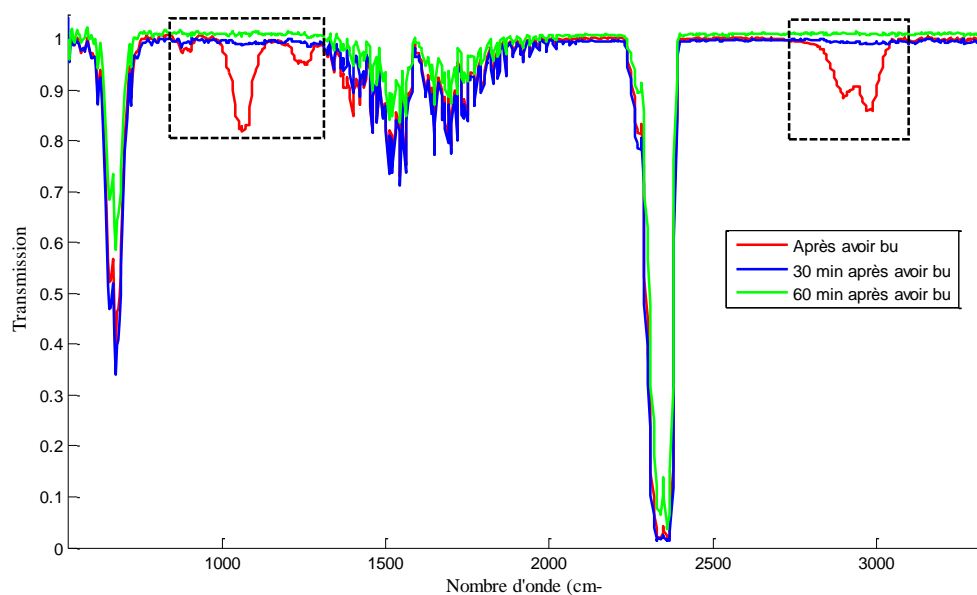


Figure (IV-37) : Spectre de transmission de la respiration d'un sujet après ingestion d'alcool.

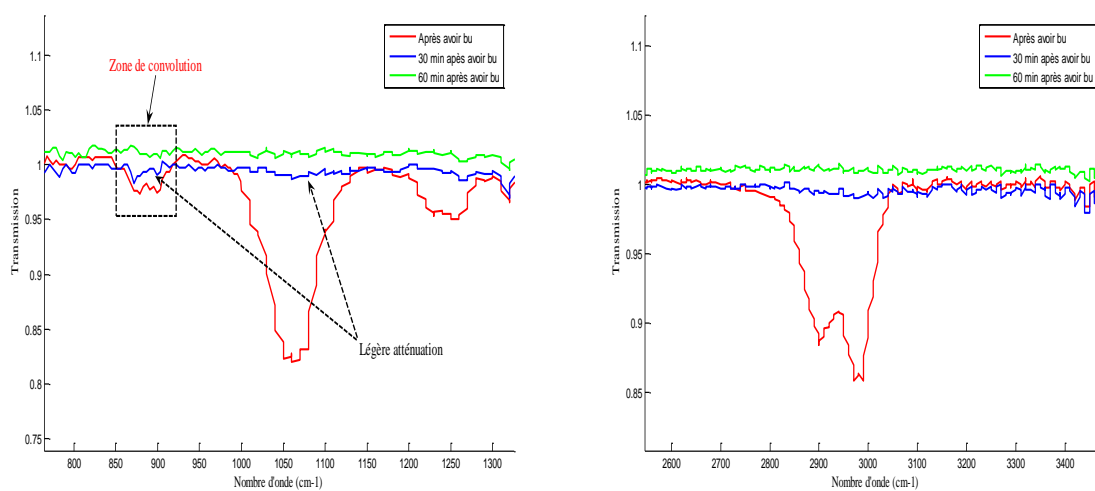


Figure (IV-38): Grandissement des zones indiquant la présence d'alcool dans la respiration.

On constate que 30 minutes après absorption, l'alcool est encore détectable dans la respiration (figure (IV-38)). L'atténuation est de l'ordre de 30 % au bout de 30 minutes.

Par contre au bout d'une heure on ne décèle ici plus la présence d'alcool dans la respiration.

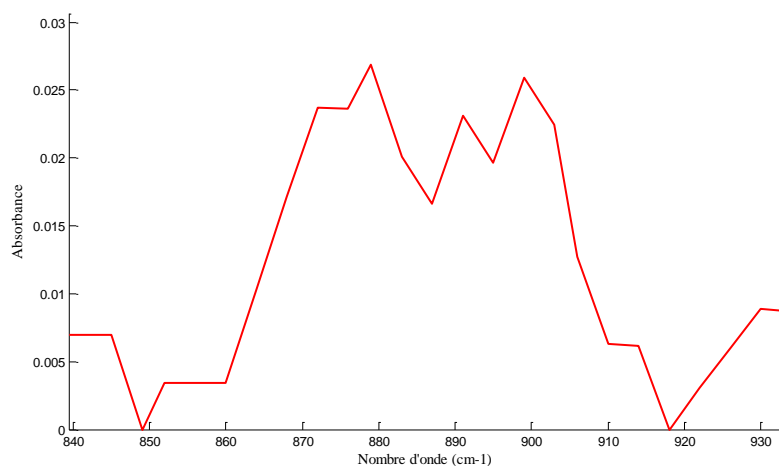


Figure (IV-39) : Absorbance par l'alcool « élément filtrant » avec une résolution de 8 cm⁻¹.

La figure (IV-39) montre l'absorbance, c'est-à-dire le complémentaire à 1 de la transmission de la respiration juste après l'ingestion d'alcool.

Pour mieux cerner la concentration d'alcool, nous avons convolué le spectre au temps initial par ce même spectre. On obtient un signal triangulaire. En refaisant la même opération sur le spectre obtenu à 30 minutes on retrouve cette forme triangulaire mais atténuée d'un facteur 3.

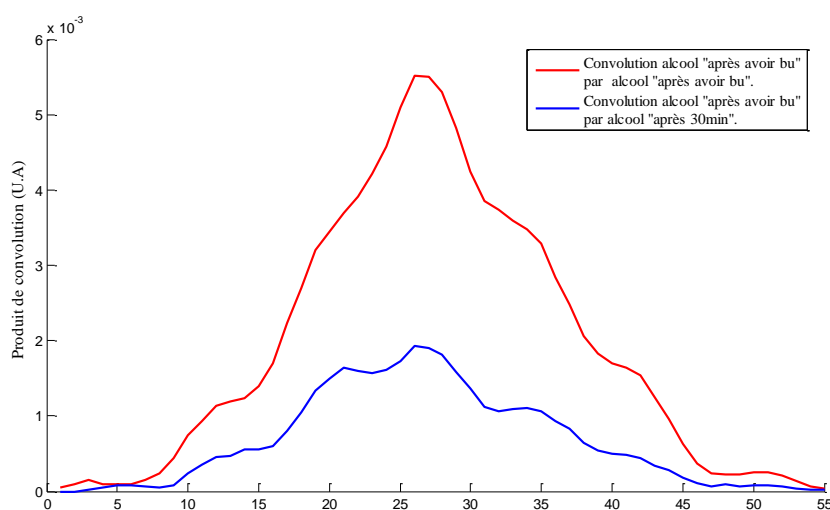


Figure (IV-40) : Convolution du signal absorbé par l'alcool après avoir bu par le signal absorbé après 30 min.

A partir des spectres de transmission (figure (IV-31) et figure (IV-41)) on peut ramener les convolutions successives à la même échelle. On constate que le résultat d'une teneur en alcool de la respiration au bout de 30 minutes est net.

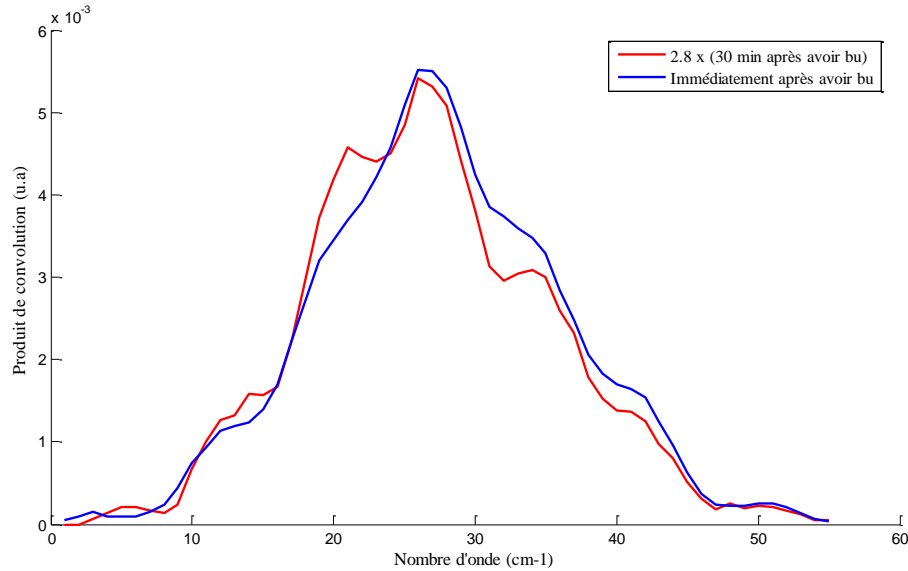


Figure (IV-41) : Comparaison des convolutions à différents temps après l'ingestion d'alcool.

La présence d'alcool dans la respiration 30 minutes après ingestion, est donc détectée sans ambiguïté et est éventuellement quantifiable.

Remarque : Nous aurions pu analyser la respiration dans une cellule à réflexions multiples ce qui augmente le trajet optique. Par exemple une cellule (sur le faisceau de très faible ouverture numérique d'un spectromètre à TF) ayant un trajet de 20 m par rapport la distance que nous avons utilisée 20 cm permettra de détecter un gaz 100 fois plus dilué.

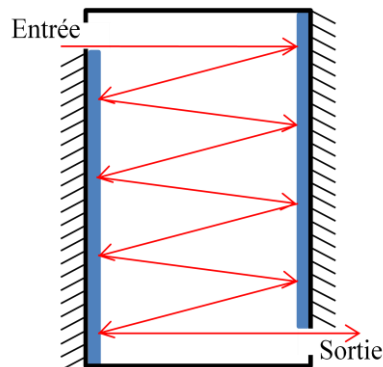


Figure (IV-42) : Cellule à réflexions multiples.

4.5.3.3 Conclusion et perspectives

La détection à une distance relativement courte de molécules gazeuses provenant de l'ingestion d'une substance prohibées est donc tout à fait réalisable. De nombreux insectes sont ainsi très sensibles à une odeur spécifique c'est-à-dire à la vibration d'une molécule dans l'infrarouge. Les abeilles sentent certains explosifs et s'agglutinent dessus. Les blattes (cafards) s'attirent sexuellement à $\lambda=3,2 \mu\text{m}$. Les papillons de nuit ont des antennes très développées sensibles à une seule molécule du phéromone émis par la femelle. Nos appareils sont moins évolués, moins performants, infiniment gros mais nous progressons !.

Dans cette perspective, les progrès de la spectroscopie permettent d'envisager des appareillages très légers. Nous avons eu l'idée avec P. HERVÉ que la spectroscopie LIPPMAN serait bien adaptée à un usage nécessitant que l'appareillage soit portable.

La spectroscopie LIPPMAN est basée sur l'établissement des ondes stationnaires qui se forment à l'intérieur d'une fibre optique dont une extrémité est fermée par un miroir (figure (IV-43)).

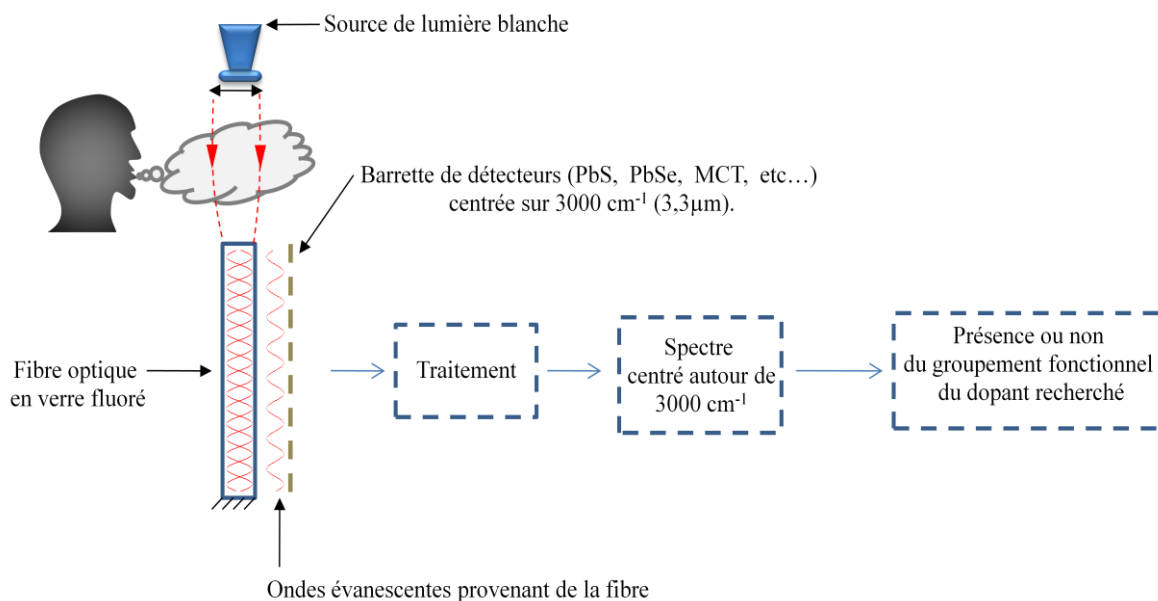


Figure (IV-43) : Schéma d'un spectromètre LIPPMAN adapté à la détection de l'alcool éthylique et d'autres dopants.

Ce dispositif récemment développé [45] reprend le principe des travaux bien connus de LIPPMAN sur l'enregistrement de photographies en couleur.

La difficulté est évidemment de récupérer l'information spectrale contenue dans la fibre optique.

Le dispositif qui a déjà été mis en œuvre, consiste à utiliser l'onde évanescente qui entoure la fibre optique pour exciter une barrette de détecteurs. Les auteurs ont réussi à avoir ainsi une excellente résolution spectrale, de l'ordre du nm.

Ces dispositifs pourraient être adaptés à la recherche d'une signature spectrale dans l'infrarouge. Sur la figure (IV-43) sont indiqués les matériaux utilisables pour la fibre (verre fluoré) et le type de barrette (PeS, PbSe, MCT, etc...).

L'intérêt de cette méthode utilisant un spectromètre de la taille d'un cheveu et un ensemble de mesure pouvant tenir dans moins de 500 cm³ est de pouvoir analyser simultanément plusieurs signatures de dopants.

Pour un dopant spécifique rappelons qu'un dispositif très simple qui peut être utilisé dans les contrôles techniques de véhicules suffit. Par exemple dans le cas de l'alcool éthylique le critère serait de mesurer s'il y a absorption ou non de la lumière émise par la raie d'un laser HeNe à $\lambda=3,3 \mu\text{m}$ ou d'une diode laser émettant à cette longueur d'onde (figure (IV-44)).

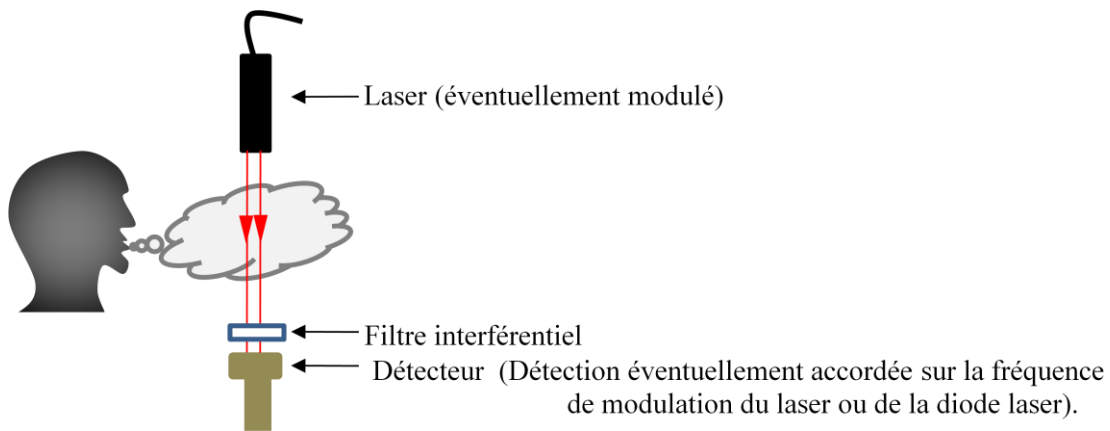


Figure (IV-44) : Schéma d'un système pour détecter un seul dopant.

Conclusion générale

Le but de notre étude était l'amélioration de la télédétection par thermographie de nuages de gaz. Pour illustrer les développements proposés nous avons pris deux cas d'applications : détection et caractérisation des gaz d'échappement d'un moteur et analyse quantitative de la respiration humaine, en l'occurrence de sportifs.

Dans un premier temps, il nous a paru nécessaire de poser le problème dans toute sa complexité, c'est-à-dire de discuter des facteurs influant sur la détection : Température et Concentration du gaz, température du fond. Tous ces facteurs interviennent dans l'équation de transfert radiatif qui est à la base de notre étude.

Nous avons ensuite effectué des traitements optiques et des traitements temporels en simulant puis en vérifiant nos simulations par des expériences.

Filtrage optique

Nous avons, ce qui nous démarque d'autres études, fait intervenir l'influence du fond qui est déterminante dans la création des contrastes, but des observations.

Dans un premier temps, nous avons étudié l'efficacité de filtres interférentiels.

Avec un seul filtre. Le procédé est connu : on « filtre » la bande passante des détecteurs de la caméra par un filtre optique de préférence refroidi centré sur la longueur d'onde d'absorption du gaz recherché. On gagne aussi un facteur de l'ordre de 10 sur le contraste, avec toutefois un inconvénient : le fond de la scène peut disparaître, et l'opérateur ne sait plus ce qu'il vise dans le paysage.

Avec deux filtres. Nous proposons, ensuite dans l'utilisation des caméras, de soustraire systématiquement l'image du fond à une longueur d'onde où les gaz sont tous transparents à l'image de la scène filtrée à la longueur d'onde d'absorption du gaz recherché. Le gain en contraste ou plus directement en détectabilité d'une source est de l'ordre de 10. En jouant sur la combinaison linéaire des deux images filtrées on peut conserver sur l'image finale un fond atténué qui permet de situer dans le paysage la source recherchée. Nous avons par ce principe pu détecter des écoulements 10 fois moins importants ou détecter la même source à une distance $\sqrt{10}$ fois plus grande.

En utilisant des filtres froids, ce que nous faisons au laboratoire sur un bolomètre, mais dispositif que nous n'avons pas pu implanter sur notre caméra, nous montrons qu'on gagne un facteur 6 sur la sensibilité. Ceci est dû au fait qu'en abaissant l'offset sur les détecteurs, on peut augmenter le temps de pose d'où augmenter cette sensibilité.

Filtrage temporel

Après avoir effectué un filtrage optique, on peut traiter ensuite la séquence d'images. En adaptant à l'écoulement à visualiser, on peut gagner un facteur 3 en faisant une moyenne glissante sur les images tout en conservant le temps de pose maximum permis par la dynamique (16000 niveaux) de notre caméra.

Si la source de gaz est cyclique, ce qui est le cas des moteurs alternatifs, l'analyse spectrale de chaque pixel dans le temps permet de ne retenir dans une scène que les pixels à telle fréquence. On peut par exemple distinguer dans un même paysage l'échappement d'un moteur au ralenti et celui d'un moteur à vitesse élevée.

Le gain en détection est très supérieur à 10 et dépend évidemment du temps d'analyse, c'est-à-dire qu'il augmente en fonction de la racine du nombre d'images analysée dans une séquence élémentaire

Nous avons étendu ensuite cette idée d'un traitement dans le temps des images à la détection de sources aléatoires telles que celles créées par la turbulence d'un jet. Le gain de détection dépend de la structure de la turbulence mais peut être estimé supérieur à un facteur 5.

Ces traitements optiques et temporels peuvent être conjugués. Nous ne prétendons pas en multipliant les différents points précédents que : $10 \times 10 \times 10$ augmente la sensibilité d'un facteur 1000 mais qu'une conjugaison de ces traitements, adaptée à un cas spécifique, donnera une très nette amélioration de la détection.

Nous avons présenté des résultats sur différents cas (échappements moteur, jet de gaz) et nous avons vérifié les simulations que nous avons faites à partir de la banque de données spectrales de gaz (HITRAN et HITEMP). En particulier nous avons simulé et vérifié que la télédétection d'un gaz issu d'un échappement moteur et donc constitué principalement de H_2O et CO_2 et de très peu de CO n'était visible à distance que par le CO dont les raies ne sont pas absorbées par l'atmosphère contrairement aux deux autres gaz. Ce résultat, que le bon sens indique pourtant, semble être original.

Tous ces développements étaient adaptables à une caméra infrarouge classique en utilisant des filtres interférentiels dont la sélectivité en longueur d'onde est difficilement meilleure que $\frac{1}{300}$.

Dans un deuxième temps nous avons utilisé la spectrométrie à transformée de Fourier, meilleur type de filtrage en longueur d'onde existant actuellement.

La résolution de l'appareillage utilisé pouvait atteindre $\frac{1}{12.000}$ ($0,125 \text{ cm}^{-1}$), résolution meilleure que celle nécessaire pour analyser la largeur naturelle des raies de gaz ($0,5 \text{ cm}^{-1}$).

Nous avons transformé ce spectromètre en « imageur hyperspectral », terme à la mode, en utilisant une caméra matricielle comme détecteur. Nous avons, et nous pensons que c'est une originalité, utilisé un dispositif « step-scan » dans lequel le miroir mobile de l'interféromètre avance pas à pas, que nous lui imposions. De ce fait nous avons pu optimiser le temps de pose de la caméra pour améliorer la matrice de spectres (dans notre étude 320×256 pixels donnent les spectres correspondants). Nous avons développé un logiciel faisant la transformée de Fourier sur les 78800 pixels et donnant donc presque instantanément ces 80.000 spectres et la concentration des gaz recherchés.

Nous avons alors, contrairement à l'utilisation d'une caméra avec filtre, déterminé l'ensemble du spectre en chaque point du paysage. Nous montrons ainsi des concentrations de CO_2 , H_2O , CO , CH_4 mesurées simultanément sur une scène.

Enfin, en faisant du traitement de signal sur le spectre obtenu par la transformée de Fourier de l'interférogramme, nous montrons que par la convolution de la signature d'un gaz avec ce spectre nous pouvons détecter des concentrations extrêmement faibles.

En application de nos études nous avons traité un deuxième cas où ce n'est pas **la performance de détection qui est recherchée mais la quantification du volume de gaz émis**, c'est-à-dire de la respiration humaine. Nous avons installé des sportifs sur un vélo fixe placé devant une surface servant de fond. Cette surface était peinte avec une peinture de très forte émissivité et donc très peu de réfléchissante et elle était très homogène en température. Les sujets, dans notre cas des sportifs, étaient équipés de deux repères émissifs fixés sur un casque. Un logiciel de suivi de contour permettait que les images enregistrées, c'est-à-dire le souffle qui nous intéressait, soit fixe par rapport au cadrage. Nous avons pu ainsi déterminer avec une précision absolue de l'ordre de 30 % mais bien meilleure en précision relative le volume massique de CO_2 après chaque

expiration. Nous avons fait une analyse spectrale temporelle de ces souffles et chaque sportif présente un spectre caractéristique.

Les essais étaient faits sur une période de 15 minutes, avec une puissance constante mesurée sur le matériel.

Nous avons constaté pour nos 10 sujets que le volume de CO₂ expiré augmentait au cours du temps ou autrement dit que leur rendement baissait apparemment avec leur fatigue

Dans le même contexte de mesures biométriques sans contact, nous avons déterminé (de manière relative) le débit sanguin dans une veine. Nous avons mesuré l'amplitude de la variation alternative de la température de la peau à l'aplomb d'un vaisseau sanguin. L'amplitude de cette variation est très faible, quelques millièmes de °C. Comme cette variation est inférieure au bruit de la caméra, bruit équivalent à 20 millièmes de °C, nous avons utilisé la caméra en détection synchrone avec le rythme cardiaque. La référence était simplement l'électrocardiogramme du sujet observé. La sensibilité était meilleure que le millième de °C.

Enfin nous avons testé la faisabilité de la détection de dopants dans l'haleine par spectrométrie à TF.

Nous avons présenté des résultats obtenus après ingestion d'alcool éthylique : on détecte des pressions partielles d'alcool éthylique de 2 mbar. Nous savons que par le traitement des spectres avec une convolution nous pourrions déterminer des concentrations gazeuses cent fois plus faibles.

Pour relativiser le niveau de nos appareillages humains, rappelons que dans la nature les papillons de nuit avec leurs grandes antennes peuvent détecter une seule molécule du phéromone émis par leur femelle. Pouvons-nous faire aussi bien ?

Perspectives

Nous proposons ici des perspectives qui débordent du cadre d'une thèse universitaire d'Energétique.

Tout d'abord nous présentons des développements de matériels à partir des voies de recherche que nous avons entreprises.

Dans le cadre de l'utilisation d'une caméra pour détecter dans le paysage des sources de gaz telles que des fuites ou dûes à des véhicules, un premier « accessoire » consisterait à réaliser un double filtre froid. Précisons sur un exemple : pour détecter CO, l'image de la scène serait dédoublée en 2 par un système optique tel que les bilentilles de BILLET ou le biprisme de FRESNEL, puis les 2 images seraient filtrées, l'une à $\lambda=4,6 \mu\text{m}$ bande d'absorption ou d'émission du gaz, l'autre à $4,0 \mu\text{m}$ longueur d'onde à laquelle tous les gaz sont transparents. En refroidissant ces deux filtres à 80 K, on peut estimer que la conjugaison des deux images obtenues à travers ces filtres froids permettrait d'améliorer la détection d'un facteur supérieur à 50. L'implantation dans le système de la caméra des logiciels que nous avons créés mais qui seraient développés par des professionnels faciliterait encore la mise en œuvre des procédés de filtrage temporel sur des sources cycliques ou aléatoires que nous avons explorés dans ce travail.

Pour augmenter la résolution spectrale et réaliser un appareillage portable, on pourrait associer l'interféromètre provenant d'un spectromètre à transformée de Fourier en mode « step-scan » à une matrice détecteurs. La résolution spectrale serait d'un ordre de grandeur supérieur à celle de la caméra proposée ci-dessus. Les émanations de gaz difficiles à déceler par la nature de leur spectre pourraient ainsi être repérées dans le paysage. Nous pensons plus particulièrement au monoxyde d'azote NO gaz produit dans les combustions qui attaque poumons et objets métalliques et à l'hydrogène sulfuré H₂S mortel à des concentrations de 20.000 ppm et qui est présent dans les dégagements de gaz naturel et dans la décomposition des algues dûes aux épandages en Bretagne de nitrates.

Nous avons évoqué très rapidement les méthodes actives. Un appareillage hyperspectral donnant la nature et la position d'une source de gaz dans un paysage et un ordre de grandeur de son intensité pourrait être complété quantitativement par une méthode active du type Lidar. Un laser accordé ou accordable sur une raie d'absorption ou d'émission du gaz recherché pourrait par rétrodiffusion donner une valeur quantitative de la concentration locale. Dans les problèmes de

sûreté des installations (par ex. fuite CH₄ dans un terminal méthanier), cet ensemble de détection pourrait contribuer à diminuer les risques d'explosion

Enfin du point de vue de la physiologie, nos travaux sont encore bien fragmentaires. Il serait souhaitable d'étendre notre étude initiale réalisée sur une dizaine de sportifs à un nombre de sujets significatifs de catégories précises : coureurs de fond, nageurs, présence de dopants, et bien sûr de chaque sexe. Des conclusions sur le métabolisme pourraient alors être tirées des résultats de ces analyses sans contact.

En généralisant, les méthodes sans contact que nous avons développées (respiration, débit du sang,...), ne sont pas utilisées à notre connaissance dans le domaine médical (affections respiratoires, phlébologie). Elles pourraient contribuer, soit au contrôle dans le temps de l'état du patient (par ex. asthme), soit au diagnostic des pathologies d'un patient.

Bibliographie

- [1] J. CRABOL – Transfert de chaleur, Masson, 1989.
- [2] —, Atomes molécules particules, Eyrolles, 1974.
- [3] P. FLEURY et J. MATHIEU – Lumière, Eyrolles, 1970.
- [4] G. HERZBERG – Molecular spectra and molecular structure Volume I- spectra of diatomic molecules, Krieger, Floride, 2^{ème} édition, 1950.
- [5] M. F. MODEST – Radiative heat transfer, Mc Grau-Hill, 1993.
- [6] J. MICHAEL HOLLAS – Spectroscopie. Dunod, Paris, 2003.
- [7] Michel DALIBART, Laurent SERVANT, Spectroscopie dans l'infrarouge, Techniques de l'ingénieur, P.2845.
- [8] R. J. ANDERSON et P. R. GRIFFITHS – « Errors in absorbance measurements in infrared Fourier transform spectrometry because of limited instrument resolution », Analytical Chemistry Vol. 47, No. 14 (1975), p. 2339–2347.
- [9] SEXTANT – Optique expérimentale, Collection enseignement des sciences, 1997.
- [10] D. PAJANI – « Thermographie, principe et mesure », Techniques de l'Ingénieur, Traité Mesures et Contrôle R2 740 (2001).
- [11] V. BOUYER – « Etude de la transition choc détonation de nitrométhane par spectroscopie d'émission », Thèse Université Paris, 2002.
- [12] A. PETIT – « Théorie des spectres atomiques », Techniques de l'Ingénieur, traité Analyse et Caractérisation P. 2655 (1999).
- [13] —, « Théorie des spectres moléculaires », Techniques de l'Ingénieur, traité Analyse et Caractérisation P. 2656 (2002).
- [14] G. GAUSSORGUES – La thermographie infrarouge, TEC & DOC, Paris 4^{ème} édition, 1999.
- [15] P. BERNASCOLLE – Détection de gaz par imagerie infrarouge, Techniques de l'Ingénieur, (2002).
- [16] C. PIETRAS – « Développement d'un radiomètre infrarouge thermique multicanal : qualification du prototype large champ CLIMAT », Thèse de doctorat, Université des sciences et technologies de Lille, 1996.
- [17] Y.FERREC – « Spectro-imageurs », Techniques de l'Ingénieur, E4111 (2010).

- [18] L. S. ROTHMAN, R. R. GAMACHE, A. GOLDMAN, L. R. BROWN, R. A. TOTH, H. M. PICKETT, R. L. POYNTER, J. M. FLAUD, C. CAMY-PEYRET, A. BARBE, N. HUSSON, C. P. RINSLAND et M. A. H. SMITH – « The HITRAN database : 1986 edition », *Applied Optics* Vol. 26, No. 19 (1987), p. 4058–4097.
- [19] L. S. ROTHMAN, C. P. RINSLAND, A. GOLDMAN, S. T. MASSIE, D. P. EDWARDS, J. M. FLAUD, A. PERRIN, C. CAMY-PEYRET, V. DANA, J. Y. MANDIN, J. SCHROEDER, A. MCCANN, R. R. GAMACHE, R. B. WATTSON, K. YOSHINO, K. V. CHANCE, K. W. JUCKS, L. R. BROWN, V. NEMTCHINOV et P. VARANASI – « The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation) : 1996 edition », *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* Vol. 60, No. 5 (1998), p. 665–710.
- [20] L. S. ROTHMAN, R. B. WATTSON, R. R. GAMACHE, J. SCHROEDER et A. MCCANN – « HITRAN HAWKS and HITEMP High-Temperature Molecular Data Base », *SPIE Proceedings* Vol. 2471, No. 14 (1995), p. 105–111.
- [21] P. HERVE ; E. KATCHAROV (Juillet 1998) : Dispositif d'imagerie infrarouge pour la mesure de température de gaz ou de son profil de température. Brevet déposé par Gaz de France. Juillet 1998. n°n° 98-09859.
- [22] S. A. CLOUGH, F. X. KNEIZYS, G. P. ANDERSON, E. P. SHETTLER, J. CHETWYND, L. W. ABREU et L. A. HALL – « FASCOD3: spectral simulation », *Proceedings of the international radiation symposium, Current problems in atmospheric radiation*, 1989, p. 372–375.
- [23] F. DE OLIVEIRA; P. PALIER; C. GEHIN ; A. DITTMAR – « Analyse de la distribution thermique de visage », *Congrès Français de thermique*, SFT 2007.
- [24] I. PAVLIDIS; J. DOWDALL; N. SUN; C. PURI ; J. FEI ; M. GARBEY – « Interacting with human physiology », *Computer Vision and Image Understanding* 108, 2007, p. 150–170.
- [25] A. DELTEIL; J.P. FOUILLOY – « Caméras thermiques », *Techniques de l'Ingénieur*, 1996, E 4 105.
- [26] N. GUERINEAU; R. HAIDAR; S. BERNHARDT; I. RIBET-MOHAMED; M. CAES – « Caractérisations électro-optiques des détecteurs plans focaux IR », *Techniques de l'Ingénieur*, 2007, R 6 460.
- [27] R. BAHR, S. MAEHLUM – « Excess post-exercise oxygen consumption », *A short review. Acta Physiol Scand Suppl.* 1986; 556:99-104.
- [28] A. MARTIN (coord) – « Apports nutritionnels conseillés pour la population française », éditions Tec & Doc Lavoisier / AFSSA, Paris, 3^{ème} édition, 2001
- [29] D.A. SEDLOCK – « Effect of exercise intensity on post exercise energy expenditure in women ». *Br J Sports Med.* 1991 Mar; 25(1):38-40.

- [30] E. HADJI ; E.PICARD – « Microsources IR pour la mesure de gaz. Application à l'automobile », Techniques de l'Ingénieur, RE 7, 2002.
- [31] F.GRISCH ; P. GICQUEL ; P. HERVE– « Mesures de températures dans les gaz et les flammes - Mesures intrusives et mesures optiques intégrées », Techniques de l'Ingénieur, 2009, R 2 752.
- [32] M. DALIBART ; L. SERVANT– « Spectroscopie dans l'infrarouge », Techniques de l'Ingénieur, 2000, P 2 845.
- [33] P. ALKHOURY; G. CHAVENT; F. CLEMENT; P. HERVE: Inversion of spectroscopic data of CO₂ radiation. Inverse problems in engineering, Juin 2005.
- [34] P. HERVE; E. KATCHAROV : Brevet. Dispositif d'imagerie infrarouge pour la mesure de température de gaz ou de son profil de température. Brevet déposé par Gaz de France. Juillet 1998. n° 98-09859.
- [35] P. HERVE ; A. RIGUET ; P. CARON ; O. JACQUOT : Plumes passives télédétection and characterization. Application to CO₂. European symposium on remote sensing. Barcelone. Espagne. 21-25 septembre 1998. Vol. 3493. n° ISBN 081942952.
- [36] M. MODEST– « Radiative heat transfer », California, 2^{ème} édition, 2003.
- [37] P. HERVE– « Mesure de l'émissivité » Techniques de l'Ingénieur, 1989, R 2737.
- [38] S. MATTEĪ – « Rayonnement thermique des matériaux opaques », Techniques de l'Ingénieur, 2005, BE 8 210.
- [39] D. PAJANI ; L. AUDAIRE– « Thermographie Technologies et applications », Techniques de l'Ingénieur, 2001, R 2 741.
- [40] A. BOUTIER ; H. ROYER – « Visualisations et mesures optiques en aérodynamique », Techniques de l'Ingénieur, 1998, R 2 160.
- [41] S. BEDNARCZYK ; P. HERVE(1992) ; P. ADAM : Analysis of atmospheric pollution by quantitative infrared thermography. Quantitative infrared thermography.QIRT. pp. 319-325.
- [42] D. RAMEL ; P. HERVE ; M. BRUN. S. CARLIER : Modeling and visualisation of a combustion gases jet. The fourth pacific symposium on flow visualisation and image processing. Chamonix, France. 3-5 juin 2003.
- [43] P. E. SAARINEN, J. K. KAUPPINEN et J. O. PARTANEN – « New methode for spectral line shape fitting and critique on the Voigt line shape model », Applied Spectroscopy Vol. 49, No. 10 (1995), p. 1438–1453.
- [44] G. Frederick ; G. Smith The infrared & Electro-Optical Systems Handbook – Atmospheric Propagation Radiation Vol. 2, (1993), p. 40.

- [45] « Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier transform spectrometry : SWIFTS ».
E. le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Léronnel, G. Leblond, P. Kern, J-M. Fedeli, P.l Royer. Nature Photonics Août 2007.
- [46] Patrick BOUCHAREINE, Spectrométrie optique, Techniques de l'Ingénieur R.6310
- [47] K. SCHAFFER ; P. HERVE : Non intrusive optical measurements of aircraft engine exhaust emissions and comparaison with conventional intrusive techniques. Applied optics. 20 janvier 2000. Vol. 39. n° 3.
- [48] D. RAMEL, R CONSEIL, Ph. HERVE, Y. BAILLY, Détermination par spectrométrie visible et infrarouge des champs de température et de concentration de gaz dans les statoréacteurs et les échappements de véhicules, CMOI 2008.
- [49] M. GRISCH, P. GICQUEL, P. HERVE. Mesure des températures dans les gaz. Techniques de l'ingénieur. R 2752 Traité mesure 2009
- [50] Guillon N., Nicolet G. (2000), Le Dopage, Paris, Flammarion. Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC), Bilan 2001 des changements climatiques : les éléments scientifiques, rapport du groupe de travail, 2003.
- [51] Bouslimi J., Pineau J,C.,(2002), Adolescentes , adolescents en pratiques sportives, Paris, l'Harmattan.
- [52] Lhomme F. (2000), Le procès du Tour. Dopage : les secrets de l'enquête, Paris, Denoel.
- [53] J. MAX, J-L LACOUME, Méthodes et techniques de traitement du signal, Masson, Paris, 1996.
- [54] http://fr.wikipedia.org/wiki/Optique_adaptative
- [55] J. CHAPPE, T. MEYER, P. HERVE, M. KREUTZER, M. MURIAN, J.F. VERLHIK : Combiner des images et des textes : la respiration comme indice de ressources attentionnelles. Congrès. Grenoble. Novembre 2006.

Table des figures

Figure (I-1)	: Luminance d'une source dans une direction donnée.....	6
Figure (I-2)	: Vue en coupe d'un corps noir de laboratoire.....	7
Figure (I-3)	: Courbes de Planck pour différentes températures.....	8
Figure (I-4)	: Répartition du rayonnement incident sur une surface réelle.....	10
Figure (I-5)	: Rayonnement électromagnétique polarisé rectilignement, se déplaçant le long de l'axe des x.....	11
Figure (I-6)	: Absorption du rayonnement par un volume de gaz.....	14
Figure (I-7)	: Profils des raies.....	16
Figure (I-8)	: Emission et absorption d'un élément de volume.....	18
Figure (I-9)	: Emission et transmission du rayonnement d'un volume gazeux devant un fond.....	19
Figure (I-10)	: Spectres de gaz. [44].....	20
Figure (I-11)	: Spectre d'absorption du méthane.....	21
Figure (I-12)	: Schéma des transitions énergétiques entre deux niveaux discrets.....	22
Figure (I-13)	: Régions infrarouge.....	23
Figure (I-14)	: Méthode active.....	25
Figure (I-15)	: Filtre passe-bas.....	26
Figure (I-16)	: Filtre passe-haut.....	26
Figure (I-17)	: Filtre passe-bande.....	27
Figure (I-18)	: Filtre interférentiel dont les harmoniques ne sont pas parfaitement bloquées.....	27
Figure (I-19)	: Spectres de transmission des filtres interférentiels utilisés dans cette étude.....	28
Figure (I-20)	: Schéma de principe d'un spectromètre à réseau.....	28
Figure (I-21)	: Schéma de principe d'un interféromètre de Michelson.....	30
Figure (I-22)	: Interférogramme donné par un spectromètre à transformée de Fourier.....	30
Figure (I-23a)	: Schéma du spectromètre à transformée de Fourier utilisé.....	31
Figure (I-23b)	: Apodisation.....	33
Figure (I-24)	: Contraste thermique.....	35
Figure (I-25)	: Transmission atmosphérique au niveau de la mer sur une épaisseur de 1852 m.....	35
Figure (I-26)	: Loi de Planck.....	36
Figure (I-27)	: Principe de mesure.....	37
Figure (I-28)	: Système cryogénique.....	40
Figure (I-29)	: Réponse des détecteurs.....	40
Figure (I-30)	: Fonctionnement d'un CCD.....	41
Figure (I-31)	: Correction de la non-uniformité spatiale.....	41
Figure (I-32)	: Image matricielle.....	42
Figure (I-33)	: Code d'un pixel sur une matrice.....	42
Figure (I-34)	: Recalage d'images.....	43
Figure (I-35)	: Représentation de la scène.....	45
Figure (I-36)	: Transmission atmosphérique sur plusieurs distances.....	46
Figure (I-37)	: Transmission du gaz d'échappement.....	46
Figure (I-38)	: Emission fond à 29°C, fumée à 300°C, et CN à 300°C.....	47
Figure (I-39)	: Luminance mesurée juste à la sortie de l'échappement.....	47
Figure (I-40)	: Luminance mesurée à une distance de 10 m du panache.....	48
Figure (I-41)	: Grandissement luminance mesurée à une distance de 10 m du panache.....	48
Figure (I-42)	: Luminance mesurée à une distance de 500 m du panache.....	49
Figure (I-43)	: Luminance mesurée à une distance de 1000 m du panache.....	49
Figure (I-44)	: Luminance mesurée à une distance de 10 km du panache.....	50
Figure (I-45)	: Grandissement luminance mesurée à une distance de 10 km du panache.....	50
Figure (I-46)	: Raies caractéristiques du monoxyde de carbone « CO ».....	51
Figure (I-47)	: Raie d'absorption par H ₂ O à froid 29°C.....	52
Figure (I-48)	: Observation à une distance de 1 km.....	52
Figure (II-1)	: Turbulence atmosphérique et atténuation du rayonnement.....	56
Figure (II-2)	: Absorption de différents gaz simulée avec la base HITRAN.....	57
Figure (II-3)	: Spectre temporel de l'échappement à 760 tr/min (12.5 Hz) moteur essence 4 cylindres.....	58

Figure (II-4)	: Moteur 4 cylindres en ligne.....	59
Figure (II-5)	: Spectres temporels du CO ₂ en fonction du régime moteur.....	59
Figure (II-6)	: Pic maximum du CO ₂ en fonction de la vitesse de rotation.....	60
Figure (II-7)	: Comparaison des spectres du CO ₂ en normalisant sur les pics de plus grandes intensités.....	60
Figure (II-8)	: Spectres temporels du CO en fonction du régime moteur.....	61
Figure (II-9)	: Production de CO par rapport CO ₂ en fonction du régime moteur.....	61
Figure (II-10a)	: Image filtrée à λ_1 des deux voitures ($\lambda_1 = 4,26 \mu\text{m}$).....	62
Figure (II-10 b)	: Niveaux de luminance sur la ligne passant par les deux pots d'échappement.....	62
Figure (II-10 c)	: Position dans la scène de la voiture tournant à 1500 tr/min.....	62
Figure (II-10 d)	: Position dans la scène de la voiture au ralenti à 800 tr/min.....	62
Figure (II-11)	: Spectre en fréquence de l'émission de la voiture tournant à 1500 tr/min.....	63
Figure (II-12)	: Spectre en fréquence de l'émission de la voiture tournant à 800 tr/min.....	63
Figure (II-13)	: Jet de gaz avec une partie laminaire et bords turbulents.....	64
Figure (II-14a)	: Jet de CO ₂ avant traitement.....	64
Figure (II-14b)	: Jet de CO ₂ avec du bruit blanc.....	64
Figure (II-15)	: Jet de CO ₂ après traitement sur 500 images.....	64
Figure (II-16)	: Spectre de la bande totale mesurée par la caméra.....	66
Figure (II-17)	: Filtre chaud.....	66
Figure (II-18)	: Sans filtre.....	67
Figure (II-19)	: Avec filtre CO ₂	67
Figure (II-20)	: Filtre froid.....	67
Figure (II-21)	: Ligne visée avec 3 types de filtres.....	68
Figure (II-22)	: Principe de l'optique adaptative.....	70
Figure (II-23)	: Image étoile double corrigée avec l'optique adaptative.....	71
Figure (II-24)	: Système caméra IR et télescope de Newton.....	72
Figure (II-25)	: Système de mesure embarqué « Télescope de Newton et caméra IR » premier essai..	72
Figure (II-26)	: Système de mesure embarqué « Télescope de Newton et caméra IR » deuxième essai.....	73
Figure (II-27)	: Cible « pot d'échappement » à 500 m du système Thermographie sans filtre.....	73
Figure (II-28)	: Thermographie de la voiture, moteur arrêté « image non filtrée ».....	74
Figure (II-29)	: Thermographie de la voiture tournant à 4100 tr/min « image non filtrée ».....	74
Figure (II-30)	: Voiture à l'arrêt avec filtre CO ₂	75
Figure (II-31)	: Voiture avec filtre CO ₂ « 4100 tr/min ».....	75
Figure (II-32)	: Thermographie de voiture tournant à 4100 tr/min « image avec filtre CO ₂ soustraite du fond ».....	76
Figure (II-33)	: Voiture à l'arrêt avec filtre CO.....	76
Figure (II-34)	: Voiture avec filtre CO tournant à 4100 tr/min.....	77
Figure (II-35)	: Voiture avec filtre CO « après soustraction du fond 4100 tr/min ».....	77
Figure (II-36)	: Visualisation du jet de CO dans l'échappement. Distance 500 m, Temps de mesure total 2,5 s.....	78
Figure (II-37)	: Traitement du jet de CO.....	78
Figure (II-38)	: Signal absorbé par le monoxyde de carbone CO « avec une résolution de 8 cm^{-1} ».....	79
Figure (II-39)	: Spectre d'une scène avec résolution de 8 cm^{-1}	80
Figure (II-40)	: Bruit blanc ajouté au signal.....	80
Figure (II-41)	: Signal absorbé par le CO avec bruit.....	80
Figure (II-42)	: Convolution des signaux.....	80
Figure (II-43)	: Influence du niveau du bruit sur la convolution.....	81
Figure (II-44)	: Influence de la résolution sur la convolution pour un RBS de 1.....	82
Figure (II-45)	: Rapport bruit / signal.....	83
Figure (II-46a)	: Influence du niveau de signal sur la convolution.....	83
Figure (II-46b)	: Influence du niveau de signal sur la convolution.....	84
Figure (II-46c)	: Influence du niveau de signal sur la convolution.....	85
Figure (III-1)	: Principe d'un interféromètre de Michelson.....	87

Figure (III-2)	: Schéma du dispositif expérimental.....	88
Figure (III-3)	: Technique d'acquisition de la séquence.....	89
Figure (III-4)	: Premier dispositif expérimental d'imagerie hyperspectrale.....	90
Figure (III-5)	: Signal sur toute la séquence.....	91
Figure (III-6)	: Interférogramme obtenu avec un seul balayage.....	91
Figure (III-7)	: Somme de 15 interférogrammes.....	92
Figure (III-8)	: FFT d'un seul balayage.....	92
Figure (III-9)	: FFT de la somme des 15 balayages.....	92
Figure (III-10)	: Signal sur toute la séquence.....	93
Figure (III-11)	: Interférogramme obtenu en sommant 15 interférogrammes élémentaires.....	93
Figure (III-12)	: Spectre sur un pixel.....	94
Figure (III-13)	: Concentration en % d'un jet de CH ₄ provenant d'un tuyau de Ø 5 mm, zone visée (5 × 8 mm) soit 12× 64 pixels.....	94
Figure (III-14)	: Dispositif expérimental avec un moteur pas à pas.....	95
Figure (III-15a)	: Moteur piézo-électrique « AG-LS25 » utilisé dans l'expérience.....	95
Figure (III-15b)	: Contrôleur « AG-UC2 » de moteur piézo-électrique.....	95
Figure (III-16)	: Interférogramme obtenu avec le montage moteur pas à pas.....	96
Figure (III-17)	: Interférogramme obtenu avec le montage moteur pas à pas.....	97
Figure (III-18)	: Spectre obtenu avec le montage moteur pas à pas.....	97
Figure (III-19)	: Schéma du montage avec mode « step- scan ».....	99
Figure (III-20)	: Dispositif expérimental « cellule à gaz CO – CH ₄ » et CO ₂ atmosphérique.....	99
Figure (III-21)	: Détecteur intérieur (PbSe) de spectromètre TF.....	101
Figure (III-22)	: Dispositif permettant d'acquérir le signal pendant la stabilité du miroir.....	101
Figure (III-23)	: Interférogramme « cellule à gaz CO – CH ₄ » et CO ₂ atmosphérique.....	102
Figure (III-24)	: Spectre FFT « cellule à gaz contenant CO, CH ₄ » et constituants atmosphérique (CO ₂ , H ₂ O).....	102
Figure (III-25)	: Concentration de CH ₄ sur une scène de 5×63 pixels.....	103
Figure (III-26)	: Concentration CH ₄ (Transmission ΔT=30°C), matrice 320 ×256 pixels.....	103
Figure (III-27)	: Spectres avec différentes résolutions enregistrés sur le spectromètre à TF.....	104
Figure (III-28)	: Schéma du dispositif expérimental.....	105
Figure (III-29)	: Dispositif expérimental.....	106
Figure (III-30)	: Comparaison taille objectif.....	107
Figure (III-31)	: Image caméra du corps noir à 800 °C.....	108
Figure (III-32)	: Intérférogramme du corps noir.....	108
Figure (III-33)	: Spectre FFT « corps noir, CO ₂ et H ₂ O atmosphérique » sur un pixel.....	109
Figure (III-34)	: Image caméra « Flamme placée devant un corps noir à T=800°C ».....	109
Figure (III-35)	: Intérférogramme d'un pixel « Flamme devant corps noir ».....	109
Figure (III-36)	: Spectre FFT « Flamme devant corps noir ».....	110
Figure (III-37)	: Concentration CH ₄ d'une flamme devant corps noir à 800°C « image 320 ×256 pixels ».....	110
Figure (III-38)	: Intérférogramme « Flamme descendue de 1 cm devant corps noir ».....	110
Figure (III-39)	: Image caméra « Flamme pauvre descendue de 1 cm devant corps noir ».....	111
Figure (III-40)	: Intérférogramme « Flamme pauvre descendue de 1 cm devant corps noir ».....	111
Figure (III-41)	: Spectre FFT « Flamme pauvre descendue de 1 cm devant corps noir ».....	111
Figure (III-42)	: Concentration CH ₄ « Flamme pauvre descendue de 1 cm devant corps noir ».....	112
Figure (III-43)	: Image caméra « Flamme devant corps noir et filtre CO ₂ devant le spectromètre».....	112
Figure (III-44)	: Intérférogramme « Flamme devant corps noir et filtre CO ₂ devant le spectromètre».....	112
Figure (III-45)	: Spectre FFT « Flamme devant corps noir et filtre CO ₂ devant le spectromètre».....	113
Figure (III-46)	: Image caméra « Flamme devant corps noir et filtre CO».....	113
Figure (III-47)	: Intérférogramme « Flamme devant corps noir et filtre CO».....	113
Figure (III-48)	: Spectre FFT « Flamme devant corps noir et filtre CO».....	114
Figure (IV-1)	: Dispositif expérimental pour l'étude de la respiration de sportifs.....	117
Figure (IV-2)	: Afficheur des paramètres.....	117
Figure (IV-3)	: Camera Cedip ORION.....	118
Figure (IV-4)	: Souffle d'un sujet observé en méthode bichromatique.....	120

Figure (IV-5a)	: Avant respiration.....	121
Figure (IV-5b)	: Pendant respiration.....	121
Figure (IV-5c)	: Recadrage de l'image.....	121
Figure (IV-5d)	: Soustraction (image (IV-5 b) – image (IV-5 a)).....	121
Figure (IV-6)	: Suivi temporel.....	122
Figure (IV-7)	: Spectres de fréquence temporelle de la respiration en fonction du temps de l'effort...	122
Figure (IV-8)	: Suivi temporel.....	123
Figure (IV-9)	: Spectres en fréquence.....	123
Figure (IV-10)	: Spectres en fréquence.....	124
Figure (IV-11)	: Spectres en fréquence.....	124
Figure (IV-12)	: Spectres en fréquence.....	125
Figure (IV-13)	: Spectres en fréquence.....	125
Figure (IV-14)	: Spectres en fréquence.....	126
Figure (IV-15)	: Spectres en fréquence.....	126
Figure (IV-16)	: Spectres en fréquence.....	127
Figure (IV-17)	: Spectres en fréquence.....	127
Figure (IV-18)	: Débit des jets de CO ₂ de 10 sujets.....	128
Figure (IV-19)	: Dépense énergétique du sujet n° 1.....	130
Figure (IV-20)	: Amplitude détectée.....	131
Figure (IV-21)	: Schéma du dispositif expérimental.....	132
Figure (IV-22)	: Rayonnement émis et réfléchi par le bras.....	133
Figure (IV-23)	: Propagation du flux de chaleur alternatif produit par le vaisseau sanguin.....	133
Figure (IV-24)	: Bruit électronique de la caméra IR.....	134
Figure (IV-25)	: Avant bras. Résolution 0,1 mk (0,0001 °C). Durée de mesure 30 pulsations cardiaques. Maximum amplitude crête-crête des oscillations 8 mk (0,008°C).....	138
Figure (IV-26)	: Bras.....	138
Figure (IV-27)	: Variation de la température du vaisseau et de la peau au cours de temps.....	140
Figure (IV-28)	: Cellule à gaz.....	140
Figure (IV-29)	: Spectre de la source multiplié par la transmission de l'atmosphère sur 1m.....	141
Figure (IV-30)	: Spectre de la source multiplié par la transmission de l'atmosphère sur 1m et par la transmission de la vapeur d'alcool à pression de vapeur saturante sur 5 cm d'épaisseur.....	141
Figure (IV-31)	: Raies caractéristiques d'absorption de l'alcool éthylique.....	142
Figure (IV-32)	: Fond et alcool à 40°.....	142
Figure (IV-33)	: Raies caractéristiques des vapeurs d'alcool à 40°.....	143
Figure (IV-34)	: Spectre de fond et des vapeurs d'un alcool à 40° dilués dans l'air.....	143
Figure (IV-35)	: Raies caractéristiques des vapeurs l'alcool à 40° dilué dans l'air.....	144
Figure (IV-36)	: Schéma du dispositif expérimental.....	144
Figure (IV-37)	: Spectre de transmission de la respiration d'un sujet après ingestion d'alcool.....	145
Figure (IV-38)	: Grandissement des zones indiquant la présence d'alcool dans la respiration.....	145
Figure (IV-39)	: Absorbance par l'alcool « élément filtrant » avec une résolution de 8 cm ⁻¹	146
Figure (IV-40)	: Convolution du signal absorbé par l'alcool après avoir bu par le signal absorbé après 30 min.....	146
Figure (IV-41)	: Comparaison des convolutions à différents temps après l'ingestion d'alcool.....	147
Figure (IV-42)	: Cellule à réflexions multiples.....	147
Figure (IV-43)	: Schéma d'un spectromètre LIPPMAN adapté à la détection de l'alcool éthylique et d'autres dopants.....	148
Figure (IV-44)	: Schéma d'un système pour détecter un seul dopant.....	149

Liste des tableaux

Tableau (I-1)	: Zones du spectre électromagnétique.....	13
Tableau (II-1)	: Résultats de calcul sur différents filtres.....	67

Annexe : Informations sur les logiciels utilisés

Base de données spectrales : HITRAN

La base HITRAN est une compilation des données spectroscopiques de certaines molécules à température et pression ambiantes [18], [19], [20]. Cette base regroupe les données nécessaires pour calculer les transferts radiatifs des gaz à l'aide de codes de calcul : des paramètres individuels des lignes dans le visible ou par l'absorption des sections traversées pour les molécules à forte densité d'absorption. Cette base de données est en permanence mise à jour, dont les plus récentes sont :

- _ HITRAN96 : 1996,
- _ HITRAN04 : 2004,
- _ HITRAN06 : 2006,
- _ HITRAN 08 : 2008.

Chaque mise à jour complète la base avec l'amélioration des paramètres des profils de raie et avec l'ajout de nouvelles molécules. Cette base est gratuite mais elle ne permet que la simulation de facteur de transmission spectral à température et pression ambiante. Si l'on veut simuler à d'autres conditions thermodynamiques il faut créer un code de calcul de l'évolution des profils de raie ou l'acheter. Le LEME a acheté un logiciel "PcLnWin" qui permet de calculer le facteur de transmission spectral d'un mélange de gaz d'une certaine épaisseur pour les conditions thermodynamiques souhaitées.

Logiciel : "PcLnWin"

Le logiciel "PcLnWin" (ONTAR CORPORATION, FASCOD3, [22]) utilise un code de calcul afin de modéliser des spectres pour d'autres températures et pressions à partir de la base HITRAN qui est à température et pression ambiante. Les utilisations principales de ce logiciel sont les calculs sur l'atmosphère ou dans le domaine de l'astrophysique.

Conditions de simulations :

- _ mélanges de gaz en ppm, en pressions partielles, ...,
- _ température en K,
- _ pression en bar,
- _ épaisseur de gaz en km (2cm minimum),

Ce logiciel nous a permis de simuler des gaz sous une pression et à température données et d'obtenir le facteur de transmission spectral de ces gaz.

RÉSUMÉ

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse porte sur la caractérisation par télédétection de la température et de la concentration d'un nuage de gaz. La thermographie infrarouge est le moyen passif utilisé pour détecter dans un premier temps et quantifier dans un deuxième temps le gaz recherché.

Après avoir analysé l'influence des paramètres intervenant dans l'équation de transfert radiatif de gaz, l'étude présente les résultats de simulation de plusieurs sources d'effluents gazeux (moteurs, fuite de gaz,...).

Différentes voies d'amélioration de l'imagerie donnée par une caméra sont proposées : filtrage optique à une ou deux longueurs d'onde, filtrage temporel par analyse des fréquences, détection de mouvement.

Un appareillage hyperspectral a aussi été développé à partir de la conjugaison d'un spectromètre à transformée de Fourier et d'une caméra matricielle sensible dans l'infrarouge utilisée comme détecteur.

Cet appareillage permet d'avoir sur une scène des spectres de très bonne résolution sur chaque pixel de la caméra ce qui permet d'analyser simultanément dans un paysage les concentrations de plusieurs gaz.

L'ensemble des solutions proposées qui peuvent se conjuguer, permet de gagner un facteur 10 à 50 sur la sensibilité de détection de sources gazeuses (CO₂, CO, CH₄...).

Un exemple quantitatif est proposé dans un contexte biométrique : la détermination du volume de CO₂ expiré par un sportif pendant un effort constant. Ce volume augmente au cours de l'effort. Ce travail conduit donc à des applications de mesures sans contact en biométrie.

MOTS CLÉS

Gaz	Traitement d'image
Détection	Sûreté
Thermographie	Pollution
Infrarouge	Biométrie

ABSTRACT

The thesis focuses on the characterization by remote sensing of the temperature and the concentration of a gas cloud. Infrared thermography is the means used to detect passive at first and second step in quantifying the target gas.

After analyzing the influence of the parameters involved in the equation of radiative transfer of gas, the study presents the simulation result from several sources of gaseous (engines, gas, leak ...).

Different ways of improvement of imaging data by a camera are available: optical filtering in one or two wavelengths, temporal filtering by frequency analysis, motion detection.

A hyperspectral equipment was also developed from the combination of a Fourier transform spectrometer with a matrix camera sensitive in the infrared used as detector.

This equipment can have on a scene of high resolution spectra for each pixel of the camera that simultaneously analyze the concentrations in a landscape of several gases.

All solutions can save a factor of 10 to 50 on the sensitivity of detection of gas sources (CO₂, CO, CH₄ ...).

A quantitative example is offered in a biometric determining the volume of CO₂ exhaled by an athlete during an ongoing effort. This volume increases during exercise. This work therefore leads to non-contact measurement applications in biometrics.

KEYWORDS

Gas	Image processing
Detection	Safety
Thermography	Pollution
Infrared	Biometrics