



**HAL**  
open science

# Contribution à l'étude de l'effet mirage : application aux mesures dimensionnelle et thermique par caméras visible proche infrarouge

Anthony Delmas

## ► To cite this version:

Anthony Delmas. Contribution à l'étude de l'effet mirage : application aux mesures dimensionnelle et thermique par caméras visible proche infrarouge. Energie électrique. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT; Université libre de Bruxelles (1970-..), 2012. Français. NNT : 2012INPT0145 . tel-04279410

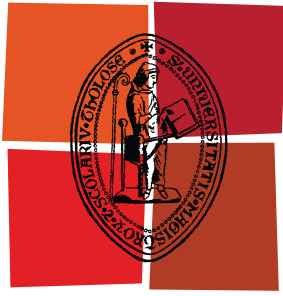
**HAL Id: tel-04279410**

**<https://theses.hal.science/tel-04279410>**

Submitted on 10 Nov 2023

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

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



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du  
**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

**Délivré par :**  
Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

**Discipline ou spécialité :**  
Energétique et transferts

---

**Présentée et soutenue par :**  
Anthony DELMAS

**le :** vendredi 14 décembre 2012

**Titre :**

Contribution à l'étude de l'effet mirage : application aux mesures dimensionnelle et thermique par caméra visible proche infrarouge

---

**Ecole doctorale :**  
Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)

**Unité de recherche :**  
Institut Clément Ader - ICA (Toulouse, France)

**Directeur(s) de Thèse :**  
Jean-Marie BUCHLIN, Institut Von Karman  
Yannick LE MAOULT, Ecole des Mines d'Albi

**Rapporteurs :**  
Souad HARMAND, Université de Valenciennes  
Gérard DEGREGZ, Université Libre de Bruxelles

**Membre(s) du jury :**  
Gérard DEGREGZ, Université Libre de Bruxelles, Président du jury  
Pierre COLINET, Université Libre de Bruxelles, Membre  
Philippe GERVAIS, INSA de Lyon, Membre  
Pierre SLANGEN, Ecole des Mines d'Alès, Membre  
Tony ARTS, Institut Von Karman, Membre

---

## Remerciements

Pour débiter ce manuscrit je voudrais remercier toutes les personnes qui m'ont suivi, encadré, encouragé ou qui ont tout simplement été présentes pour moi tout au long de ce doctorat.

Tout d'abord, je tiens à remercier mes encadrants de thèse, Yannick Le Maoult, pour m'avoir proposé ce projet et pour avoir accepté d'être mon co-directeur de thèse côté Français, Jean-Marie Buchlin, également co-directeur mais cette fois-ci du côté Belge. Je les remercie tous deux pour leurs nombreuses contributions scientifiques et techniques mais également pour leurs soutiens dans les moments "creux" de ces 4 années. Je souhaite remercier, dans la catégorie des "chefs de près ou de loin", Thierry Sentenac pour ses nombreuses réponses judicieuses et pragmatiques aux questions que je pouvais avoir mais aussi pour sa bonne humeur et sa façon de me motiver, Jean-José Orteu pour me rappeler la deadline de chaque conférence, publication, réunion... et évidemment pour ses différents apports scientifiques. Je citerai également Laurent Robert, Rosaria Vetrano et Michel Riethmuller.

Je remercie particulièrement Souad Harmand et Gerard Degrez pour m'avoir fait l'honneur de rapporter ma thèse, mais aussi tous les membres du jury, à savoir Tony Arts, Pierre Colinet, Philippe Gervais et Pierre Slangen, pour leurs temps dédiés à l'analyse scientifique de mon travail et de m'avoir fait profiter de leurs connaissances et points de vue sur différents points de ma thèse.

Un grand merci à Benoit Cosson pour son code de lancer de rayons "modifié" plus qu'utile tout au long de ma thèse et Vincent Eymet pour son aide à l'utilisation de son code MSBE.

Je n'oublie pas de remercier les différents techniciens que j'ai pu rencontrer tout au long de ces quatre ans que ce soit à l'atelier de l'IVK, à la menuiserie ou à la forge de l'Ecole des mines ou bien dans les locaux de l'ICAA avec un merci spécial pour Jean-Mi pour sa disponibilité et son efficacité pour la conception du module d'alimentation/régulation.

Je remercie les différents stagiaires et diploma course que j'ai pu superviser tout au long de ma thèse, par ordre chronologique : Cédric Hemmer, Senem Ayse Haser et Chiara Spaccapanicca.

Parce qu'ils ont fait le bonheur et l'animation de cette thèse, un très grand et chaleureux merci à tous ceux que j'ai pu côtoyer durant cette thèse, dans le désordre : Istvan, Davide, Simone, Pauline, Guy, Nioc, Trup, Christophe, Laurent, Rémi (très grand copain de blagues, de bureau, de science et bien plus), Guillaume, Imre, Erika, Myriam, Kalil, Yousine, Damien, Sébastien (chef, que dis-je, maître du "Beer meeting" à l'IVK, ouvert officiellement uniquement QUE le mercredi soir...), Tamash, Vincent, Jánosh, Peter, Sylvania (auteur du résultat OpenFoam), Eric1, Eric2, Didier, Thomas, Florian, Max, Laura, Vanessa, Nicolas, Gillou, Vincent, Esther, Oliver1, Oliver2, Renaud, Vincent, Marie, Raffaele, Aurélien1, Aurélien2, Gaby, Amandine, Serge, Lydie, Adam, Boris, Bern, Justin, Larisa, Rémi, Nicolas, Carine, Cedric, Suzane, Dany, Ines, Julien Lepers, Nagui... et pour tous ceux que j'ai oublié qu'ils sachent qu'ils y ont droit eux aussi.

Enfin, je ne remercierai jamais assez ma famille qui m'a soutenu dans mes choix, dans ma vie, à distance ou de plus proche, pour tous les sacrifices faits pour moi, leur amour et valeurs qu'ils m'ont transmis...

Pour finir, et afin d'accentuer le caractère unique d'une thèse de doctorat, je tiens à dire quelques mots sur ce qu'on appelle "Le paradoxe du singe savant". Ce paradoxe, initié par Thomas Henry Huxley le 30 juin 1860, est un théorème selon lequel un singe qui tape indéfiniment et au hasard sur le clavier d'une machine à écrire pourra, d'un point de vue probabiliste, écrire un texte donné et donc pourquoi pas cette thèse. Notons que la probabilité qu'un singe tape avec exactitude la thèse dans son entièreté est si faible que la chance (ou la malchance pour moi) que cela se produise au cours d'une période de temps de l'ordre de l'âge de l'univers (à savoir de l'ordre de 13,7 milliards d'année) est minuscule, mais *cependant non nulle*. Afin de m'enlever un horrible doute, il serait donc bon de vérifier cette théorie et espérer qu'elle soit fausse. Le paradoxe du singe savant a été testé expérimentalement par des chercheurs de l'université de Plymouth en Angleterre (réelle étude menée dans le cadre du projet Vivaria). Des membres du programme média de l'université laissèrent un ordinateur dans la cage du zoo de Paignton, demeure de 6 macaques, et attendirent. "Tout d'abord", dit Mike Philips (chef de l'institut d'arts et de technologies digitales de l'université), "le mâle dominant pris une pierre et frappa violemment la machine". Il ajouta : "Ensuite, ils furent d'avantages portés sur la défécation et l'urination au-dessus du clavier". Le résultat est donc sans équivoque et extrêmement valorisant : un singe n'aurait pas pu écrire cette thèse, en tout cas, pas par hasard...

# Table des matières

Table des matières	iii
Nomenclature	vii
Liste des figures	xiii
Liste des tableaux	xix
Introduction	1
<b>1 Etat de l'art</b>	<b>5</b>
1.1 Explication et visualisation du phénomène . . . . .	5
1.1.1 L'effet mirage . . . . .	5
1.1.2 Détermination de l'indice de réfraction et sa dépendance en fonction de la température et de la longueur d'onde . . . . .	7
1.1.3 Méthodes de visualisation optiques . . . . .	11
1.1.3.1 Présentation des différentes méthodes . . . . .	12
1.1.3.2 Ombroscopie . . . . .	14
1.1.3.3 Strioscopie . . . . .	15
1.1.3.4 Strioscopie orientée sur l'arrière plan (BOS : Back- ground Oriented Schlieren) . . . . .	19
1.1.3.5 Vélocimétrie à Laser Doppler (LDV : Laser Doppler Velocimetry) . . . . .	20
1.1.3.6 Vélocimétrie par image de particules (PIV : Particle Image Velocimetry) . . . . .	21
1.1.3.7 Thermographie . . . . .	22
1.2 Modélisation de la propagation du rayonnement dans un milieu in- homogène - Utilisation de l'effet mirage pour mesurer une grandeur .	25
1.2.1 Modélisation de la propagation . . . . .	25
1.2.1.1 Équations de la propagation du champ électroma- gnétique . . . . .	25
1.2.1.2 Chemin optique . . . . .	26
1.2.1.3 Définition de l'optique géométrique . . . . .	27
1.2.1.4 Équation et propagation du rayon . . . . .	27
1.2.2 Utilisation de l'effet mirage en tant qu'outil . . . . .	30
1.2.2.1 La diffusivité et le contrôle non destructif . . . . .	30
1.2.2.2 La densité et la concentration . . . . .	31
1.2.2.3 La température . . . . .	31
1.2.2.4 Autres . . . . .	32
1.3 Problèmes dus à l'effet mirage et les solutions apportées . . . . .	32

1.4	Phénomènes de convection . . . . .	33
1.4.1	Convection . . . . .	33
1.4.1.1	Les forces de poussées d'Archimède . . . . .	35
1.4.1.2	Écoulement et transport . . . . .	36
1.4.1.3	Plaque plane verticale et géométrie axisymétrique . . . . .	39
1.4.1.3.a	Plaque plane verticale isotherme . . . . .	39
1.4.1.3.b	Géométries axisymétriques . . . . .	42
1.4.2	Propriétés thermophysiques des fluides . . . . .	45
1.5	Aspect énergétique : transmission et émission atmosphérique . . . . .	46
1.5.1	La transmission atmosphérique . . . . .	46
1.5.2	Les interactions avec le rayonnement électromagnétique . . . . .	47
1.5.2.1	L'extinction atmosphérique . . . . .	47
1.5.2.1.a	L'absorption . . . . .	48
1.5.2.1.b	La diffusion . . . . .	49
1.5.2.2	L'émission atmosphérique . . . . .	49
1.5.2.3	La turbulence atmosphérique . . . . .	50
1.6	Une première observation du phénomène au sein du laboratoire : cas du cylindre chaud . . . . .	50
<b>2</b>	<b>Choix de la configuration et caractéristiques de la perturbation</b>	<b>55</b>
2.1	Choix de la configuration et ses caractéristiques . . . . .	55
2.1.1	Choix de la configuration . . . . .	55
2.1.2	Caractéristiques du disque . . . . .	59
2.1.2.1	Géométrie et propriétés du disque . . . . .	59
2.1.2.2	Étalonnage du disque . . . . .	61
2.2	Champ de températures dans un panache convectif . . . . .	64
2.2.1	Paramètres, maillage et résultats . . . . .	64
2.2.2	Validation de FLUENT . . . . .	66
2.2.2.1	Champ de vitesses . . . . .	66
2.2.2.1.a	Vélocimètre par image de particules (PIV) . . . . .	66
2.2.2.1.b	Vélocimètre par laser Doppler (LDV) . . . . .	73
2.2.2.2	Champ de températures . . . . .	74
2.2.2.2.a	Thermocouple . . . . .	75
2.2.2.2.b	Thermographie infrarouge . . . . .	79
2.2.2.3	Forme du panache . . . . .	83
2.2.2.4	Autre . . . . .	85
<b>3</b>	<b>Simulation numérique de l'effet mirage par lancer de rayons</b>	<b>87</b>
3.1	Validation du code et maillage optimisé . . . . .	89
3.1.1	Validation du code . . . . .	89
3.1.2	Maillage optimisé . . . . .	91
3.2	Aspect dimensionnel . . . . .	92
3.2.1	Paramétrage et résolution . . . . .	93
3.2.2	Résultats . . . . .	93

3.3	Aspect énergétique . . . . .	96
3.3.1	Calcul du rôle de la transmittivité et de l'émissivité du panache	96
3.3.1.1	Bilan radiatif . . . . .	97
3.3.1.2	Modélisation du panache . . . . .	99
3.3.1.3	Modélisation des caméras NIR/IR . . . . .	101
3.3.2	Carte de densités qualitative : mise en évidence des zones de convergence et divergence . . . . .	105
3.3.3	Carte de densités quantitative : estimation de la variation de température due à l'effet mirage . . . . .	106
<b>4</b>	<b>Comparaison expériences/simulations faites pour différentes bandes spectrales</b>	<b>113</b>
4.1	Présentation de l'installation . . . . .	113
4.2	Aspect dimensionnel . . . . .	116
4.2.1	Présentation de la méthode et des outils . . . . .	116
4.2.2	Résultats . . . . .	117
4.2.2.1	Déplacements dans le visible . . . . .	118
4.2.2.2	Déplacements dans le proche infrarouge . . . . .	120
4.2.2.3	Déplacements dans l'infrarouge . . . . .	122
4.3	Aspect énergétique . . . . .	125
4.3.1	Infrarouge . . . . .	125
4.3.1.1	Estimation de l'erreur de température due à la transmittivité et l'émissivité propres du panache . . . . .	125
4.3.1.2	Estimation de l'écart de température à travers le panache due à l'effet mirage . . . . .	127
4.3.2	Proche infrarouge . . . . .	129
4.3.2.1	Estimation de l'erreur de température due à la transmittivité et l'émissivité propres du panache . . . . .	129
4.3.2.2	Estimation de l'écart de température à travers le panache due à l'effet mirage . . . . .	130
<b>5</b>	<b>Stratégie de correction des effets de la perturbation</b>	<b>133</b>
5.1	État de l'art . . . . .	133
5.1.1	Écoulement turbulent . . . . .	134
5.1.1.1	Description physique de la turbulence . . . . .	134
5.1.1.2	Description optique de la turbulence . . . . .	135
5.1.1.3	Méthodes algorithmiques et statistiques . . . . .	136
5.1.2	Écoulement laminaire . . . . .	138
5.1.2.1	Méthode de reconstruction du champ d'indice de réfraction . . . . .	138
5.1.2.2	Simulation numérique de la perturbation . . . . .	141
5.2	Reconstruction du champ d'indices de réfraction dans le cas d'un écoulement laminaire . . . . .	141

5.3	Reconstruction du champ d'indices dans le cas d'un écoulement turbulent . . . . .	145
<b>Conclusions et Perspectives</b>		<b>149</b>
<b>A</b>	<b>L'origine de l'indice de réfraction</b>	<b>161</b>
A.1	Introduction . . . . .	161
A.2	Volume d'intérêt . . . . .	161
A.3	Grandeurs associées . . . . .	162
A.4	Polarisation . . . . .	163
A.5	Mise en équation du mouvement d'un électron . . . . .	165
A.6	Mise en évidence de l'indice de réfraction . . . . .	167
A.7	Dépendance de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde . . . . .	168
A.8	Dépendance de l'indice de réfraction avec la densité . . . . .	169
<b>B</b>	<b>Degré de luminosité en strioscopie et en ombroscopie</b>	<b>171</b>
<b>C</b>	<b>Quelques règles concernant la méthode BOS</b>	<b>173</b>
C.1	Configurations des différents paramètres [Kli01] . . . . .	173
C.1.1	Paramètres du système de mesure optique . . . . .	173
C.1.2	Résolution spatiale et floutage . . . . .	174
C.1.3	L'arrière-plan . . . . .	175
C.2	Conclusion et règles générales pour des mesures faites par BOS . . . . .	176
<b>D</b>	<b>Aspect géométrique et rôle de l'optique</b>	<b>177</b>
<b>E</b>	<b>Propriétés thermophysiques</b>	<b>181</b>
E.1	La masse volumique . . . . .	181
E.2	La viscosité . . . . .	182
E.3	La chaleur massique . . . . .	182
E.4	La conductivité et la diffusivité thermique . . . . .	183
E.5	La dilatabilité thermique . . . . .	184
E.6	La chaleur latente de changement d'état . . . . .	184
<b>F</b>	<b>Comparaison avec un autre outil de CFD : OpenFoam</b>	<b>185</b>
<b>G</b>	<b>Calculs analytiques du déplacement d'un rayon dans un cylindre</b>	<b>189</b>
<b>H</b>	<b>Etalonnage des caméras infrarouge et proche infrarouge</b>	<b>191</b>
H.1	Caméra infrarouge : FLIR SC325 . . . . .	191
H.2	Caméra proche infrarouge : XenICs . . . . .	193
<b>Bibliographie</b>		<b>197</b>



# Nomenclature

## Symboles alphabétiques

a	Diffusivité thermique ( $m^2.s^{-1}$ )
	Dimension non occultée par le couteau en strioscopie (m)
c	Vitesse de la lumière dans le vide ( $299\,792\,458m.s^{-1}$ )
$c_n$	Vitesse de la lumière dans le milieu ( $m.s^{-1}$ )
d	Force électrique
$\bar{d}$	Force électrique moyenne
$\dot{\bar{d}}$	Force électrique moyenne dérivée par rapport au temps
e	Chemin parcouru par une onde, un rayon
	Épaisseur
$e_i$	Vecteur direction du rayon lumineux selon $i$
$\vec{e}$	Vecteur d'onde spatiale tridimensionnel
-e	Charge d'un électron
f	Distance focale (m)
$f_c$	Fréquence de coupure (Hz)
$f_d$	Fréquence de lumière diffusée par une particule (Hz)
g	Accélération de la pesanteur ( $m.s^{-2}$ )
$\vec{g}$	Vecteur accélération de la pesanteur
h	Coefficient d'échange convectif ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )
	Constante de Planck ( $6,62617.10^{-34}$ J.s)
	Force magnétique
$\bar{h}$	Coefficient d'échange convectif moyen ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )
	Force magnétique moyenne
$\dot{\bar{h}}$	Force magnétique moyenne dérivée par rapport au temps
i	Distance lentille/plan image (m)
	Distance interfrange (m)
k	Conductivité thermique ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )
	Constante de Boltzmann ( $1,38066.10^{-23}$ J.K <sup>-1</sup> )
	Vecteur d'onde colinéaire à la direction de propagation
$k_a$	Conductivité de l'air ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )
$k_c$	Conductivité du fil thermocouple ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )
$k_\lambda$	Coefficient d'extinction optique monochromatique
$k_0$	Vecteur d'onde dans le vide
$\bar{k}$	Coefficient d'absorption moyen sur la bande étroite ( $m^{-1}.atm^{-1}$ )
$l_\lambda$	Libre parcours moyen monochromatique des photons (m)
n	Indice de réfraction
$n_0$	Indice de l'air à T=0°C
$\tilde{n}$	Transformée d'Abel de n

p	Moment électrique
r	Vecteur position Rayon de courbure Coordonnée cylindrique
s	Sensibilité de procédé de strioscopie
t	Temps (s)
u	Composante de la vitesse du fluide ( $m.s^{-1}$ )
v	Composante de la vitesse du fluide ( $m.s^{-1}$ )
x	Coordonnée cartésienne Fraction molaire de l'espèce gazeuse considérée
y	Coordonnée cartésienne
y'	Dérivée première de y (exemple)
y''	Dérivée seconde de y (exemple)
z	Coordonnée cartésienne
$\vec{A}$	Force de poussée d'Archimède
Bi	Nombre de Biot
C	Concentration d'espèce chimique
$C_p$	Capacité thermique massique ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )
$C_2$	Constante de rayonnement ( $1,44.10^{-2} m.K$ )
$C_n^2$	Constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction
D	Coefficient de diffusion de l'espèce chimique Diamètre du cylindre ou de la sphère (m) Déplacement diélectrique
$\dot{D}$	Déplacement du courant
E	Éclairement (lux)
E	Vecteur force électrique
F	Facteur de forme
G	Grandissement
Gr	Nombre de Grashof
H	Vecteur de force magnétique
K	Paramètre de Gladstone-Dale ( $m^3.kg^{-1}$ )
$K_\lambda$	Coefficient monochromatique d'absorption thermique ( $m^{-1}$ )
L	Longueur caractéristique de la surface (m)
$L_\lambda$	Luminance monochromatique ( $W.m^{-3}.sr^{-1}$ )
$L_\lambda^\circ$	Luminance monochromatique de Planck ( $W.m^{-3}.sr^{-1}$ )
$L_{\Delta\lambda}$	Luminance sur une plage spectrale donnée ( $W.m^{-3}.sr^{-1}$ )
M	Masse molaire ( $kg.mol^{-1}$ )
N	Nombre d'Avogadro ( $6,022141.10^{22} mol^{-1}$ ) Ouverture numérique Nombre de raies sur la plage spectrale Nombre de particules par unité de volume
NN	Niveaux numériques

Nu	Nombre de Nusselt
$\overline{Nu}$	Nombre de Nusselt moyen
O	Origine du repère cartésien
P	Pression statique (Pa)
	Distance arrière-plan/lentille (m)
	Un point du milieu
	Polarisation électrique
$P_a$	Pression atmosphérique ( $1,013.10^5$ Pa)
Pr	Nombre de Prandtl
R	Constante des gaz parfait ( $8,314 \text{ J.mol}^{-1}.K^{-1}$ )
	Rayon (m)
R( $\lambda$ )	Réponse spectrale de la caméra
Ra	Nombre de Rayleigh
$R_p$	Ecart relatif de la pression par rapport à la température
S	Surface ( $m^2$ )
$S_c$	Section du fil de thermocouple ( $m^2$ )
$S_d$	Surface du détecteur (un pixel) ( $m^2$ )
$S_t$	Surface de la soudure thermocouple ( $m^2$ )
S(r)	Surface/front d'onde
T	Température ( $^{\circ}\text{C}$ ou K)
TA	Transformée d'Abel
$T_a$	Température apparente ( $^{\circ}\text{C}$ ou K)
$T_{atm}$	Température de l'atmosphère ( $^{\circ}\text{C}$ ou K)
$T_c$	Température de la conduite ( $^{\circ}\text{C}$ ou K)
$T_e$	Température d'équilibre ( $^{\circ}\text{C}$ ou K)
$T_{env}$	Température de l'environnement ( $^{\circ}\text{C}$ ou K)
$T_{obj}$	Température de l'objet visé ( $^{\circ}\text{C}$ ou K)
$T_p$	Température à la paroi ( $^{\circ}\text{C}$ ou K)
$T_{\infty}$	Température loin de la surface d'échange ( $^{\circ}\text{C}$ ou K)
U	Vitesse du fluide ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$U_p$	Vitesse d'une particule ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$U_{max}$	Vitesse maximale (au centre de la conduite) ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$\overline{U}$	Vitesse moyenne ( $\text{m.s}^{-1}$ )
V	Vitesse de la charge ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$V_s$	Tension de sortie caméra (V)
X	Distance plan d'arrivée/perturbation (centre du disque) (m)
Z	Distance arrière-plan/perturbation (m)
$Z_c$	Distance perturbation/lentille (m)

## Symboles grecs

$\alpha$	Polarisabilité d'une molécule ( $C^2.m^2.J^{-1}$ ) Inclinaison d'un front d'onde (degré)
----------	---

$\alpha_0$	Polarisabilité d'une molécule isolée ( $C^2.m^2.J^{-1}$ )
$\beta$	Coefficient de dilatation ( $K^{-1}$ )
$\bar{\beta}$	Espacement moyen des raies (m)
$\gamma$	Largeur à mi-hauteur des raies d'absorption (m)
$\bar{\gamma}$	Largeur à mi-hauteur moyenne (m)
$\delta$	Épaisseur de couche limite (m)
$\Delta s$	Déplacement de la particule (m)
$\Delta t$	Intervalle de temps (s)
$\Delta T$	Différence de température ( $^{\circ}C$ ou K)
$\Delta \lambda$	Plage spectrale (m)
$\varepsilon$	Facteur d'émission Permittivité électrique relative
$\varepsilon_y$	Angle de déviation lumineuse entre un rayon dévié ou non selon y (degré)
$\varepsilon_0$	Permittivité du vide ( $8,85.10^{-12} kg^{-1}.m^{-3}.A^2.s^4$ )
$\zeta$	Distance sur laquelle l'électron se déplace (selon z)
$\eta$	Sensibilité de la caméra ( $NN.W^{-1}$ ) Distance sur laquelle l'électron se déplace (selon y)
$\Theta$	Angle fait entre un rayon et la normale à la surface de la couche d'indice constant (degré)
$\lambda$	Longueur d'onde (m)
$\mu$	Viscosité dynamique ( $Pa.s^{-1}$ ) Perméabilité magnétique relative Constante diélectrique
$\nu$	Viscosité cinématique ( $m^2.s$ ) Fréquence de vibration (Hz)
$\xi$	Distance sur laquelle l'électron se déplace (selon x)
$\pi$	Pi (3,141 592 654)
$\rho$	Masse volumique ( $kg.m^{-3}$ ) Facteur de réflexion
$\varrho$	Densité de volume de charge dans une particule
$\sigma$	Nombre d'onde ( $m^{-1}$ ou $\mu m^{-1}$ ) Constante de Stefan-Boltzmann ( $5,6704.10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$ )
$\tau$	Facteur de transmission Constante de temps
$\tau_s$	Temps de relaxation (s)
$\tau_{\Delta \lambda}$	Facteur de transmission sur une plage spectrale donnée
$\varphi$	Angle fait par le rayon de courbure $r$ (degré) Un vecteur de quantité de mouvement
$\varphi_p$	Densité de flux de chaleur à la paroi ( $W.m^{-2}$ )
$\bar{\varphi}$	Quantité moyenne de mouvement
$\phi$	Phase de l'onde
$\Phi$	Flux de chaleur (W)
$\Phi_C$	Flux de chaleur conductif (W)

$\Phi_E$	Densité spectrale d'énergie (W)
$\Phi_n$	Densité spectrale spatiale des fluctuations de l'indice de réfraction
$\Phi_R$	Flux de chaleur radiatif (W)
$\omega$	Fréquence de l'onde périodique (Hz)
$\Omega$	Angle solide (sr)
$\Omega_p$	Angle solide sous lequel le point chaud voit la lentille (sr)

### Autres symboles et acronymes

$\varphi$	Champ magnétique externe
BOS	Background Oriented Schlieren
CCD	Charge-Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
ICAA	Institut Clément Ader Albi
IR	InfraRouge
IVK	Institut von Karman
LBL	Line By Line
LDV	Laser Doppler Velocimetry
MASS	Multi Aperture Scientillation Sensor
MSBE	Modèle Statistique à Bandes Étroites
DTEB	Différence de température équivalente de bruit
NIR	Near InfraRed (proche infrarouge)
OpenFoam	Open Field Operation and Manipulation
PIV	Particle Image Velocimetry
SCIDAR	SCIntillation Detection And Ranging
WIDIM	WIndow Displacement Iterative Multigrid



# Liste des figures

1	Évolution de la dérivée de la luminance monochromatique de Planck en fonction de la température pour différentes longueurs d'onde . . .	1
2	(a) Évolution du contraste du cylindre et (b) de l'écart-type sur la mesure de son diamètre en fonction de la température . . . . .	2
1.1	Exemple de mirage inférieur pour un sol plus chaud que l'air (a) [Sch08] et supérieur pour un sol plus froid (b) [Ast] . . . . .	6
1.2	Principe de création d'un mirage . . . . .	6
1.3	Effet mirage à faible distance (les cercles rouges correspondent à la forme et la position d'origine des disques noirs subissant une distorsion	7
1.4	Evolution du paramètre de Gladstone-Dale de l'air en fonction de la longueur d'onde . . . . .	9
1.5	Évolution de l'indice de réfraction en fonction de la température et de la longueur d'onde . . . . .	11
1.6	(a) Variation de la dérivée de l'indice de réfraction en fonction de la temperature avec la température (b) Variation de la dérivée de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde avec la longueur d'onde . . . . .	11
1.7	Déviation d'un front d'onde par de faibles variations d'indice de réfraction . . . . .	14
1.8	Déformation d'une surface d'onde par des gradients d'indice de réfraction . . . . .	14
1.9	Schéma d'une montage d'ombroscopie directe . . . . .	15
1.10	Ombroscopie de panaches convectif dans de l'eau [CLLP04] . . . . .	15
1.11	Schéma d'un montage de strioscopie . . . . .	16
1.12	Schéma de principe du montage Foucault . . . . .	16
1.13	Variation d'éclairement en strioscopie engendrée par un gradient d'indice de réfraction . . . . .	17
1.14	Schéma du strioscope en Z . . . . .	18
1.15	Schéma de principe de la méthode de BOS . . . . .	19
1.16	Principe de la méthode de LDV [Vis] . . . . .	20
1.17	Exemple de figure d'interférence . . . . .	20
1.18	Déplacement d'une particule en un temps $t = t_2 - t_1$ . . . . .	21
1.19	Chaîne de mesure d'une méthode PIV . . . . .	22
1.20	Les différentes grandeurs jouant un rôle en thermographie infrarouge	22
1.21	Schéma des fronts d'onde et des rayons lumineux . . . . .	27
1.22	Schéma simplifié de la propagation de rayons dans un milieu d'indice de réfraction non homogène . . . . .	29
1.23	Schéma simplifié de la mesure de diffusivité dans un fluide par effet mirage . . . . .	30

1.24	Forces appliquées à un volume unitaire . . . . .	35
1.25	Schéma de la convection le long d'une plaque plane et ses différents régime en fonction du nombre de Rayleigh . . . . .	40
1.26	Images d'interférométrie montrant les lignes de températures constante autour d'une plaque verticale chaude en convection libre (a) [VD92] (b) [Hol92] . . . . .	41
1.27	Géométrie de l'écoulement au-dessus d'un disque chaud . . . . .	44
1.28	Évolution du nombre de Rayleigh en fonction de la configuration et de la température . . . . .	45
1.29	Principales bandes d'absorption moléculaire et fenêtre atmosphérique [WH] . . . . .	48
1.30	Schéma de la méthode de stéréo-vision adoptée pour la visualisation du phénomène . . . . .	51
1.31	Image d'un résultat obtenu après post-traitement d'une image déformée	51
2.1	Schéma simplifié de l'observation de la perturbation dans le cas de la plaque plane verticale . . . . .	56
2.2	Schéma montrant le profil de température et de vitesse d'un tube cylindrique chauffé . . . . .	57
2.3	Comparaison des profils de température entre un jet d'air et un panache convectif . . . . .	58
2.4	Photographie de l'enceinte en plexiglas contenant le disque chauffant utilisée pour les expériences . . . . .	59
2.5	Schéma de l'équipement chauffant avec son câblage . . . . .	60
2.6	(a) Photographie du premier montage du disque (b) Photographie du disque chauffant avec l'isolant . . . . .	60
2.7	Evolution de l'émissivité de la peinture en fonction de la longueur d'onde . . . . .	61
2.8	(a) Thermogramme du disque avec isolant en situation "établie" (consigne 500°C) (b) Profil de température correspondant . . . . .	62
2.9	Evolution de l'écart de température (consigne/moyenne) et de l'écart-type sur la surface du disque en fonction de la température de consigne	63
2.10	Diagramme montrant les étapes principales de la méthode numérique adoptée . . . . .	64
2.11	(a) Maillage du domaine et conditions limites utilisées (b) Profil type inséré dans les conditions limites du disque et de l'isolant (consigne à 500°C) . . . . .	65
2.12	(a) Champ de températures (a) et ses profils associés à différentes hauteurs (b) obtenus avec Fluent pour une consigne à 800°C . . . . .	66
2.13	Générateur de particules . . . . .	67
2.14	Temps de d'établissement de la vitesse d'une des particules utilisées	68
2.15	(a) Schéma de la première installation utilisée pour la méthode de PIV, (b) Photographie de la 2 <sup>ème</sup> installation . . . . .	68



2.16	Photographie de l'expérience finale avec le réservoir (a), Photographie de l'intérieur de l'enceinte équipée du nid d'abeille (b) . . . . .	69
2.17	(a) Photographie de l'expérience lors d'un flash laser, (b) Exemple typique d'image acquise . . . . .	71
2.18	Utilisation de la première itération (flèches et lignes pleines) pour construire une meilleure prédiction (flèches et lignes pointillées) . . .	71
2.19	(a) Champ de vitesses numérique obtenu avec Fluent, (b) Champ de vitesses expérimental obtenu par PIV (moyenne de 30 images) . . .	72
2.20	Vitesse maximale expérimentale obtenue 6cm au-dessus du disque (la ligne horizontale représente la moyenne) . . . . .	72
2.21	(a) Le processeur Doppler utilisé, (b) Photographie du montage de LDV et du disque . . . . .	73
2.22	Comparaison entre les vitesses de panache prédites par Fluent et mesurées par LDV en fonction de la température de disque . . . . .	74
2.23	Illustration du bilan thermique d'un thermocouple dans un écoulement	75
2.24	Écart de la température faite par la mesure thermocouple en fonction de la température du disque ( $r=0$ $h=10$ cm) . . . . .	78
2.25	(a) Photographie montrant le disque isolé avec son support et la feuille de papier peinte fixé en son centre (b) Schéma de la méthode employée . . . . .	79
2.26	Panache (Fluent) et zone d'intérêt pour le calcul d'un $h$ représentatif (encadré en blanc) . . . . .	80
2.27	(a) Champ de température radial 2cm au-dessus du disque à 100°C (b) Profil de température radial correspondant . . . . .	81
2.28	(a) Champ de température Fluent au-dessus du disque à 100°C (b) Champ de température expérimental au-dessus du disque à 100°C .	82
2.29	Profils de température radiale numérique et expérimental 2cm au-dessus du disque . . . . .	82
2.30	Montage de strioscopie utilisé pour l'observation du panache . . . . .	83
2.31	Installation de strioscopie utilisée à l'IVK . . . . .	84
2.32	Différentes images strioscopiques du panache pour différentes températures de disque . . . . .	84
2.33	Passage d'une fluctuation dans le panache (Température disque=300°C)	85
3.1	Schéma simplifié illustrant le fonctionnement du code et sa géométrie	88
3.2	Exemple de discrétisation du volume en cellules . . . . .	89
3.3	(a) Géométrie et distances utilisées pour la validation (b) Nomenclature des angles utilisés pour le calcul analytique . . . . .	90
3.4	(a) Carte de déplacements analytique (b) Carte de déplacements numérique 10×10×50 (c) Carte de déplacements numérique 10×10×100	90
3.5	Comparaison des déplacements obtenus de façon analytique et numérique . . . . .	91

3.6	(a) Évolution du temps nécessaire au maillage et de l'erreur moyenne faite sur le champ de déplacement entre un maillage donné et le maillage de référence (b) Évolution du temps de calcul suivant le nombre de mailles . . . . .	91
3.7	(a) Carte des déplacements selon $y$ (horizontalement) (b) Carte des déplacements selon $z$ (verticalement) . . . . .	94
3.8	Positionnement des points et de la largeur de panache utilisés pour les valeurs du tableau 3.1 . . . . .	94
3.9	Carte des angles (en degré) selon l'angle $\phi$ (horizontal) . . . . .	95
3.10	Principe du calcul radiatif . . . . .	97
3.11	Etapas de la démarche adoptée . . . . .	97
3.12	Discrétisation du panache utilisée pour le calcul de la luminance sortante (épaisseur totale=8cm) . . . . .	100
3.13	Évolution de la transmittivité du panache en fonction de la longueur d'onde . . . . .	100
3.14	(a) Évolution des NN de la caméra en fonction $T_{CN}$ (distance focale 30mm) (b) Evolution des NN de la caméra en fonction du flux corps noir reçu . . . . .	102
3.15	(a) Évolution de l'écart de température dû à la présence du panache en fonction de la température du corps noir dans la bande III et (b) la contribution respective des deux effets . . . . .	103
3.16	Évolution de l'écart de température dû à la présence du panache en fonction de la température du corps noir dans le proche infrarouge .	104
3.17	Schéma simplifié d'un capteur recevant des rayons en présence ou non de perturbation . . . . .	104
3.18	Carte de densités avec plan d'arrivée à 5m . . . . .	105
3.19	(a) Taille et positionnement de la zone chaude sur une moitié du panache (b) Principe de la simulation . . . . .	106
3.20	Principe de la simulation numérique réalisée . . . . .	107
3.21	Evolution de l'ecart relatif entre les deux cartes de densités en fonction de la résolution pour deux distances du plan d'arrivée . . . . .	108
3.22	Carte de densités sans la perturbation (a) et avec (b) pour une discrétisation de $90 \times 90$ à une distance de 37cm . . . . .	109
3.23	Carte de variations de températures à la distance de 37cm pour deux discrétisations (a) $90 \times 90$ (b) $20 \times 20$ . . . . .	111
3.24	Evolution du $\Delta T_{max}$ en fonction de la résolution spatiale ( $T_{CN}=500K$ ) (a) et de la température du corps noir ( $20 \times 20$ ) (b) . . . . .	111
4.1	Photographie de la face intérieure avant (a) et arrière (b) de l'enceinte	114
4.2	Photographie de la face intérieure avant (a) et arrière (b) de l'enceinte	114
4.3	Plage spectrale d'émission d'une lampe halogène . . . . .	115
4.4	Schéma du principe de la méthode de BOS . . . . .	116
4.5	Images enregistré par la caméra visible en absence du panache (a) et en sa présence (b) . . . . .	117

4.6	(a) Champ de vue de la caméra sur la plan d'arrivée (b) champ de déplacements dans la bande spectrale du visible (moyenné sur 20 images) . . . . .	118
4.7	Image du champ de vitesses instantanées au-dessus du disque . . . . .	119
4.8	Valeurs maximales et minimales pour chaque image et leur moyenne	119
4.9	Illustration de l'angle de vue crée par l'objectif empêchant d'observer le disque de façon rasante . . . . .	120
4.10	(a) Champ de vue de la caméra sur la plan d'arrivée (b) champ de déplacements dans la bande spectrale du proche infrarouge (moyenné sur 10 images) . . . . .	120
4.11	Image du champ de vitesses instantané au-dessus du disque . . . . .	121
4.12	Valeurs maximales et minimales pour chaque image et leur moyenne	121
4.13	Photographie de l'équipement (a) permettant de créer un motif infrarouge (b) . . . . .	122
4.14	(a) Champ de vue de la caméra sur la plan d'arrivée (b) Image du champ de vitesses instantané au-dessus du disque . . . . .	123
4.15	Champ de déplacements dans la bande spectrale de l'infrarouge (moyenné sur 10 images) . . . . .	123
4.16	Valeurs maximales et minimales pour chaque image et leur moyenne	124
4.17	Schéma de principe de l'expérimentation . . . . .	125
4.18	Photographie de l'installation utilisée pour l'estimation de l'erreur de température liée à la transmission/émission du panache et à l'effet mirage . . . . .	126
4.19	Évolution des erreurs de température par transmission et effet mirage dues à la présence du panache pour la bande spectrale infrarouge . . . . .	128
4.20	Évolution des erreurs de température par transmission et effet mirage dues à la présence du panache pour la bande spectrale proche infrarouge	130
4.21	Évolution de l'écart de température dû à l'effet d'émission et de transmission du panache obtenu numériquement et expérimentalement en fonction de la température du corps noir . . . . .	131
5.1	Schéma générique du dispositif expérimental de BOS simplifié à un déplacement 1D selon y . . . . .	139
5.2	Carte des déplacements obtenue pour un maillage de $100 \times 100 \times 100$ à $800^\circ\text{C}$ et $632,8\text{nm}$ . . . . .	142
5.3	(a) Reconstruction du champ d'indices de réfraction (b) Champ d'indices de réfraction calculé par Fluent . . . . .	142
5.4	Profils radiaux 4cm au-dessus du disque . . . . .	143
5.5	Étapes de la démarche adoptée pour tester l'efficacité de la correction	143
5.6	(a) Mire perturbée (b) Mire corrigée (c) Mire de référence (les lignes fines verticales symbolisent le centre des traits verticaux de référence)	144
5.7	Démarche proposée pour la correction d'image perturbée par un écoulement turbulent . . . . .	145

5.8	Principe de fonctionnement de l'analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann . . . . .	156
B.1	Déviations lumineuses entraînant un déplacement des rayons (a) visible et (b) non visible en ombroscopie . . . . .	172
C.1	Distance focale en fonction de la distance camera-objet pour différents grossissement . . . . .	174
C.2	Schéma montrant l'aire de résolution . . . . .	174
C.3	Augmentation de l'aire $g(z)$ , plan de coupe du chemin optique en 2 positions . . . . .	175
D.1	Rayonnement d'un objet sur un détecteur plan en absence de lentille	177
D.2	Dispositif avec lentille de focalisation (vue générale) . . . . .	178
D.3	Vue du chemin optique dans l'ensemble du système . . . . .	178
D.4	(a) Réponse en volt de la caméra en fonction du flux reçu (Sensibilité) (b) Réponse spectrale de la caméra SC325 . . . . .	179
E.1	Évolution de la masse volumique de l'air en fonction de la température . . . . .	182
E.2	Evolution de la viscosité dynamique de l'air en fonction de la température . . . . .	183
E.3	Evolution de la chaleur spécifique de l'air en fonction de la température . . . . .	183
E.4	Evolution de la conductivité thermique de l'air en fonction de la température . . . . .	184
F.1	(a) Image de la tranche axisymétrique entière maillée (b) Zoom du maillage au niveau du disque . . . . .	186
F.2	Champs de températures obtenus respectivement avec OpenFoam (a) et Fluent (b) pour une température de disque à 700°C . . . . .	186
F.3	Comparaison des profils de température Fluent et OpenFoam à deux hauteurs de panache différentes . . . . .	187
G.1	Nomenclature des angles utilisés pour le calcul analytique . . . . .	189
H.1	Évolution du rendement de la caméra infrarouge en fonction de la longueur d'onde . . . . .	192
H.2	Évolution du flux reçu par la caméra en fonction de la température du corps noir . . . . .	192
H.3	Évolution des niveaux numériques en fonction de la température (a) et du flux reçu (b) . . . . .	193
H.4	Évolution du rendement de la caméra proche infrarouge en fonction de la longueur d'onde . . . . .	194
H.5	Évolution des niveaux numériques en fonction de la température (a) et du flux reçu (b) . . . . .	194

# Liste des tableaux

1.1	Différentes méthodes optiques de visualisation. . . . .	13
1.2	Liste non exhaustive des principales propriétés thermophysiques de l'air. . . . .	46
2.1	Caractéristiques de la caméra infrarouge SC325 . . . . .	61
2.2	Propriétés des températures de surface du disque pour différentes températures de consigne . . . . .	62
2.3	Évolution des nombres adimensionnels et du coefficient d'échange avec la température du disque . . . . .	78
3.1	Largeur du panache et déplacements induits par la perturbation en différents points et longueurs d'onde . . . . .	94
3.2	Transmittivité effective pour différentes plages spectrales . . . . .	101
3.3	Caractéristiques de la caméra proche infrarouge XenICs . . . . .	103
3.4	Variations des températures pour les bande spectrales de l'IR et du NIR pour un corps noir variant entre 50°C et 500°C . . . . .	112
4.1	Déplacements induits par la perturbation calculés par lancer de rayons et mesurés par BOS . . . . .	124
4.2	Niveaux numériques mesurés par la caméra en présence ou non du panache et les $\Delta T$ associés dans l'infrarouge . . . . .	127
4.3	$\Delta T$ mesurés du à l'effet mirage pour la bande spectrale de l'infrarouge	128
4.4	Niveaux numériques mesurés par la caméra en présence ou non du panache et les $\Delta T$ associés pour le proche infrarouge . . . . .	129
4.5	Niveaux numériques mesurés par la caméra en présence ou non du panache et les $\Delta T$ associés pour la bande spectrale proche infrarouge	130
H.1	Caractéristiques de la caméra infrarouge SC325 . . . . .	191
H.2	Caractéristiques de la caméra proche infrarouge XenICs . . . . .	193

# Introduction

Dans l'industrie comme dans les laboratoires de recherche, les mesures sans contacts de température et/ou dimensionnelle d'objets chauds sont souvent nécessaires. Une méthode efficace de réaliser cela est d'utiliser une caméra et d'observer l'objet dont on veut connaître la taille (déformation ou déplacement si une charge est appliquée) et/ou la température. L'Institut Clément Ader Albi (ICAA) et l'Institut von Karman (IVK) mènent depuis un certain nombre d'années des travaux sur la radiométrie infrarouge dans l'optique de faire de la thermographie quantitative (mesure de température vraie sans contact). Ces travaux ont permis d'explorer les potentialités de plusieurs bandes spectrales :  $8\text{-}12\mu\text{m}$ ,  $3\text{-}5\mu\text{m}$  et plus récemment la bande proche infrarouge ( $0,75\text{-}1,7\mu\text{m}$  à l'aide de caméra CCD (Si) ou VisGaAs (InGaAs)). Des études ont été faites dans le but d'utiliser des caméras CCD visibles classiques (capteur silicium fonctionnant entre  $0,35\mu\text{m}$  et  $1,1\mu\text{m}$ ) afin de réaliser des mesures couplées thermo-dimensionnelle et ainsi fusionner des données vidéos classiques avec des données énergétiques infrarouges [HK94]. Il y a de nombreux avantages à travailler dans le proche infrarouge afin de réaliser une mesure couplée thermo-dimensionnelle :

- Très bonne sensibilité pour la mesure de température. La figure 1 montre la dérivée de la loi de Planck, donc la sensibilité, en fonction de la température pour différentes longueurs d'onde

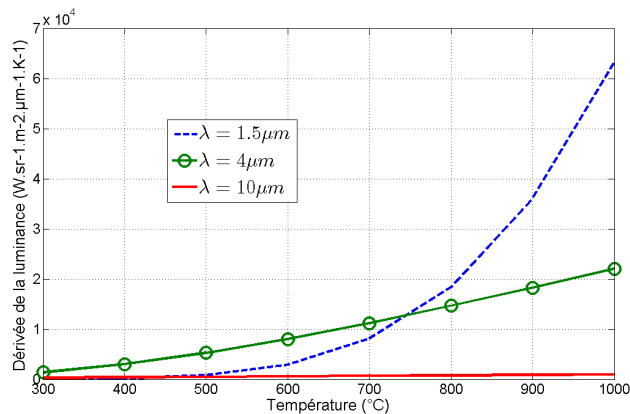


FIGURE 1: Évolution de la dérivée de la luminance monochromatique de Planck en fonction de la température pour différentes longueurs d'onde

- Résolution spatiale du détecteur plus élevée que pour les caméras infrarouges classiques
- Plus faible dépendance du système à l'émissivité inconnue des métaux en fonction de la température. En effet, il est possible de minimiser l'influence de

l'émissivité, comme le montre l'équation (1), en utilisant des longueurs d'onde plus courtes que l'infrarouge dit classique (cf. bandes spectrales présentées plus tôt), voire l'ultraviolet [HVM97].

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{C_2} \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \quad (1)$$

avec

$T$  Température du matériaux

$C_2$  Constante de rayonnement ( $1,44.10^{-2}$  m.K)

$\varepsilon$  Émissivité du matériaux

$\lambda$  Longueur d'onde

Les travaux effectués dans ce domaine particulier ont cependant mis en évidence la présence de perturbations, notamment pour les hautes températures. La thèse de Claudinon [Cla00] a montré l'incapacité du système à obtenir des mesures dimensionnelles valides pour des températures supérieures à  $800^\circ\text{C}$ . La figure 2 montre l'évolution de l'écart-type de la mesure dimensionnelle par caméra CCD du diamètre apparent d'un cylindre chauffé à différentes températures.

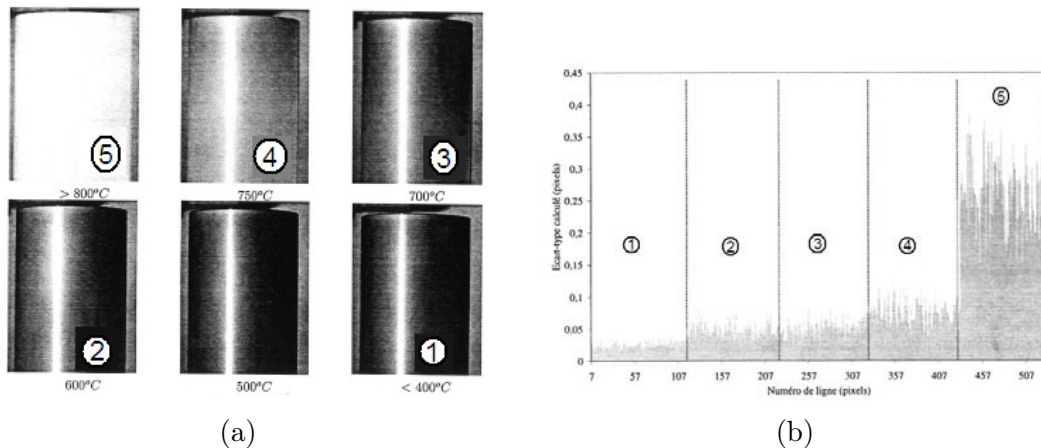


FIGURE 2: (a) Évolution du contraste du cylindre et (b) de l'écart-type sur la mesure de son diamètre en fonction de la température

Comme on peut le voir sur la figure 2, l'élévation de la température entraîne une forte augmentation de l'écart-type et donc des mesures moins précises. Une telle évolution de l'écart-type dans ce cas précis est liée à deux phénomènes : la diminution du contraste entre la pièce et le fond et l'augmentation de perturbations liées au phénomène de convection autour de l'objet chaud. Le premier phénomène concernant l'évolution du contraste apparent de la pièce ne sera pas traité dans cette thèse, certaines méthodes relativement simple, comme l'utilisation d'un filtre approprié (vers le bleu) associé à un éclairage adéquate, semble déjà permettre une efficace amélioration du contraste [PWWX11]. En revanche, c'est le deuxième

phénomène découlant de la perturbation optique amené par l'air chaud autour de l'objet qui va nous intéresser dans cette thèse.

Cette thèse aborde de façon détaillée le traitement d'un certain nombre de grandeurs d'influence liées à la mesure de différents paramètres dans le domaine du proche infrarouge mais également étendus aux domaines du visible et de l'infrarouge. La première de ces grandeurs jouant un rôle primordial pour la détermination de la température vraie est l'émissivité. Le traitement de cette grandeur fait l'objet d'une autre thèse [Gil12] réalisée à l'ICAA. La seconde grandeur d'influence touche plus particulièrement à la localisation des points chauds sur l'objet, de la distorsion du champ de température (énergétique) ou du champ de vue (dimensionnel) apportée par les effets convectifs présents autour d'un objet à hautes températures. Cette grandeur est le cœur de cette thèse. Lorsqu'une pièce chaude se trouve dans un milieu ambiant beaucoup plus froid, il se crée un gradient de température et donc d'indice de réfraction autour dudit objet. Or les caméras travaillant dans les différentes bandes spectrales vont être plus ou moins sensibles à ces variations d'indices de réfraction du fait de la dépendance de l'indice optique avec la longueur d'onde et de la résolution spatiale de la caméra utilisée. Ce phénomène appelé, "*effet mirage*", entraîne inévitablement une déformation des informations spatiales reçues par la caméra.

La démarche adoptée va donc être d'amener d'abord une très bonne connaissance du phénomène d'effet mirage, de comprendre tous les mécanismes rentrant en jeu et de l'étudier à l'aide de méthodes numériques et expérimentales qui seront confrontées entre elles. Ces différentes méthodes ont pour but d'amener une estimation des erreurs dimensionnelles et énergétiques engendrées par la présence d'une variation d'indices de réfraction de l'air et pourquoi pas une prédiction voire possible correction d'images acquises en présence d'une telle perturbation.

Afin de suivre l'approche du sujet que nous avons proposée, nous présenterons dans le chapitre 1 les conditions d'apparition de l'effet mirage et les conséquences de celui-ci sur les rayons lumineux. Nous verrons également les différentes méthodes permettant de nos jours de le visualiser et de l'utiliser en tant qu'outil, les problèmes inhérents à sa présence et les possibles moyens de réduire son effet sur certaines mesures. Après une première expérimentation le mettant en évidence, un choix de la configuration approprié pour notre étude sera réalisé dans le chapitre 2. La perturbation générée sera étudiée par différentes méthodes expérimentales (thermographie, thermocouple, PIV, LDV...) et comparée aux simulations numériques faites par un logiciel de CFD (Computational Fluid Dynamics). Cette simulation numérique sera utilisée dans le chapitre 3 avec l'utilisation conjointe d'un logiciel de lancer de rayons et va rendre possible l'estimation de façon numérique des erreurs dimensionnelle et énergétique engendrées par l'effet mirage. Ces résultats numériques feront l'objet d'une comparaison expérimentale dans le chapitre 4. Le dernier chapitre sera quant à lui dédié aux stratégies de corrections possibles des effets de la perturbation sur les images ; on distinguera deux approches : la correction des images à l'aide de



méthode statistiques et algorithmiques (plutôt pour un écoulement turbulent) et la correction des images à l'aide de méthodes expérimentales (BOS) et de l'outil prédictif développé lors de la thèse (plutôt un écoulement laminaire). Les conclusions et perspectives seront alors apportées sur l'étude globale faite tout au long de ce travail de thèse.

# Etat de l'art

## Sommaire

<b>1.1 Explication et visualisation du phénomène . . . . .</b>	<b>5</b>
1.1.1 L'effet mirage . . . . .	5
1.1.2 Détermination de l'indice de réfraction et sa dépendance en fonction de la température et de la longueur d'onde . . . . .	7
1.1.3 Méthodes de visualisation optiques . . . . .	11
<b>1.2 Modélisation de la propagation du rayonnement dans un milieu inhomogène - Utilisation de l'effet mirage pour me- surer une grandeur . . . . .</b>	<b>25</b>
1.2.1 Modélisation de la propagation . . . . .	25
1.2.2 Utilisation de l'effet mirage en tant qu'outil . . . . .	30
<b>1.3 Problèmes dus à l'effet mirage et les solutions apportées . .</b>	<b>32</b>
<b>1.4 Phénomènes de convection . . . . .</b>	<b>33</b>
1.4.1 Convection . . . . .	33
1.4.2 Propriétés thermophysiques des fluides . . . . .	45
<b>1.5 Aspect énergétique : transmission et émission atmosphérique</b>	<b>46</b>
1.5.1 La transmission atmosphérique . . . . .	46
1.5.2 Les interactions avec le rayonnement électromagnétique . . .	47
<b>1.6 Une première observation du phénomène au sein du labo- ratoire : cas du cylindre chaud . . . . .</b>	<b>50</b>

Ce chapitre a pour objectif de faire un point et un résumé sur les différentes connaissances relatives à "l'effet mirage". Il permet de bien comprendre les mécanismes de convection, la création du phénomène et sa visualisation. Nous donnons également des exemples de problèmes liés à "l'effet mirage" déjà remarqués par la communauté scientifique ainsi que des solutions proposées pour traiter ce problème. Enfin, nous proposerons un test préliminaire permettant de le visualiser en laboratoire.

## 1.1 Explication et visualisation du phénomène

### 1.1.1 L'effet mirage

L'effet mirage est un phénomène optique dû à la déviation des faisceaux lumineux par des superpositions de couches d'air de températures différentes. La déviation de ces rayons donne alors l'impression que l'objet que l'on regarde est à

un endroit autre que son emplacement réel, et peut déformer l'image observée. Les images produites par l'effet mirage sont sujettes à interprétation : par exemple il est classique que les mirages inférieurs aient l'apparence d'étendues d'eau étant pour la plupart du temps une image déplacée de ciels bleus (Fig. 1.1(a)).



FIGURE 1.1: Exemple de mirage inférieur pour un sol plus chaud que l'air (a) [Sch08] et supérieur pour un sol plus froid (b) [Ast]

L'indice de réfraction de l'air n'est pas une constante : il évolue notamment avec la température et la pression atmosphérique, ainsi que l'humidité et plus généralement la composition de l'air. Les couches d'air froid par exemple, sont plus denses et de ce fait, leur indice de réfraction est plus fort car l'indice de réfraction évolue proportionnellement à la pression et inversement à la température (voir section 1.1.2). La superposition de couches d'air de plus en plus chaudes ou froides créent un gradient de température et donc d'indice de réfraction. Les rayons lumineux traversant un tel milieu d'indices de réfraction non homogènes vont alors subir une déviation comme le montre simplement la figure 1.2.

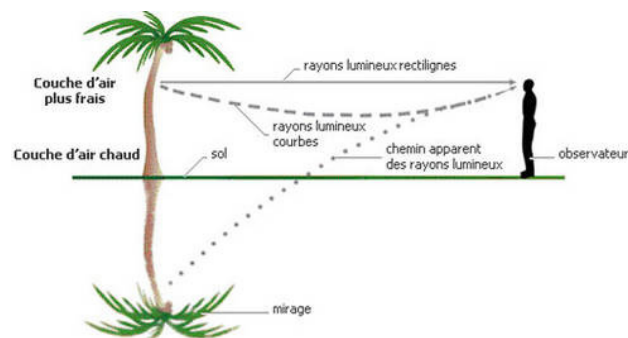


FIGURE 1.2: Principe de création d'un mirage

Les rayons lumineux au sein des différentes couches d'indices de réfraction vont subir de multiples réfractions, chacune d'entre elles régies par la loi de Descartes (cf. Eq. (1.1)). Ils vont alors décrire une trajectoire courbe jusqu'à arriver aux yeux de l'observateur ou du capteur de l'appareil d'acquisition. Ceci permet alors de comprendre et d'expliquer la création de mirages supérieurs et inférieurs.

$$n_1 \cdot \sin(\theta_1) = n_2 \cdot \sin(\theta_2) \quad (1.1)$$

avec  $n_1$  et  $n_2$  respectivement les indices de réfraction de la couche 1 et 2, et  $\theta$  l'angle fait entre le rayon et la normale à la surface de la couche d'indice de réfraction constant.

Il est également possible d'observer l'effet mirage sur des distances beaucoup plus courtes que celles données en exemple dans les photos précédentes. Pour cela, il suffit d'accentuer le gradient de température et donc celui de l'indice de réfraction afin de dévier davantage les rayons lumineux. A titre d'exemple, on peut noter la déviation des rayons lumineux traversant l'air chaud s'élevant d'un radiateur et dessinant alors sur le sol les panaches convectifs présents au-dessus de l'équipement chauffant. Nous observons également cet effet en laboratoire même sur de très courtes distances lorsque le gradient est très élevée. La figure 1.3 représente le déplacement d'un motif régulier passant à travers un panache d'air chaud. Malgré une distance de quelques dizaines de centimètre, la déviation du motif est clairement visible.

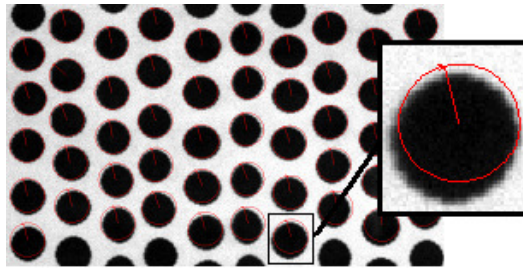


FIGURE 1.3: Effet mirage à faible distance (les cercles rouges correspondent à la forme et la position d'origine des disques noirs subissant une distorsion)

Maintenant que le principe physique de l'effet mirage a été expliqué, voyons la dépendance de l'indice de réfraction à la température et à la longueur d'onde ainsi que la méthode qui permet de le déterminer.

### 1.1.2 Détermination de l'indice de réfraction et sa dépendance en fonction de la température et de la longueur d'onde

L'indice de réfraction  $n$  d'un milieu transparent, pour une longueur d'onde donnée, peut se définir de la façon suivante [MF01, Sum86, Lor03] :

$$n = \frac{c}{c_n} \quad (1.2)$$

avec respectivement  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $c_n$  dans le milieu intéressé.

L'indice de réfraction est relié à la masse volumique  $\rho$  par la relation de Lorentz-Lorenz [BG74] :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \rho^{-1} = \frac{N \cdot \alpha}{3 \cdot \varepsilon_0} \quad (1.3)$$

où

$\varepsilon_0$  : permittivité du vide ( $8,85 \cdot 10^{-12} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{A}^2 \cdot \text{s}^4$ )

$N$  : nombre d'Avogadro ( $6,022141 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ )

$\alpha$  : polarisabilité d'une molécule ( $\text{C}^2 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{J}^{-1}$ )

Pour un gaz à faible densité tel que l'air  $n \approx 1$ , l'équation précédente se simplifie de la façon suivante :

$$\frac{2}{3} \cdot (n - 1) \cdot \rho^{-1} = \frac{N \cdot \alpha_0}{3 \cdot \varepsilon_0} \quad (1.4)$$

où

$\alpha_0$  : polarisabilité d'une molécule isolée (peut être différent de  $\alpha$  pour de plus hautes densités à cause d'effets d'interactions moléculaires)

Nous retrouvons la forme usuelle de la formule de Gladstone-Dale (base des techniques interférométriques) :

$$n - 1 = K \cdot \rho(T) \quad (1.5)$$

avec

$$K = \frac{N \cdot \alpha_0}{2 \cdot \varepsilon_0} \quad (\text{m}^3/\text{kg}) \quad (1.6)$$

où

$K$  : paramètre de Gladstone-Dale (aussi appelé "réfractivité spécifique" ou "réfractivité molaire").  $K$  est fonction de la longueur d'onde, de la température et de la pression. Sa valeur est tabulée pour des longueurs d'onde dans des conditions de température et de pressions différentes [Mer87, BD93, Emr81]. Pour la longueur du laser He-Ne par exemple :  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  et  $K = 0,2256 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ .

C'est la dépendance de  $\alpha_0$  avec la longueur d'onde qui crée la dépendance de  $K$  en fonction de la longueur d'onde (voir Fig. 1.4). Les détails quant à l'origine de l'indice de réfraction et de sa dépendance à la longueur d'onde sont donnés dans l'annexe A.

Dans notre cas, on s'intéresse au champ de température d'un gaz parfait (l'air pouvant être considéré comme un gaz parfait), on a donc l'équation d'état :

$$\rho = \frac{M \cdot P_a}{R \cdot T} \quad (1.7)$$

où

$\rho$  : la masse volumique

$R$  : la constante des gaz parfait spécifique ( $8,314 \text{ J/mol/K}$ )

$T$  : la température absolue de l'air

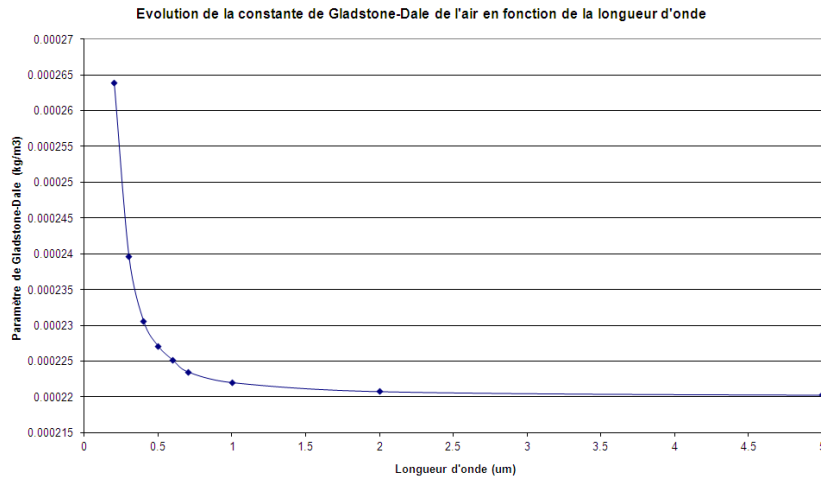


FIGURE 1.4: Evolution du paramètre de Gladstone-Dale de l'air en fonction de la longueur d'onde

$P_a$  : la pression atmosphérique ( $1,013 \cdot 10^5$  Pa)

$M$  : la masse molaire ( $28,810 \cdot 10^{-3}$  kg/mol)

soit

$$\rho = \frac{352,86}{T} \quad (1.8)$$

En combinant les Eq. (1.5) et (1.8), nous avons (pour un laser He-Ne) :

$$n - 1 = 0,079 \cdot T^{-1} \quad (1.9)$$

Nous pouvons aussi établir la dépendance directe de l'indice de réfraction  $n$  sur la température et la pression en utilisant cette autre version de la loi de Gladstone-Dale :

$$\frac{n - 1}{n_0 - 1} = \frac{273}{T} \cdot \frac{P}{P_a} \quad (1.10)$$

où

$n_0$  : indice de réfraction de l'air à  $T_0=0^\circ\text{C}$  et  $P_a=1,013 \cdot 10^5$ Pa ( $n_0=1,000293$ )

$T$  : la température absolue de l'air (K)

$P$  : la pression(Pa)

Ce qui nous ramène à la formule :

$$n = 1 + 7,9 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{P}{T} \quad (1.11)$$

et, si on dérive par rapport à  $T$  :

$$\frac{dn}{dT} = -7,9 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{P}{T^2} \quad (1.12)$$

L'effet relatif de la pression par rapport à la température peut être estimé par le rapport  $R_p$ .

$$R_p = \frac{\frac{\Delta P}{P}}{\frac{\Delta T}{T}} \quad (1.13)$$

Dans le cadre de l'étude d'écoulement convectifs laminaires l'ordre de grandeur des variations de pression est de 2 Pa et celui des variations de température est d'au minimum 50K [Cre09]. Ainsi l'ordre de grandeur du rapport  $R_p$  est de  $10^{-4}$ . Il est possible de considérer que l'effet de la variation de la pression sur l'indice de réfraction est négligeable devant l'effet de la variation de température. Ainsi, l'indice de réfraction sera supposé être seulement une fonction de la température.

L'indice de réfraction est donc ramené à uniquement deux dépendances : température et longueur d'onde. Il est cependant nécessaire de connaître le paramètre de Gladstone-Dale pour pouvoir calculer l'indice de réfraction. La bibliographie fournissant parfois seulement l'indice de réfraction  $n_0$  à une température  $T_0$  et une longueur d'onde donnée ( $\lambda_0$ ) [Lid07], un calcul simple permet d'obtenir  $n(T)$ . En effet, comme on le sait, l'indice de réfraction dépend de la température et de la pression du milieu mais, comme nous l'avons montrée précédemment, la variation de la pression dans un écoulement convectif peut être négligée, on a donc :

$$\frac{\Delta n}{n-1} = \frac{\Delta T}{T} - \frac{\Delta P}{P} \approx \frac{\Delta T}{T} \quad (1.14)$$

Maintenant, connaissant  $n_0$  et  $T_0$  pour une longueur d'onde donnée, en intégrant l'Eq. (1.14) entre  $(n_0, T_0)$  et  $(n, T)$  :

$$n(T) = 1 + (n_0 - 1) \cdot \frac{T_0}{T} \quad \text{et} \quad \frac{dn}{dT} = -(n_0 - 1) \cdot \frac{T_0}{T^2} \quad (1.15)$$

Si dans le cas où même l'indice de réfraction  $n_0$  nous est inconnu, il est également possible de le calculer analytiquement pour différentes longueurs d'onde en le déduisant directement de la relation empirique suivante [Edl66] (valable entre 200nm et 2000nm) :

$$(n_0 - 1) \times 10^8 = 8342,54 + 2406147 \times (130 - \sigma^2)^{-1} + 15998.(38,9 - \sigma^2)^{-1} \quad (1.16)$$

avec

$$\sigma = 1/\lambda_0 \quad (\text{et } \lambda_0 \text{ en } \mu\text{m})$$

La figure 1.5 représente la variation de l'indice de réfraction en fonction de la température et de la longueur d'onde et leurs dérivées sont représentées par la figure 1.6.

On peut donc voir à l'aide de la figure 1.5 que l'indice de réfraction sera sensible à la variation de la longueur d'onde essentiellement dans l'ultraviolet. On voit nettement sur la figure 1.6(b) qu'on devient beaucoup moins sensible à la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde à partir de  $0.6\mu\text{m}$ .

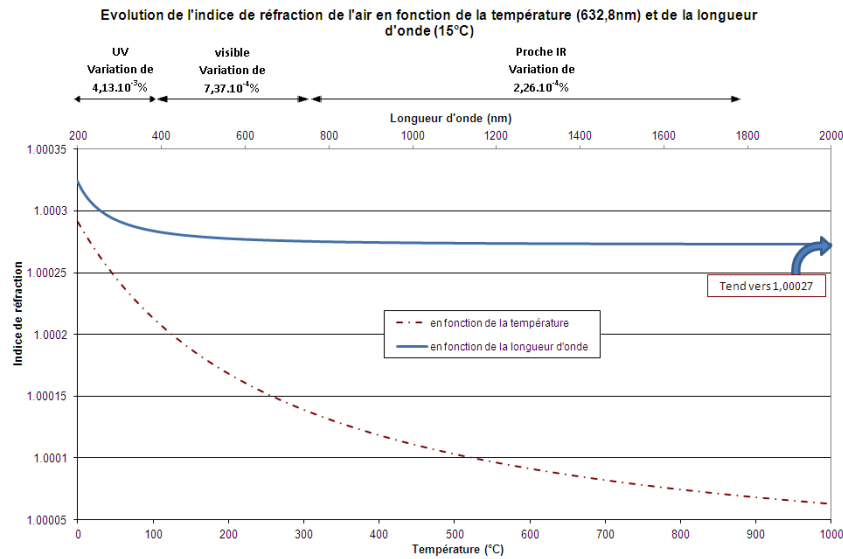


FIGURE 1.5: Évolution de l'indice de réfraction en fonction de la température et de la longueur d'onde

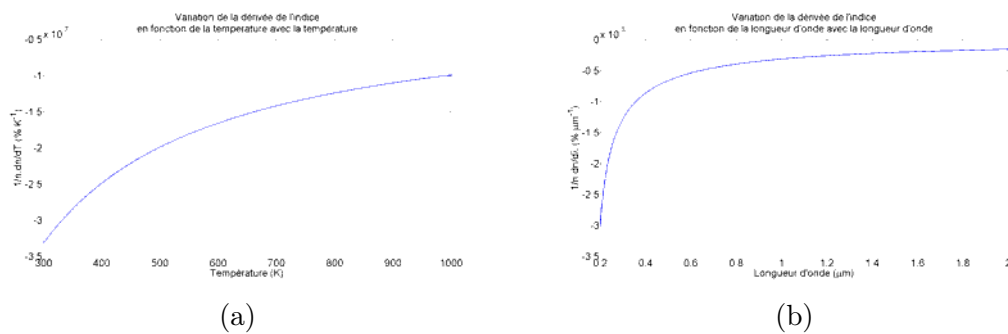


FIGURE 1.6: (a) Variation de la dérivée de l'indice de réfraction en fonction de la température avec la température (b) Variation de la dérivée de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde avec la longueur d'onde

En revanche, la dépendance de l'indice de réfraction avec la température reste très forte et il apparaît alors que la déformation engendrée au passage d'un objet chaud dépendra a priori, essentiellement de sa température et non de la longueur d'onde à laquelle on l'observera, du moins pour les cas usuels (visible, proche infrarouge et infrarouge).

Afin d'observer l'effet mirage produit par ledit objet chaud, plusieurs méthodes de visualisation optiques existent. Nous les présentons dans la section 1.1.3.

### 1.1.3 Méthodes de visualisation optiques

L'augmentation des possibilités techniques des ordinateurs en tant que « data processing » a engendré un renouveau dans les techniques optiques dans de nom-



breux domaines tels que la mécanique, ou l'ingénierie chimique. Les méthodes optiques ont une grande tradition dans les transferts de chaleur et de masse et dans la dynamique des fluides. En effet, un programme ne peut pas toujours rendre compte de la complexité d'un phénomène de transfert ou de dynamique des fluides. De plus, une étude détaillée, avec des résolutions locale et temporelle élevées, lors d'étude thermoconvective ou de dynamique des fluides est souvent nécessaire.

Dans notre cas, on souhaite observer le champ de température/indices de réfraction autour d'un objet chaud dont la géométrie peut être plus ou moins complexe. Nous allons donc présenter différentes méthodes optiques, dont certaines seront complémentaires, permettant de visualiser et de quantifier les gradients d'indice de réfraction. En effet, la mesure doit impérativement être faite sans contact car toute intrusion engendrerait une perturbation de l'écoulement du fluide.

### 1.1.3.1 Présentation des différentes méthodes

On peut retrouver les différentes méthodes optiques de visualisation dans de très nombreuses applications (Tab. 1.1). Une recherche bibliographique a permis de recenser les techniques suivantes [MF01], d'autres références étant données dans le corps de la section.

Comme le montre le tableau 1.1, plusieurs des paramètres peuvent être mesurés par plus d'une méthode. Il est donc important de faire un choix judicieux sur la bonne technique à utiliser. C'est dans cet objectif que nous allons faire une brève présentation de chaque méthode susceptible de nous intéresser afin d'en dégager les avantages et les inconvénients.

*Compte tenu de la difficulté de mise en place de certaines méthodes (comme les méthodes holographiques) et des techniques dont nous disposons déjà, nous retiendrons et présenterons a priori les méthodes suivantes : l'ombroscopie, la strioscopie, la BOS, la LDV, la PIV et le thermographie infrarouge.*

La simple visualisation d'un phénomène aérodynamique peut rendre un grand service car elle permet de vérifier la présence d'événements particuliers et, au besoin, d'en préciser la position : onde de choc, décollement de couche limite, transition entre régimes laminaire et turbulent, etc. Les principes fondamentaux qui permettent de transformer les phénomènes de phase en phénomènes d'amplitude sont communs aux différentes méthodes. Ils ont été énoncés, l'un par Huygens, l'autre par Fermat, et conduisent à affirmer que toute différence de chemin optique introduite entre deux rayons voisins implique une modification de leur orientation. Soit deux rayons lumineux passant aux points  $A_1$  et  $A_2$  à un instant donné. Un court instant  $t$  plus tard, ils atteignent respectivement les points  $B_1$  et  $B_2$  respectivement. Or la vitesse de la lumière est inversement proportionnelle à l'indice de réfraction  $n$  du milieu au point correspondant. Ainsi les chemins parcourus  $A_1B_1 = e_1$  et  $A_2B_2 = e_2$  sont-ils liés par :

$$n_1 \cdot e_1 = n_2 \cdot e_2 = c \cdot t \quad (1.17)$$

Technique	Effet physique	Application	Dimension	Temps-réel
<i>Strioscopie et ombroscopie</i>	Déviaton de la lumière	Transfert de chaleur et de masse	2D (intégré)	oui
<i>Strioscopie orienté vers l'arrière plan (BOS)</i>	Déviaton de la lumière	Température, densité, concentration	2D (intégré)	oui
<i>Holographie</i>	Holographie	Taille des particules, vitesse	3D	non
<i>Interférométrie</i>	Changement de la vitesse de la lumière	Transfert de chaleur et de masse	2D (intégré)	oui
<i>Vélocimétrie à Laser Doppler (LDV)</i>	Diffusion de Mie	Taille des particules, vitesse, débit	Ponctuel	oui
<i>Phase Doppler Vélocimétrie</i>	Diffusion de Mie	Taille des particules, Vitesse, débit	Ponctuel	oui
<i>Diffusion de lumière dynamique</i>	Diffusion de Rayleigh	Température, densité	Ponctuel - 2D	oui
<i>Diffusion de Raman</i>	Diffusion de Raman	Concentration molaire, température	Ponctuel - 2D	non
<i>Fluorescence induite par laser</i>	Fluorescence	Concentration, température	Ponctuel - 2D	non
<i>Absorption</i>	Absorption	Concentration, température	Ponctuel - 2D (intégré)	oui
<i>Pyrométrie</i>	Radiation thermique	Température	1D (intégré)	oui
<i>Thermographie</i>	Radiation thermique	Température, flux pariétaux	2D (intégré)	oui
<i>Vélocimétrie par image de particules (PIV)</i>	Entrainement des particules par le fluide	Vitesse	2D	non

TABLEAU 1.1 – Différentes méthodes optiques de visualisation.

$c$  : vitesse de la lumière dans le vide.

La figure 1.7 montre que l'onde  $B_1 B_2$  s'est inclinée par rapport à  $A_1 A_2$  d'une quantité  $\alpha$ .

$$\alpha = \frac{e_1 - e_2}{\delta x} = \frac{e_1}{n_2} \cdot \frac{n_2 - n_1}{\delta x} \quad (1.18)$$

Si les points  $A_1$  et  $A_2$  (donc  $B_1$  et  $B_2$ ) sont voisins, on peut écrire :

$$\alpha = \frac{e}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \quad (1.19)$$

Si le milieu est isotrope, ce qui est le cas de la plupart des fluides qui nous concernent ici, les rayons lumineux restent normaux aux surfaces d'ondes et ils subissent ainsi la même déviation  $\alpha$ . C'est sur ce phénomène de déviation que sont

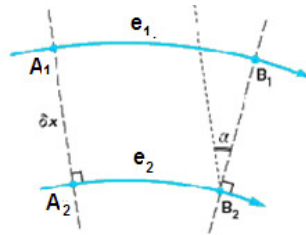


FIGURE 1.7: Déviation d'un front d'onde par de faibles variations d'indice de réfraction

fondées les deux méthodes de visualisation les plus anciennes et les plus élémentaires : ombroscopie et strioscopie.

### 1.1.3.2 Ombroscopie

Comme l'indique son nom, cette méthode consiste à éclairer un objet transparent et à observer un écran placé dans l'ombre de cet objet. Si la source lumineuse est suffisamment petite (idéalement, ponctuelle) et si l'objet possède des variations d'indice de réfraction (vitre de mauvaise qualité, turbulences dans l'air chaud), on voit sur l'écran des variations locales d'éclairement. L'explication qualitative en est simple : les gradients latéraux d'indice de réfraction déforment l'onde sortant de l'objet, comme sur la figure 1.8. À un endroit où la courbure de l'onde est dirigée vers la source, les rayons lumineux divergent ; ils vont donc intercepter une surface plus grande sur l'écran que sur l'objet et cet étalement entraîne une diminution de l'éclairement. Au contraire, si la courbure de l'onde est tournée vers l'aval, les rayons se rapprochent et, si l'écran n'est pas trop éloigné, on observera une zone plus claire. C'est ainsi que l'objet de phase donne naissance à un phénomène d'amplitude.

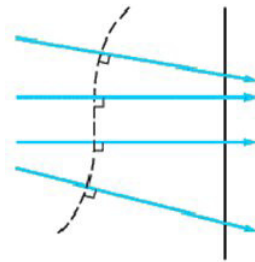


FIGURE 1.8: Déformation d'une surface d'onde par des gradients d'indice de réfraction

On remarquera que les variations d'éclairement sur l'écran dépendent de la courbure locale de l'onde émergente, mais aussi de l'éloignement de l'écran. Au total, la relation entre la cause et les effets qu'elle produit est trop complexe pour être exploitée actuellement. On ne peut donc pas, à partir de l'écran, déterminer la répartition des indices de réfraction dans l'objet. Cependant, la position des détails visibles sur l'écran reproduit assez bien celle des défauts correspondants dans l'ob-

jet dont il reçoit l'ombre. On peut donc utiliser très simplement ce moyen pour effectuer des mesures géométriques : position, orientation, périodicité spatiale, etc.

La mise en œuvre de l'ombroscopie est des plus simples. Une source quasi ponctuelle éclaire l'objet étudié et on place derrière celui-ci le récepteur R (plaque photographique, par exemple). Les dimensions sur la figure 1.9 sont données à titre indicatif; elles correspondent à un cas réel, mais elles peuvent être modifiées très largement. Si l'objet est trop grand par rapport au récepteur, on peut introduire des éléments optiques complémentaires pour former une image réduite du champ objet; on fait alors une ombroscopie de cette image.

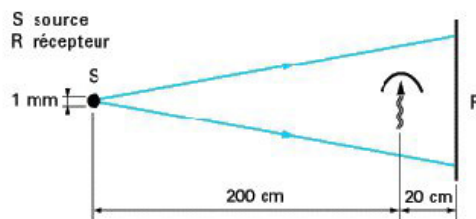


FIGURE 1.9: Schéma d'une montage d'ombroscopie directe

Outre sa grande simplicité, l'ombroscopie a l'avantage d'être très lumineuse : toute la lumière envoyée par la source sur l'objet est recueillie par le récepteur. En contrepartie, la sensibilité de la méthode est faible et ne peut être améliorée. On ne peut donc observer que des phénomènes intenses, c'est-à-dire présentant des variations d'indice de réfraction à la fois importantes et raides (Fig.1.10).

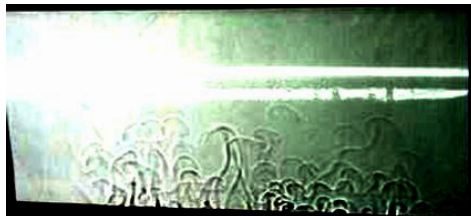


FIGURE 1.10: Ombroscopie de panaches convectif dans de l'eau [CLLP04]

On notera, d'autre part, qu'une ombre est par essence toujours floue; cette caractéristique, qui dépend à la fois de l'éloignement du récepteur et de la dimension de la source, peut nuire à la précision des mesures géométriques.

### 1.1.3.3 Strioscopie

Conçue à l'origine par Toepler (1866), la méthode des stries a des points communs avec l'ombroscopie. Une source de dimension réduite éclaire aussi l'objet transparent, mais ici les rayons émergents sont focalisés par une lentille sur un couteau qui les arrête. Si, en aval de cet écran, on forme une image du champ objet sur le récepteur, ce champ apparaît uniformément sombre si l'objet ne possède aucun

défaut d'homogénéité. Par contre, si en un point donné se manifeste un gradient latéral d'indice de réfraction, les rayons traversant cette zone sont déviés au point qu'ils peuvent éventuellement passer hors de l'écran opaque et aller ainsi jusqu'au récepteur. On voit alors sur ce dernier une tache claire qui révèle la présence du gradient d'indice de réfraction à l'endroit correspondant (Fig. 1.11).

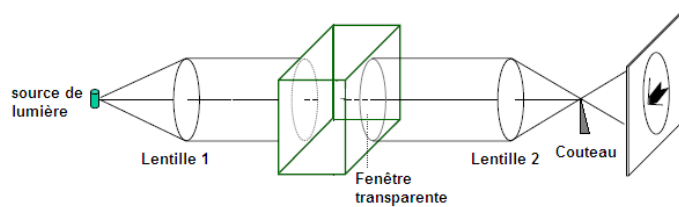


FIGURE 1.11: Schéma d'un montage de strioscopie

### Montage de Foucault

Élaboré en 1870, ce procédé est un peu moins simple mais beaucoup plus souple que le précédent. La source idéale est ici un rectangle lumineux, et le couteau est un demi-plan à bord bien rectiligne qui n'occulte qu'une partie de l'image de la source. En l'absence de gradient dans l'objet, le récepteur reçoit la lumière provenant de la partie non masquée, de largeur  $a$ . Il n'est plus noir mais possède un éclairement uniforme qui est proportionnel à  $a$  (Fig 1.12).

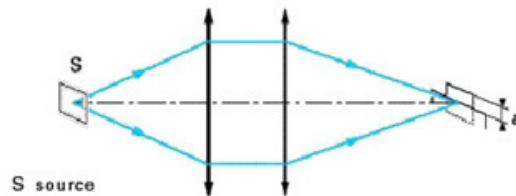


FIGURE 1.12: Schéma de principe du montage Foucault

Si en un point de l'objet se manifeste un gradient de chemin optique  $e \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$  normal au bord du couteau, les rayons correspondants sont déviés d'un angle  $\alpha$  déterminé par la relation :

$$\alpha = \frac{e}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \quad (1.20)$$

et l'image de la source se décale dans son plan d'une quantité  $n \cdot a \cdot f$ , avec  $f$  représentant la distance de l'écran opaque à la lentille (Fig. 1.13). L'éclairement sur le récepteur aura donc varié localement, puisque la largeur non occultée de la source n'est plus  $a$  mais :  $a + n \cdot a \cdot f$ .

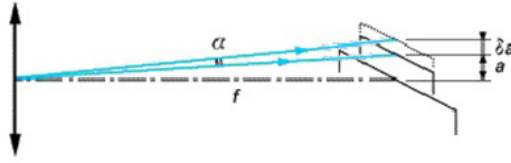


FIGURE 1.13: Variation d'éclairement en strioscopie engendrée par un gradient d'indice de réfraction

La variation relative d'éclairement est donc :

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{(a + n.a.f) - a}{a} = \frac{n.a.f}{a} \quad (1.21)$$

L'expression complète s'écrit alors :

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{f}{a} \cdot e \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \quad (1.22)$$

On voit ainsi que l'effet observé ( $\frac{\delta E}{E}$ ) est proportionnel à la cause qui l'engendre ( $e \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$ ), ce qui montre qu'une mesure photométrique peut apporter des informations sur l'état local du milieu étudié. On définit d'ailleurs la sensibilité  $s$  du procédé par le rapport de l'effet à sa cause :

$$s = \frac{f}{a} \quad (1.23)$$

Ce paramètre est réglable dans une très large mesure puisqu'on peut faire varier la distance  $f$  ainsi que la largeur  $a$  non occultée. Cependant, la réduction de  $a$  entraîne une baisse de l'éclairement moyen du récepteur. Il faut donc accepter un compromis entre la sensibilité et la luminosité du système. D'autre part, l'éclairement ne peut varier qu'entre zéro (la source est totalement occultée) et un maximum (la source n'est plus du tout occultée). Les gradients ne peuvent être évalués que dans les limites imposées par ces deux valeurs.

En pratique, la source peut être réalisée simplement en projetant l'image d'une lampe (ou d'un flash pour les phénomènes transitoires) sur un couteau (couteau d'entrée), et c'est un autre couteau qui effectue l'occultation en aval de l'objet (couteau de sortie).

De nombreux montages autres que Foucault existent, mais nous présenteront seulement brièvement le "montage en Z" car il sera le montage utilisé lors de nos travaux, en effet une version légèrement modifiée de ce montage est disponible au sein de l'Institut von Karman.

### Montage en Z

On utilise deux miroirs orientés de façon bien symétrique par rapport à la chambre de mesure (Fig. 1.14), ce qui a pour effet d'annuler les aberrations de coma et de

distorsion. En choisissant des miroirs de faible ouverture ( $f/10$ ), on réduit l'aberration sphérique à une valeur négligeable ( $15 \mu\text{m}$  pour une focale de 1 m), de sorte que seul l'astigmatisme peut entacher la qualité de l'image de la source. Or ce défaut entraîne un étalement des images suivant deux segments appelés focales. Il suffit donc d'orienter le couteau d'entrée dans le sens d'une de ces focales pour que son image reste bien nette et que le système garde toute sa sensibilité.

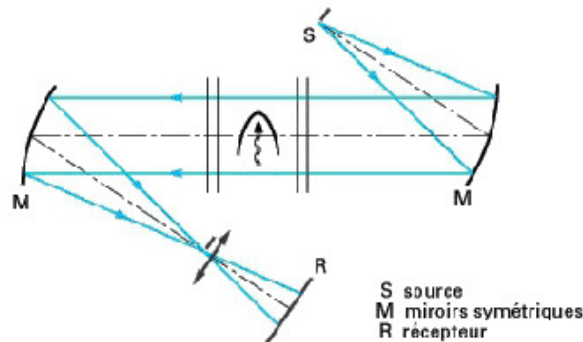


FIGURE 1.14: Schéma du strioscope en Z

### Différence entre ombroscopie/strioscopie [Set01]

La méthode Schlieren et l'ombroscopie ont de nombreux éléments en communs, cependant les deux techniques diffèrent sur quelques points essentiels. Tout d'abord, l'ombroscopie ne fait pas de focalisation de l'image, c'est une pure ombre. L'image de la méthode Schlieren cependant est ce qu'elle prétend être : une image optique formée par une lentille, et donc liée à l'objet (défaut) par une relation optique. Deuxièmement, la strioscopie nécessite un objet permettant de masquer les rayons non déviés, alors qu'aucun objet supplémentaire n'est nécessaire pour l'ombroscopie. Enfin, le degré de luminosité sur une image de strioscopie correspond à la dérivée spatiale de l'indice de réfraction ( $\frac{dn}{dx}$ ) alors qu'en ombroscopie l'image correspond à la dérivée seconde ou Laplacien ( $\frac{d^2n}{dx^2}$ ) comme expliqué à l'annexe B. La strioscopie affiche la déviation d'un angle  $\varepsilon$  pendant que l'ombroscopie affiche le déplacement du rayon résultant de la déviation.

Malgré ces différentes observations, la strioscopie et l'ombroscopie intègrent toutes deux des systèmes optiques permettant d'afficher les informations souhaitées sur un écran ou dans le plan focal d'une caméra. De telles méthodes sont plus appropriées pour des phénomènes 2D mais reste utile pour des observations qualitatives pour tout phénomène. Souvent, lorsque l'objet étudié n'est pas plan, on admet un « objet équivalent plan ». Une autre distinction entre les deux méthodes est la complexité de mise en place. Le grand avantage de l'ombroscopie est son extrême simplicité de mise en œuvre.

De plus, en faveur de l'ombroscopie, remarquons qu'elle permet facilement des

visualisations de phénomènes à grande échelle. Elle montre les caractéristiques d'un objet sans changements bruts dans l'illumination. Elle est donc moins sensible que la strioscopie en général mais certaines circonstances particulières peuvent la rendre parfois plus sensible. Par exemple,  $\frac{d^2n}{dx^2}$  peut être beaucoup plus important que  $\frac{dn}{dx}$  dans le cas d'écoulement d'un gaz mettant en jeu des ondes de choc ou des turbulences (les deux apparaissant autour de projectile supersonique) [Bur51].

Pour des fluctuations d'indices de réfraction plus faibles, la strioscopie garde un avantage beaucoup plus grand sur l'ombroscopie en terme de sensibilité. Elle permet de souligner, voire exagérer, des détails de l'objet (l'air dans notre cas) où l'ombroscopie habituellement minimise l'importance. De nombreux domaines d'application sont donc ouverts à la sensibilité et adaptabilité supérieure de la méthode Schlieren qui est assez proche de la simplicité de l'ombroscopie. La strioscopie est donc plus adaptée pour notre application où les fluctuations d'indices de réfraction sont assez faibles. Elle permettra d'évaluer la forme et la stabilité de la perturbation.

#### 1.1.3.4 Strioscopie orientée sur l'arrière plan (BOS : Background Oriented Schlieren)

Il y a quelques années, une technique appelée « strioscopie orientée vers un arrière-plan » (en anglais : Background Oriented Schlieren) a été présentée par Richard et Raffel [RRR<sup>+</sup>00]. Un dispositif très simple permet de visualiser les changements d'indice de réfraction, et donc de température et de densité. Les systèmes quantitatifs de mesure de densité absolue sont rares, particulièrement en ce qui concerne les écoulements de fluides qui ne sont accessibles que par méthodes optiques. Il existe beaucoup d'autres applications de cette technique de mesure de densité. Nous présentons ici la méthode utilisée afin de quantifier la perturbation optique engendrée par l'effet mirage autour d'un objet chaud.

Le principe de la méthode est très simple, on va évaluer le déplacement des éléments d'un motif, constitué de points distribués de façon aléatoire, situé à l'arrière plan. De même qu'avec la densitométrie de speckle [DFG<sup>+</sup>, Kop], qui est une des origines de la BOS, on mesure la déflexion des rayons lumineux traversant un gradient de densité contenu dans la zone étudiée. Le principe de base est illustré par la figure 1.15. D'avantage de détails sur les règles expérimentales à suivre sont donnés dans l'annexe C.

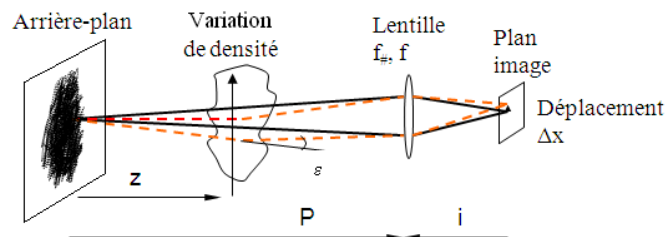


FIGURE 1.15: Schéma de principe de la méthode de BOS



Pour mettre en œuvre la BOS, deux images sont enregistrées avec et sans perturbation. Une analyse de ces images est ensuite effectuée de telle sorte que les déplacements des éléments du motif puissent en être déduits. L'analyse des images est effectuée à l'aide de logiciels de corrélation d'images tel que VIC2D, VIC3D [VV] ou encore WIDIM [SR99] disponible à l'ICAA ou à l'IVK. Cette méthode a été retenue afin de mesurer quantitativement les déplacements induits par la perturbation que nous avons choisie.

### 1.1.3.5 Vélocimétrie à Laser Doppler (LDV : Laser Doppler Velocimetry)

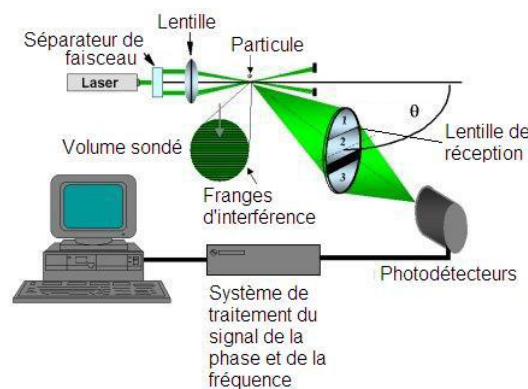


FIGURE 1.16: Principe de la méthode de LDV [Vis]

La Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) est une technique permettant la détermination de la vitesse en *un point* d'un écoulement avec une résolution spatiale élevée. Quand une particule solide ou liquide, à l'échelle du micron et entraînée par un fluide, passe à l'intersection de deux faisceaux laser (Fig. 2.21), la lumière émise par ces particules varie en intensité. La LDV utilise le fait que la fréquence de cette fluctuation est équivalente au décalage Doppler entre la lumière incidente et la lumière diffusée, et est ainsi proportionnelle à la composante de la vitesse de la particule qui se trouve dans le plan des deux faisceaux laser.

Une variante de cette méthode consiste, à l'aide d'un laser divisé en deux faisceaux, de créer une figure d'interférence (Fig. 1.17) dans une zone bien précise.

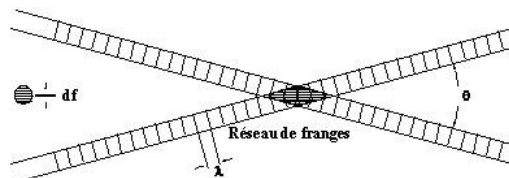


FIGURE 1.17: Exemple de figure d'interférence

Lorsqu'une particule du fluide traverse cette zone, elle diffuse la lumière lorsqu'elle passe sur une des franges. Elle va donc envoyer des impulsions de lumière en

se déplaçant d'une frange à l'autre. Pour un laser donné, la distance d'interfrange  $i$  est connue, ainsi, en considérant une particule traversant le réseau de franges à une vitesse  $U_p$ , sa fréquence de passage dans le réseau de frange va être de :

$$f_d = \frac{U_p}{i} \quad (1.24)$$

$f_d$  est donc la fréquence de la lumière diffusée par la particule. C'est elle que l'on va pouvoir mesurer (à l'aide d'un photomultiplicateur captant les très faibles quantités de lumières et les transformant en signaux électroniques analogiques). Comme on connaît  $i$  d'après notre montage, on peut en déduire  $U_p$ . *Cette méthode disponible à l'Institut von Karman sera également complétée par une méthode 2D également disponible : la vélocimétrie par image de particule.* Cette méthode de mesure locale de la vitesse permet des mesures très précises spatialement et une acquisition rapide d'un grand nombre de valeurs.

### 1.1.3.6 Vélocimétrie par image de particules (PIV : Particle Image Velocimetry)

La vélocimétrie par image de particules (PIV) est une technique non intrusive communément utilisée pour définir des champs de vitesse instantanés dans une section d'écoulement. Le principe est basé sur la mesure du déplacement des particules entre deux images successives au temps  $t_1$  et  $t_2$  (Fig. 1.18).

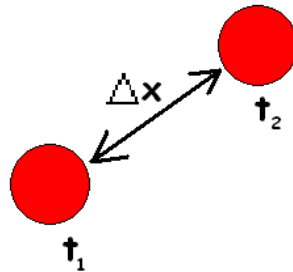


FIGURE 1.18: Déplacement d'une particule en un temps  $t = t_2 - t_1$

Le fonctionnement de la méthode est simple et se présente de cette façon (Fig. 1.19) :

- Premièrement, on ensemeince l'écoulement par des particules microscopiques (gouttes d'huiles [ $\approx 4\mu\text{m}$ ], poussières...)
- Ensuite deux illuminations successives par flash laser éclairent la scène
- On enregistre alors sur une caméra CCD les deux images correspondant aux deux flashes
- Finalement, on traite ces images par techniques de corrélation pour déterminer les positions successives de la même particule.

Connaissant le temps entre les deux flashes et le déplacements de chaque particule, il est possible alors d'obtenir le champ de vitesses :

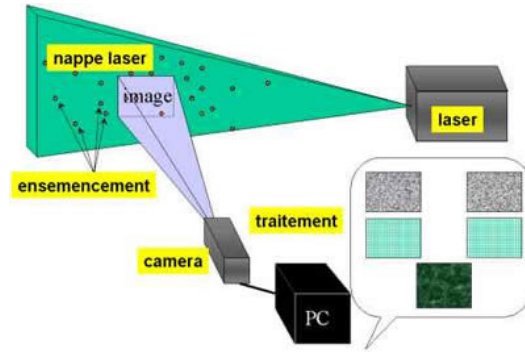


FIGURE 1.19: Chaîne de mesure d'une méthode PIV

$$U = \frac{\Delta x}{t_2 - t_1} \quad (1.25)$$

Plus de détails sur la technique utilisée seront donnés dans le corps de la thèse lorsque nous aborderons la mesure du champ de vitesses dans un écoulement convectif libre. Retenons cependant que cette méthode a le mérite de donner un champ de vitesses au sein de l'écoulement, donc dans notre panache convectif, de manière non intrusive.

### 1.1.3.7 Thermographie

La thermographie est la technique permettant de faire une cartographie de température d'un milieu ou d'un objet (à l'aide de capteurs ponctuels, matriciels, in situ ou à distance). Elle exploite la propriété de tout corps (dont la température est supérieure à 0K) à émettre un rayonnement thermique. A l'aide d'un appareil approprié, typiquement une caméra fonctionnant dans une certaine bande spectrale, il est alors possible d'obtenir l'image thermique de la scène observée. L'image obtenue est un thermogramme infrarouge. Nous parlons dans ce travail de "thermographie infrarouge" car la bande spectrale, définie par les niveaux de températures où nous travaillons (ambient jusqu'à 1200K soit approximativement de  $1.5\mu\text{m}$  à  $13,5\mu\text{m}$ ), se situe dans la partie infrarouge du spectre électromagnétique. Nous donnons sur la figure 1.20 la schématisation d'une situation de mesure typique en thermographie infrarouge.

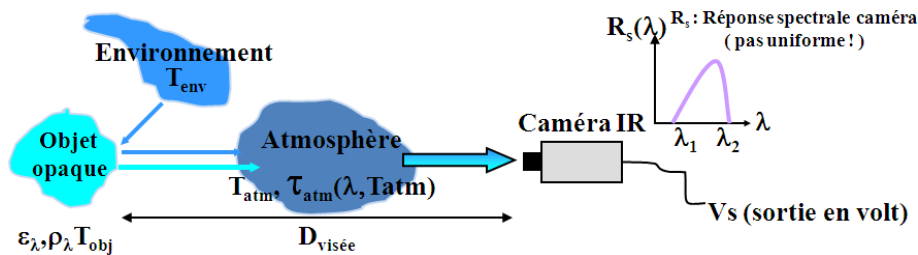


FIGURE 1.20: Les différentes grandeurs jouant un rôle en thermographie infrarouge

Afin de relier  $V_s$  à la température de l'objet visé, il est nécessaire d'intégrer la contribution de différentes grandeurs qui sont :

- Surface cible : taille, propriétés thermo-optiques du matériaux (émissivité  $[\varepsilon_\lambda]$ , réflectivité  $[\rho_\lambda]$ , transmittivité  $[\tau_\lambda]$ ), état de surface, température ( $T_{obj}$ )
- Environnement : température ( $T_{env}$ )
- Atmosphère ou milieu entre la surface et l'instrument de mesure : transmittivité ( $\tau_{atm}$ ), émissivité ( $\varepsilon_{atm}$ ), température ( $T_{atm}$ )
- Instruments de mesure : réponse spectrale ( $R(\lambda)$ ), sensibilité ( $\eta$ ), objectif

L'intensité du rayonnement émis par l'objet opaque (luminance) à sa température  $T_{Obj}$  et à une longueur d'onde  $\lambda$  donnée peut être calculée par la loi de Planck dans le cas où son émissivité  $\varepsilon$  est supposée idéalement égale à 1 (corps noir) :

$$L_\lambda^\circ = \frac{2hc_\lambda^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\left(\frac{hc_\lambda}{k\lambda T_{Obj}}\right)} - 1} \quad (W.m^{-3}.sr^{-1}) \quad (1.26)$$

avec  $c_\lambda = \frac{c}{n_\lambda}$

$n_\lambda$  indice de réfraction du milieu pour la longueur d'onde  $\lambda$

$c = 299792458$  m/s (vitesse de la lumière dans le vide)

$h = 6,62617.10^{-34}$  J.s (constante de Planck)

$k = 1,38066.10^{-23}$  J/K (constante de Boltzmann)

$T_{Obj}$  est la température de la surface de l'objet en Kelvin

Le corps noir sert donc de situation de référence (étalonnage). Dans le cas d'un corps opaque quelconque (non "noir"), la luminance émise par le corps s'écrit alors :

$$L_\lambda = \varepsilon_\lambda \times L_\lambda^\circ \quad (1.27)$$

$\varepsilon_\lambda$  = émissivité

Comme indiqués sur la figure 1.20, de nombreux paramètres, comme l'émissivité, la réflectivité, la transmittivité ou bien la réponse spectrale de la caméra dépendent de la longueur d'onde considérée. Ceci implique donc d'utiliser des valeurs intégrés de la luminance lorsque l'on considère une bande spectrale  $\Delta\lambda$ . On aura alors par exemple pour l'émission d'un corps noir dans une bande spectrale  $\Delta\lambda$  :

$$L_{\Delta\lambda}^\circ = \int_{\Delta\lambda} \frac{2hc_\lambda^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\left(\frac{hc_\lambda}{k\lambda T_{Obj}}\right)} - 1} d\lambda \quad (1.28)$$

Si on se place d'un point de vue de la luminance reçue par la caméra, comme expliqué plus tôt, différentes contributions peuvent alors participer au rayonnement reçu, en plus de l'émission propre à l'objet opaque "cible" :

$$L_{\Delta\lambda, \text{reçu}} = \tau_{atm, \Delta\lambda}(T_{atm}, D_{visée}) \cdot [\varepsilon_{\Delta\lambda} \cdot L_{\Delta\lambda, \text{émise}}(T_{Obj}) + \rho_{\Delta\lambda} \cdot L_{\Delta\lambda, \text{réfléchi}}(T_{Env})] + \varepsilon_{atm, \Delta\lambda}(T_{atm}) \quad (1.29)$$

avec  $\rho=1-\varepsilon$  : réflectivité de l'objet opaque et gris ou intégré.

De plus, la caméra ne reçoit qu'une fraction  $d\Omega$  du flux émis par une surface  $dS$  de l'objet opaque. Donc si on considère maintenant le flux reçu par un pixel d'une caméra infrarouge donnée, mise au point sur la surface de l'objet opaque, il est possible d'écrire celui-ci en fonction de la taille de pixel et de l'ouverture numérique de la caméra (cf. annexe D) :

$$\Phi_{\Delta\lambda, \text{reçu}} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{S_d}{N^2} \int_{\Delta\lambda} \int_{\Omega} \int_{S_{Obj}} R(\lambda) \cdot L_{\lambda, \text{reçu}} dS \cdot d\Omega \cdot d\lambda \quad (W) \quad (1.30)$$

$S_d$  Surface du pixel

$N$  Ouverture numérique =  $\frac{\text{Distance focale}}{\text{Diamètre pupille}} = \frac{f}{Z_p}$

$R(\lambda)$  Rendement spectral de la caméra

Ce flux reçu est traduit en niveaux numériques  $NN$  par la caméra en multipliant le flux reçu par la sensibilité caméra  $\eta$  (en NN/W). Enfin, à l'aide d'un étalonnage approprié (cf. annexe H), il est possible de connaître la température  $T_a$  équivalente à un niveau numérique donné. Cette température  $T_a$  est une température apparente de la surface de l'objet variant suivant les contributions de l'atmosphère et de l'environnement. Dans de très nombreux cas, cette température doit être corrigée afin d'obtenir la température de l'objet  $T_{Obj}$  (voir Eq. (1.28)).

Cette technique de visualisation sera utilisée dans notre travail afin de visualiser le panache mais aussi estimer sa température.

Après avoir listé de nombreuses méthodes optiques et présenté plus en détails certaines d'entre-elles, nous retiendrons les méthodes suivantes permettant de visualiser le panache et quantifier différentes de ses grandeurs (vitesse, température, forme). Ces techniques de visualisation et de quantifications rendront possible la validation de l'approche CFD de la perturbation (modèle numérique) réalisé dans la chapitre 2 :

## 1.2 Modélisation de la propagation du rayonnement dans un milieu inhomogène - Utilisation de l'effet mirage pour mesurer une grandeur<sup>25</sup>

**Strioscopie** pour avoir une visualisation précise de la forme du panache ainsi que sa dynamique et sa sensibilité aux perturbations extérieures,  
**Strioscopie orientée sur l'arrière plan BOS** afin d'obtenir le champ de déplacement engendré par effet mirage,  
**Vélocimétrie à Laser Doppler LDV** pour une mesure locale de la vitesse,  
**Vélocimétrie par image de particules PIV** en complément de la LDV pour une visualisation 2D du champ de vitesses,  
**Thermographie** afin de mesurer la température au sein de la perturbation (en introduisant un support opaque au préalable).

L'étape suivante va être d'expliquer et de modéliser la propagation du rayonnement dans un milieu inhomogène.

## 1.2 Modélisation de la propagation du rayonnement dans un milieu inhomogène - Utilisation de l'effet mirage pour mesurer une grandeur

Certaines techniques de mesure par voies optiques vues précédemment utilisent les phénomènes particuliers liés à la propagation de la lumière dans des milieux optiquement inhomogènes. En effet, ce sont les modifications des propriétés du front d'onde de la lumière lors du passage au travers d'un objet d'étude qui fournissent des informations sur ce dernier (température, densité, concentration. . .) via son indice de réfraction. Il s'agit de méthodes inverses qui présentent l'avantage considérable d'être non intrusives. Deux types de méthodes optiques exploitant des phénomènes physiques différents doivent être distingués : les méthodes interférométriques, qui utilisent le retard de phase induit par la traversée de la zone d'étude et les méthodes photographiques qui exploitent la déflexion des rayons lumineux. Les méthodes utilisées lors de notre études étant la strioscopie et la BOS, cette partie sera consacrée dans un premier temps à la définition des lois fondamentales de l'optique géométrique qui régissent la déflexion de la lumière dans un milieu inhomogène [Cre09]. Dans un second temps, on parlera des méthodes utilisant les propriétés de l'effet mirage à dévier un rayon lumineux afin d'être ensuite utilisé pour mesurer une grandeur physique.

### 1.2.1 Modélisation de la propagation

#### 1.2.1.1 Équations de la propagation du champ électromagnétique

La lumière peut être décrite comme un champ électromagnétique régi par les équations de Maxwell. Étudier la propagation de la lumière dans un milieu revient donc à caractériser le champ électromagnétique (on s'intéressera seulement au champ électrique sachant que la connaissance de celui-ci permet de déterminer

le champ magnétique). Dans un milieu non absorbant, non chargé et sans courant, les équations de Maxwell permettent d'établir :

$$\nabla^2 E - \frac{\varepsilon\mu}{c_v^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (1.31)$$

Ici  $\mathbf{E}$  est le champ électrique,  $\varepsilon$  est la permittivité électrique relative du milieu,  $\mu$  la perméabilité magnétique relative du milieu et  $c$  représente la vitesse de propagation de la lumière dans le vide. L'Eq. (1.31) est l'équation standard de la propagation d'une onde, elle montre l'existence d'une onde électromagnétique se propageant à la vitesse  $c_n$  :

$$c_n = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (1.32)$$

Il est alors possible de définir l'indice de réfraction du milieu que l'on note  $n$  :

$$n = \frac{c}{c_n} = \sqrt{\varepsilon\mu} \quad (1.33)$$

Considérons un champ harmonique solution de l'Eq. (1.31) :

$$E(r, t) = E_0(r)e^{j(\omega t - kr)} = E_0(r)e^{j(\omega t - \phi(r))} \quad (1.34)$$

$r(x, y, z)$  est le vecteur position et  $k$  est le vecteur d'onde colinéaire à la direction de propagation défini par la relation :

$$k = \frac{\omega}{c_n} u = nk_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} nu \quad (1.35)$$

$u$  est le vecteur porté par la tangente à la trajectoire,  $k_0$  le vecteur d'onde dans le vide ( $|k_0| = \frac{\omega}{c}$ ) et  $\lambda_0$  la longueur d'onde dans le vide. Le terme  $\phi(r)$  représente la phase de l'onde. On appelle fronts d'onde géométriques les surfaces d'égale perturbation ( $E(r) = cste$ ).

### 1.2.1.2 Chemin optique

Entre deux points  $P_1$  et  $P_2$  du parcours suivi par la lumière, la variation de phase de l'onde est égale à l'intervalle curviligne :

$$\Delta\phi = \int_{P_2}^{P_1} \vec{k} \cdot \vec{dr} \quad (1.36)$$

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_{P_2}^{P_1} n ds = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta S \quad (1.37)$$

Le chemin optique est défini :

$$\Delta S = \int_{P_2}^{P_1} n ds \quad \text{et} \quad S(r) = n(u.r) \quad (1.38)$$

Les surface contenant les points d'égale phase ( $S(r) = cste$ ) sont appelées surface équiphasés.

## 1.2 Modélisation de la propagation du rayonnement dans un milieu inhomogène - Utilisation de l'effet mirage pour mesurer une grandeur

### 1.2.1.3 Définition de l'optique géométrique

En optique géométrique, on considère que la longueur d'onde est petite devant l'échelle caractéristique du milieu ( $\lambda_0 \rightarrow 0$ ). En effet, avec cette approximation les phénomènes optiques peuvent être entièrement formulés avec des considérations géométriques. Dans ces conditions, les équations de Maxwell conduisent à la relation [BW99] :

$$(\text{grad } S)^2 = n^2 \quad (1.39)$$

L'équation précédente représente le développement au premier ordre des équations de Maxwell. Elle est appelée équation iconale ou équation fondamentale de l'optique géométrique. Avec les considérations de l'optique géométrique notons que les surfaces équiphasés et les plans d'onde sont confondus, puisque la phase de l'onde décrit l'évolution de l'amplitude lors de la propagation de l'onde.

Il est important de remarquer que dans le cadre de l'étude de phénomènes convectifs, l'utilisation de l'optique géométrique est justifiée, l'échelle des phénomènes observés ( $10^{-4}\text{m}$  correspond à la limite basse d'une couche limite observable) est grande devant la longueur d'onde de la lumière ( $6.10^{-7}\text{m}$ ).

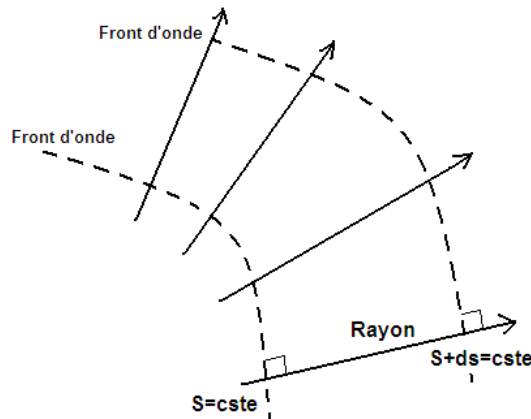


FIGURE 1.21: Schéma des fronts d'onde et des rayons lumineux

### 1.2.1.4 Équation et propagation du rayon

Dans le cadre de l'optique géométrique l'énergie peut-être considérée comme étant transportée selon certaines courbes appelées rayons lumineux. Les rayons lumineux peuvent être définis comme étant les trajectoires normales aux fronts d'onde géométriques. Si  $r(s)$  représente le vecteur position d'un point  $P$  sur le rayon alors :

$$\frac{\partial r}{\partial s} = u = \frac{\partial x}{\partial s} e_x + \frac{\partial y}{\partial s} e_y + \frac{\partial z}{\partial s} e_z \quad (1.40)$$

avec  $e$  le vecteur direction du rayon lumineux.



Or comme la direction de propagations des rayons est orthogonale aux fronts d'onde :

$$\vec{u} = \frac{\overrightarrow{\text{grad}} S}{\|\overrightarrow{\text{grad}} S\|} \quad (1.41)$$

En combinant les Eqs (1.39), (1.40) et (1.41) il est possible d'écrire l'équation du rayon :

$$n \frac{\partial \vec{r}}{\partial s} = n \cdot \vec{u} = \overrightarrow{\text{grad}} S \quad (1.42)$$

L'Eq. (1.42) est appelée équation du rayon, elle décrit la trajectoire du rayon dans un milieu inhomogène qui est caractérisé par son champ d'indices de réfraction  $n(x,y,z)$ . En différentiant l'équation par rapport à  $s$  il vient :

$$\frac{d}{ds} \left( n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \frac{d(n \cdot \vec{u})}{ds} = \overrightarrow{\text{grad}} n \quad (1.43)$$

L'Eq. (1.43) montre que la variation de la direction de propagation des rayons lumineux est fonction du gradient local d'indice de réfraction du milieu. Ainsi dans un milieu homogène ( $\text{grad } n=0$ ) la propagation des rayons se fait en ligne droite.

Sur la figure 1.22, la ligne 1 marque l'avant d'une onde lumineuse à un temps  $t$ , laquelle se propage dans un milieu dont l'indice de réfraction varie. De plus, la vitesse  $c_n$  de la lumière dans ce milieu peut être vu comme une fonction de déplacement. Les vitesses de la lumière aux points  $A$  et  $B$  sur la ligne 1, séparés d'une distance élémentaire  $dr$ , sont exprimés par  $c_n$  et  $c_n + dc_n$ . Quand le temps, d'intervalle  $dt$ , s'est écoulé, l'avant de l'onde se trouve alors au niveau de la ligne 2, laquelle est précisément une rotation de la ligne 1. Un rayon lumineux passant par le point  $A$  perpendiculairement à la ligne 1 suivra une courbe de rayon de courbure  $r$ . A l'aide de considération basique de géométrie, on trouve que :

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{c} \frac{dc}{dr} \quad (1.44)$$

On sait que  $c$  est proportionnel à  $\frac{1}{n}$  et en tenant compte que  $n$  dépend uniquement de la température  $T$ , on peut écrire :

$$\frac{1}{r} = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \cdot \frac{dT}{dr} \quad (1.45)$$

Comme on peut le voir sur la figure 1.22, l'angle entre l'axe des ordonnées et le rayon  $r$  est donné par  $\varphi$ . Nous pouvons alors en déduire :

$$\frac{1}{dr} = -\frac{1}{dx} \sin(\varphi) - \frac{1}{dy} \cos(\varphi) \quad (1.46)$$

avec  $\tan(\varphi) = \frac{dy}{dx} = y'$  concernant la variation de température  $T$ , on peut définir :

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{\partial T}{\partial x} \sin(\varphi) - \frac{\partial T}{\partial y} \cos(\varphi) \quad (1.47)$$

## 1.2 Modélisation de la propagation du rayonnement dans un milieu inhomogène - Utilisation de l'effet mirage pour mesurer une grandeur<sup>29</sup>

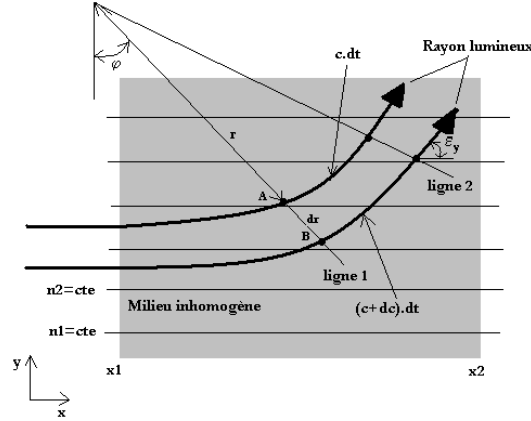


FIGURE 1.22: Schéma simplifié de la propagation de rayons dans un milieu d'indice de réfraction non homogène

Si on exprime  $\cos(\varphi)$  et  $\sin(\varphi)$  par  $y'$ , on arrive alors à :

$$\frac{dT}{dr} = \frac{y' \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial T}{\partial y}}{\sqrt{1 + y'^2}} \quad (1.48)$$

La géométrie différentielle mène à la relation pour  $r$  suivante :

$$\frac{1}{r} = \frac{y''}{(1 + y'^2)^{3/2}} \quad (1.49)$$

En insérant les Eqs. (1.48) et 1.49 dans l'Eq. (1.45) on peut définir une équation différentielle du chemin optique :

$$\frac{y''}{(1 + y'^2)} = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \left( y' \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (1.50)$$

Pour des conditions expérimentales avec un champ de température variant uniquement selon  $y$  ( $\frac{\partial T}{\partial x}=0$ ) et en admettant que seulement de petites déviations de rayons lumineux se produisent dans la section de test, on peut dire alors que  $1+y'^2 \approx 1$  :

$$y'' = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (1.51)$$

En admettant que la lumière suit un chemin optique droit, on peut évaluer l'angle  $\varepsilon_y$  entre un rayon lumineux dévié ou non, dans le plan  $(oxy)$ , en intégrant  $y''$  selon  $x$  :

$$\varepsilon_y = (y')_{x_2} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \int_{x_1}^{x_2} \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right) dx \quad (1.52)$$

où  $x_1$  et  $x_2$  marquent respectivement le commencement et la fin du milieu inhomogène selon la direction  $x$ .

Avec l'aide d'une corrélation entre  $\varepsilon$  et la déviation de la lumière, comme par exemple  $a' = \varepsilon.f$  (où  $f$  est la distance focale de la lentille  $O$ ), il est possible de corréler la variable mesurable  $a'$  avec une densité, une concentration, un gradient de température...

## 1.2.2 Utilisation de l'effet mirage en tant qu'outil

Comme nous l'avons vu précédemment, l'effet mirage, du fait de sa déviation intrinsèque à une perturbation donnée, peut permettre des mesures de nombreuses grandeurs physiques. La mesure initiale dans tout les cas est la déviation des rayons lumineux, et par suite, à l'aide des équations décrites plus tôt, de l'indice de réfraction. L'avantage indéniable d'une telle méthode est son caractère non destructif puisqu'il s'agit d'un sondage optique du milieu. Mais on a donc l'obligation d'avoir un milieu d'étude pas complètement opaque à la longueur d'onde utilisée lors des mesures.

### 1.2.2.1 La diffusivité et le contrôle non destructif

Des travaux [Lep86] ont montré la très grande précision sur la mesure de température que l'on peut obtenir avec la méthode de l'effet mirage. Ils souhaitent dans ce cas mesurer la diffusivité thermique, propriété pas toujours facilement détectable, d'un échantillon. Pour cela ils créent une source thermique périodique (résistance chauffante par exemple) au sein du milieu, créant une variation périodique de la température s'amortissant avec la distance, et mesurent à l'aide de l'effet mirage l'amortissement de l'onde thermique (voir Fig. 1.23). La longueur d'amortissement ou longueur de diffusion thermique à une distance  $d$  est directement lié à la diffusivité du matériau.

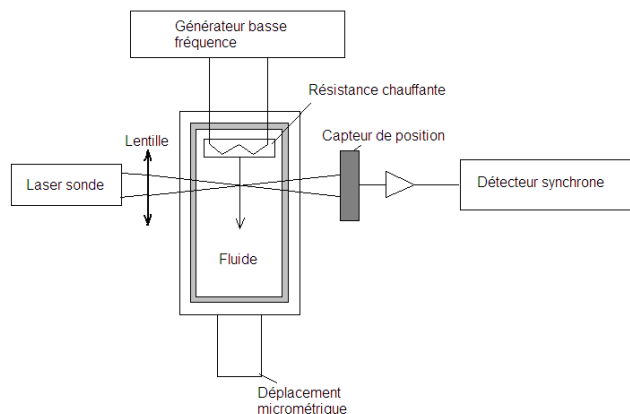


FIGURE 1.23: Schéma simplifié de la mesure de diffusivité dans un fluide par effet mirage

Ils montrent que pour des montages sophistiqués, le bruit de mesure n'est plus que celui des diodes. On peut alors calculer dans ces conditions des variations de

## **1.2 Modélisation de la propagation du rayonnement dans un milieu inhomogène - Utilisation de l'effet mirage pour mesurer une grandeur**

température de  $10^{-5}$ K dans un gaz et de quelques  $10^{-8}$ K dans un liquide. La précision finale sur la diffusivité du matériau est alors inférieure à 1%. Nous noterons que des mesures sur des échantillons solides opaques sont également possibles en plongeant l'échantillon dans un fluide bien connu et en mesurant l'onde thermique se propageant dans le fluide après avoir traversé l'échantillon. Un contrôle non destructif des défauts de surface des solides est également possible en utilisant la même méthode que précédemment, c'est à dire exciter fortement la surface à l'aide d'un laser et mesurer la réponse thermique (dans le fluide entourant l'objet). En balayant l'objet, on reconstitue une image thermique de l'objet mettant en évidence certains défauts.

### **1.2.2.2 La densité et la concentration**

Une étude réalisée à l'institut von Karman [Kli01] a utilisé la relation de Gladstone-Dale (liant l'indice de réfraction à la densité) afin de mesurer la densité au sein d'un jet bidimensionnel d'hélium-air. Connaissant a priori la densité de l'air, il est alors également possible de remonter à la concentration d'hélium dans le jet.

### **1.2.2.3 La température**

La méthode utilisant l'effet mirage comme méthode de mesure de la température est parfois appelée "spectrométrie photothermique". Elle peut être utilisée selon trois modes :

- Déflexion Photothermique Transverse : détection du gradient d'indice de réfraction se faisant dans une couche très mince au voisinage de la surface (méthode plutôt appliquée pour des échantillons opaque ou pour des matériaux dont les propriétés optiques sont mal connues).
- Déflexion Photothermique Colinéaire : le gradient d'indice de réfraction est créé et détecté à l'intérieur même de l'échantillon.
- Déflexion Colinéaire Impulsionnelle : Similaire à la déflexion colinéaire sauf qu'on s'intéresse ici à la variation du signal avec le temps.

De nombreuses études [EMC07, ZCS98, Sum86] ont été menées afin d'obtenir la température au sein d'un milieu optiquement transparent. Nous noterons cependant que pour des mesures fiables il est nécessaire dans la plupart des cas d'avoir des régimes permanents. Pour l'obtention du champ de températures d'un système non permanent et évoluant lentement, plusieurs sources lumineuses seraient alors nécessaires. Dans le cas d'un système permanent, même pour des perturbations non bidimensionnelles le champ de températures peut être obtenu en utilisant la reconstruction de l'indice de réfraction par l'inversion de la fonction d'Abel [SR06]. Enfin d'autres méthodes, telles que la strioscopie et/ou la strioscopie colorée [EvOSW04, Set01] peuvent permettre des mesures quantitatives de la température.

#### 1.2.2.4 Autres

De récents travaux [AGB11a] ont montré que les propriétés de déviation lumineuse pouvait permettre de rendre une zone donnée "*invisible*". En effet, à l'aide d'un alignement de nanotubes de carbone placés dans un liquide et chauffés très rapidement à de hautes températures, ils vaporisent le fluide environnant soudainement et de façon périodiques (hautes fréquences des variations de températures des tubes). Le fluide mis en ébullition au voisinage des nanotubes crée un gradient d'indice de réfraction élevé entre la phase "gaz" et la phase "liquide". Le gradient d'indice de réfraction ainsi produit est tel que que l'angle de déviation de la lumière peut atteindre  $10^\circ$ . La partie située derrière cette zone de fort gradient devient alors en quelque sorte invisible (vidéo disponible [AGB11b]).

### 1.3 Problèmes dus à l'effet mirage et les solutions apportées

L'effet mirage peut cependant ne pas être utilisé comme un outil mais au contraire engendrer des perturbations non souhaitées. Cette section permet de mettre en évidence les problèmes inhérents aux mesures optiques faites sur des objets à hautes températures (et pas dans le vide). Le phénomène d'effet mirage a longtemps été plus ou moins laissé de côté, mais avec l'augmentation des possibilités des techniques optiques, les problèmes liés aux phénomènes d'effet mirage, et donc aux très faibles distorsions de faisceaux lumineux, ne pouvaient plus être ignorés. En effet, lorsqu'on chauffe un objet et qu'on l'observe avec un système optique deux principaux problèmes ont été relevés :

- Le premier problème que l'on peut noter est la diminution du contraste de l'objet chauffé du fait du rayonnement thermique se déplaçant progressivement dans le visible au fur et à mesure que la température augmente [FS09, Cla00, PWWX11]. Des solutions expérimentales [PWWX11, GSWP09] ou numériques par traitement d'images [FS07] ont été imaginés mais ne concerne pas le sujet de cette thèse. Ce problème ne sera donc pas abordé.
- Le deuxième problème, propos de cette thèse, concerne les perturbations apparaissant autour d'objets chauds. Lors de mesures dimensionnelles sur des objets chauds, l'effet mirage amène inévitablement des erreurs, proportionnelles au gradient d'indice et à la distance à laquelle on observe le dit objet. Les demandes industrielles et académiques de mesures sans contact sont en constante augmentation. Ceci, lié à une amélioration indéniable des dispositifs de mesure (par exemple la résolution spatiale), rend les caméras plus sensibles, c'est à dire capable de mettre en évidence les déviations lumineuses dues aux gradients d'indice, autrefois quasiment indétectables. Ce genre de problèmes est donc rencontré de plus en plus souvent dans la communauté scientifique [PWX10, GSWP09, LLS96, DSSVPD10, Cla00, EvOSW04] engendrant une augmentation de l'écart-type sur les mesures ou bien des défauts

de corrélations lors d'utilisation de techniques de corrélation d'images digitales. Une des méthodes pour diminuer considérablement ce problème est de créer un écoulement connu entre la caméra et l'objet chaud afin d'*imposer* la perturbation optique souhaitée. On peut par exemple créer un écoulement laminaire entre l'objet et la caméra [DSSVPD10] à l'aide d'un fluide dont les propriétés optiques sont connues et ainsi diminuer la convection naturelle de l'objet chaud. Il est également possible d'utiliser un simple ventilateur afin de mélanger et d'homogénéiser l'indice de réfraction de l'air [LLS96]. Ces deux méthodes ont de toutes évidences leurs limites, et ne sont pas toujours possibles à mettre en place, mais restent cependant une façon relativement simple pour diminuer les distorsions liées à l'effet mirage. La solution la plus efficace restant bien évidemment de réaliser les mesures avec l'objet situé dans une enceinte sous vide, mais une fois encore cette option n'est pas toujours possible à mettre en œuvre.

La très grande partie des cas observés d'effet mirage sont des processus de convection naturelle au-dessus ou autour d'objet chaud. Il est donc nécessaire de faire un rappel du fonctionnement et des ordres de grandeurs de la convection naturelle, notamment sur les nombres caractéristiques définissant un écoulement laminaire ou non (paramètre important dans notre étude).

## 1.4 Phénomènes de convection

Cette partie concerne tout ce qui se rapporte aux phénomènes de convection. Elle comporte des rappels théoriques et des corrélations analytiques permettant le calcul de la température et/ou du coefficient d'échange. Une étude de sensibilité sur les différentes propriétés thermophysiques est également faite afin de nous donner un ordre de grandeur des variations de ces paramètres sur la plage de température retenue dans notre étude.

### 1.4.1 Convection

Lorsqu'un fluide isotherme est en écoulement, il met en jeu des forces de pression et de frottement qui peuvent se traduire, en partie, de manière visuelle et/ou sensitive. Si l'écoulement est anisotherme, le mouvement s'accompagne d'un transfert de chaleur : il s'agit alors de "convection thermique" ou "thermoconvection". Malheureusement, les champs de température sont encore moins perceptibles par l'expérience quotidienne que les champs de vitesse, ce qui rend le phénomène un peu plus complexe. Pourtant, la diversité des situations thermoconvectives est beaucoup plus grande qu'en mécanique des fluides isothermes. En effet, aux catégories d'écoulements classique (interne, externe, laminaire, turbulent. . .) on doit superposer une différenciation qui porte sur les causes de l'écoulement et qui se répercute dans sa structure :

- si le mouvement du fluide a une origine mécanique (pompe, ventilateur, gradient naturel de pression. . . ) on est en présence de "convection forcée".
- il peut advenir aussi que les gradients de masse volumique générés dans le fluide par les gradients de température soient suffisants pour que l'action du champ de pesanteur donne naissance à un mouvement ; celui-ci a donc une origine thermique, et on parle alors de "convection libre" ou "convection naturelle".
- lorsque les causes mécaniques et thermiques coexistent, on est en régime de "convection mixte".

De plus, la convection peut s'accompagner d'un changement de phase, qu'il s'agisse d'évaporation, d'ébullition, de condensation, ou encore de solidification ou de liquéfaction [Pad97].

D'un point de vue pratique, le plus important en thermoconvection est le calcul des flux de chaleur qui transitent entre les fluides et les parois solides. A cet égard, l'existence de la couche limite dynamique, et en particulier la condition de vitesse nulle à la paroi (pour une surface imperméable) font qu'au voisinage de celle-ci c'est la conduction qui est dominante, l'advection prend progressivement le relais quand on s'en écarte. De telle sorte que la densité de flux de chaleur à la surface se calcule à partir de la loi de Fourier :

$$\vec{\varphi}_p = -k \cdot \overrightarrow{grad}T \quad \text{ou} \quad (\varphi_p)_y = -k \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0(\text{à la paroi})} \quad (\text{en } W/m^2) \quad (1.53)$$

où  $k$  désigne la conductivité thermique du fluide, et  $y$  la coordonnée perpendiculaire à la paroi, orientée vers le fluide. Selon les conditions aux limites, le résultat peut être multiforme. Par commodité, et pour faire apparaître explicitement deux températures significatives du transfert ( $T_p$  à la surface et  $T_\infty$  dans le fluide) on a pris depuis longtemps l'habitude d'écrire :

$$\varphi_p = h \cdot (T_p - T_\infty) \quad \text{ou} \quad h \cdot (T_\infty - T_p) \quad (\text{avec } h > 0) \quad (1.54)$$

On introduit ainsi un paramètre auxiliaire  $h$ , homogène à une conductance thermique, qui est appelé au choix "coefficient de convection" ou "coefficient d'échange" ou "conductance de film" (en  $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ ). On admet donc que le transfert de chaleur entre le fluide et la paroi s'opère à travers un film de résistance thermique  $1/h$ .

Les calculs convectifs ont donc pour objet principal de fournir des expressions de  $h$  (ou directement de  $\varphi_p$ ) en fonction des principaux paramètres dynamique et thermique de l'écoulement (vitesse, température, géométrie, nature du fluide. . . ). Le raisonnement conduira ensuite jusqu'à  $T_p$  si cette grandeur est inconnue. Mais il arrive aussi que le détail du champ de températures soit le but essentiel de l'étude. C'est la détermination de ce champ de températures qui va nous intéresser dans ce travail et ses effets sur l'indice de réfraction du fluide entourant l'objet. La base essentielle des mécanismes mis en jeu dans la convection sont à l'origine les forces de poussées d'Archimède.

## 1.4.1.1 Les forces de poussées d'Archimède

Considérons un volume unitaire de fluide caractérisé par :

- sa température  $T_a$ ,
- sa masse volumique  $\rho_a$ ,
- une concentration d'espèce chimique  $C_a$ ,
- la pression statique locale  $P_a$

Il existe une *équation d'état* reliant ces grandeurs que l'on peut écrire :

$$\rho_a = \rho(T_a, C_a, P_a) \quad (1.55)$$

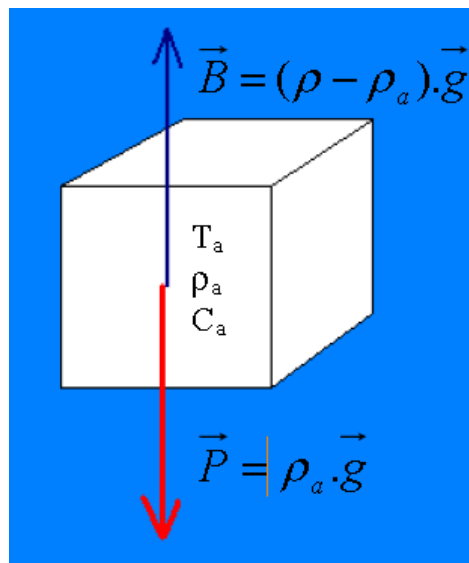


FIGURE 1.24: Forces appliquées à un volume unitaire

Soit  $\vec{g}$  le vecteur accélération de la pesanteur. A l'équilibre hydrostatique (en l'absence de mouvement), l'action des forces de pression du fluide entourant le volume fluide considéré, équilibre le poids du fluide contenu dans le volume. L'équation d'égalité des forces s'écrit alors :

$$\overrightarrow{\text{grad}}(P_a) = \rho_a \cdot \vec{g} \quad (1.56)$$

qui, décomposée suivant trois directions orthogonales contenant la direction  $z$ , prise en suivant la verticale ascendante, devient :

$$\frac{\partial P_a}{\partial z} = -\rho_a \cdot \vec{g} \quad (1.57)$$

Si l'on remplace ce volume fluide, de masse volumique  $\rho_a$ , par du fluide à la masse volumique  $\rho$ , l'action des forces de pression du fluide extérieur au volume reste inchangée et égale à  $\overrightarrow{\text{grad}}(P_a)$ , par contre, le poids de fluide devient égale à  $\rho \vec{g}$ . Par suite, l'équilibre hydrostatique est rompu, le volume de fluide est soumis



à l'action d'une force : *la force de poussée d'ARCHIMÈDE* désignée par  $\vec{A}$ , et qui est telle que :

$$\vec{A} = \rho \cdot \vec{g} - \overrightarrow{\text{grad}}(P_a) \quad (1.58)$$

$$\vec{A} = (\rho - \rho_a) \cdot \vec{g} \quad (1.59)$$

soit :

Si  $\rho > \rho_a$  alors la poussée d'Archimède est dirigée dans le même sens que la gravité, elle est descendante.

Si  $\rho < \rho_a$  alors la poussée d'Archimède est dirigée dans le sens contraire que la gravité, elle est ascendante.

L'amplitude de  $\vec{A}$  dépend de la température et de la concentration locales. Cette force va alors être équilibrée par les forces d'inertie et de viscosité du fluide, il peut alors y avoir mouvement. On obtient ainsi une équation de conservation de quantité de mouvement qui gère la dynamique du fluide. Pour compléter la description de l'état du fluide on écrira une équation de conservation de la masse du fluide, d'équilibre énergétique (équilibre entre la diffusion et le transport) et d'équilibre entre la convection et la diffusion des espèces chimiques (en tenant compte des sources éventuelles).

Ainsi, les équations de transport de la chaleur et de la concentration, qui dépendent de  $T$  et  $C$ , sont couplées à celles qui décrivent l'évolution de la quantité de mouvement, à travers la force de poussée d'Archimède  $\vec{A}$ . C'est bien sûr, la première source de complexité des mécanismes des écoulements induits par les forces de pesanteur. Il en est de même pour les effets de rotation. Pour les fluides confinés, les résultats sont identiques, mais cette fois, la force de poussée d'Archimède locale  $\vec{A}$ , calculée à partir de la force instantanée de gravité  $\rho \vec{g}$ , est obtenue en retranchant une moyenne ou une force volumique  $\rho_r \vec{g}$ , représentative de l'état du fluide non perturbé.

#### 1.4.1.2 Écoulement et transport

C'est la force  $\vec{A}$  qui génère le mouvement (et non des conditions aux limites, comme en convection forcée). Pour l'analyse, comme nous venons de le décrire, cette force intervient dans l'équation de la dynamique d'équilibre des forces et des moments. Les autres équations à considérer, sont celles qui concernent la conservation de la masse et des quantités qui provoquent des variations de masse volumique. On supposera qu'il s'agit d'un fluide pur : il existe donc une équation d'état  $\rho = (T, C, P)$ . Peuvent apparaître aussi, des équations décrivant la viscosité  $\mu$ , la conductivité thermique  $k$ , ou le coefficient de diffusion de l'espèce chimique  $D$ .

Les grandeurs à déterminer, par l'analyse et l'expérience, concernent essentiellement : le coefficient d'échange  $h$ , qui caractérise le transport de chaleur, et le

champ de vitesses. Le flux de chaleur  $\Phi$ , échangé entre une surface d'aire  $S$ , à la température  $T_0$  et le fluide à la température  $T_\infty$  s'écrit de façon classique :

$$\Phi = h.S.(T_0 - T_\infty) \quad (1.60)$$

Dans l'Eq. (1.60), le paramètre  $h$  représente le coefficient d'échange de chaleur sur la surface  $S$ . La densité de flux de chaleur  $\varphi_p$  transmise au fluide, est donnée par la loi phénoménologique de Fourier :

$$(\varphi_p)_y = -k \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0(\text{à la paroi})} \quad (\text{en W/m}^2) \quad (1.61)$$

où  $k$  représente la conductivité thermique du fluide et  $x$  la variable d'espace normale à la paroi et dirigée positivement vers le fluide. Dans ces conditions, la densité de flux de chaleur est positive dans le sens des températures décroissantes et cela correspond à un apport de chaleur au fluide. Si l'on néglige les échanges radiatifs de la surface, on a par suite le flux de chaleur échangé entre la paroi et le fluide qui s'écrit :

$$\Phi = \int_S \varphi_p . ds \quad (1.62)$$

On peut définir un nombre de Nusselt,  $Nu$ , à partir de l'une des relations équivalentes suivantes :

$$Nu = \frac{h.L}{k} = \frac{\Phi.L}{S.k.(T_0 - T_\infty)} \quad (1.63)$$

La grandeur  $L$  est une longueur caractéristique de la surface

Soit  $u$ , l'ordre de grandeur de l'amplitude de la vitesse, induite à la cote  $L$ , dans une région où la perturbation de masse volumique s'écrit :

$$\rho_L - \rho = \rho_\infty - \rho = \Delta\rho \quad (1.64)$$

L'amplitude  $u$  peut-être évaluée par l'équation de production d'énergie cinétique,  $\frac{1}{2}.\rho.u^2$  (théorème de BERNOULLI), qui, en considérant le fluide comme parfait (sans viscosité) donne :

$$\rho \cdot \frac{u^2}{2} \approx \Delta P \approx \Delta\rho . g . L \quad (1.65)$$

Ce qui signifie que l'énergie cinétique est produite par une différence de pression qui est de l'ordre de grandeur des variations d'énergie potentielle, engendrée par la perturbation de masse volumique.

Il en résulte que dans tout problème de convection, pour lequel, on le rappelle, la vitesse est une inconnue, on peut, en première approximation, en donner un ordre de grandeur par la relation :

$$u \approx \sqrt{\frac{g.L.\Delta\rho}{\rho}} \quad (1.66)$$

En négligeant les effets visqueux et autres effets plus petits, on obtient, pour une hauteur caractéristique  $L=50$  cm, et  $\frac{\Delta\rho}{\rho}=2\%$ , une vitesse de l'ordre de 45 cm/s. En incluant les effets d'entraînement et de viscosité, les vitesses sont sensiblement diminuées, elles sont proches des valeurs suivantes, pour une surface verticale chauffée, baignant dans différents fluides :

34 cm/s pour du mercure

17 cm/s pour de l'air

8 cm/s pour de l'eau

Maintenant que l'on a défini la vitesse caractéristique d'un problème de convection, on peut introduire un nombre de Reynolds de l'écoulement, soit :

$$Re = \frac{u.L}{\nu} = \sqrt{\frac{g.L^3.\Delta\rho}{\rho.\nu^2}} = \sqrt{Gr} \quad (1.67)$$

La variable  $\nu$  représente la viscosité cinématique du fluide et, dans les problèmes de convection, le paramètre  $Gr$ , qui s'appelle le nombre de Grashof, remplace le nombre de Reynolds pour caractériser la vigueur de l'écoulement.

En convection, le transport de chaleur dépend de la vigueur de l'écoulement, il dépend des propriétés thermophysiques du fluide, à travers le nombre de Prandtl,  $Pr$ , défini comme le rapport du pouvoir de diffusion visqueuse du fluide, au pouvoir de diffusion thermique. Soit :

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu.C_p}{k} \quad (1.68)$$

$a$  est la diffusivité thermique du fluide définie par :

$$a = \frac{k}{\rho.C_p} \quad (1.69)$$

Un problème de convection revient donc, du point de vue thermique, à déterminer une loi universelle, une corrélation caractérisant le transport de chaleur en fonction des paramètres sensibles du problème et que l'on représente en général sous la forme :

$$Nu = f(Gr, Pr, autres...) \quad (1.70)$$

Notons que le nombre de Rayleigh,  $Ra$  est défini de la façon suivante :

$$Ra = Gr.Pr \quad (1.71)$$

$$Gr = \frac{g.\beta.(T_p - T_\infty).x^3}{\nu^2} \quad (1.72)$$

Le nombre de Grashof correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses. Il permet donc de caractériser le transfert thermique dû au déplacement naturel d'un fluide. Si on le multiplie par le nombre de Prandtl pour obtenir le

nombre de Rayleigh, on a un nombre qui caractérise le transfert de chaleur au sein d'un fluide : inférieur à une valeur critique, le transfert s'opère essentiellement par conduction, tandis qu'au-delà de cette valeur c'est la convection libre ou naturelle qui prend le pas. Ces valeurs seuils sont données sur la figure 1.25.

A présent que nous avons décrit les lois régissant l'établissement de la convection libre, nous allons présenter la structure des champs convectifs se développant autour d'objets courants. En effet, notre application vise à décrire ce type de phénomène autour de géométries complexes et à hautes températures. Dans un premier temps on étudie des cas simples, *on peut considérer qu'un objet est composé de "primitives" simples qu'il conviendra d'étudier et d'observer de façon séparée avant d'envisager un traitement de géométries complexes.* Dans notre travail, nous nous sommes focalisés en priorité sur l'étude de la plaque plane verticale, cas cité souvent comme référence pour les études de convection naturelle, et du disque horizontal.

### 1.4.1.3 Plaque plane verticale et géométrie axisymétrique

#### 1.4.1.3.a Plaque plane verticale isotherme

Considérons le cas générique d'une plaque plane verticale dont la température  $T_p$  est supérieure à celle  $T_a$ , du fluide environnant. Les particules fluides au voisinage de la plaque, portées à une température plus élevée que celle du fluide au loin, sont plus légères et ont tendance à monter le long de la plaque. Il se crée alors un écoulement ascendant le long de la plaque.

Les propriétés physiques du fluide sont évaluées à :

$$T_f = \frac{T_p - T_\infty}{2} \quad (1.73)$$

$$Ra_x = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot x^3}{a \cdot \nu} \quad (1.74)$$

avec  $\Delta T = |T_p - T_\infty|$  et  $\beta$  le coefficient de dilatation thermique.

Nous consacrerons l'essentiel de notre étude sur le *régime laminaire*. En effet, la *reproductibilité* de notre future expérience est importante et il est donc souhaitable de travailler dans un régime laminaire. Il est facilement vérifiable à l'aide du nombre de Rayleigh quelles sont les limites en température et/ou géométrique afin de conserver un tel régime.

La zone laminaire peut être analysée facilement dans le cadre des hypothèses de la couche limite de Prandtl [BFE04]. L'écoulement est supposé bidimensionnel, de composantes  $u$  et  $v$  dans le repère  $Oxy$ . En outre, la plaque est considérée comme infinie dans la direction  $Ox$ . En régime permanent et en supposant l'écoulement presque parallèle à la plaque, les équations du mouvement et de l'énergie se simplifient comme suit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.75)$$

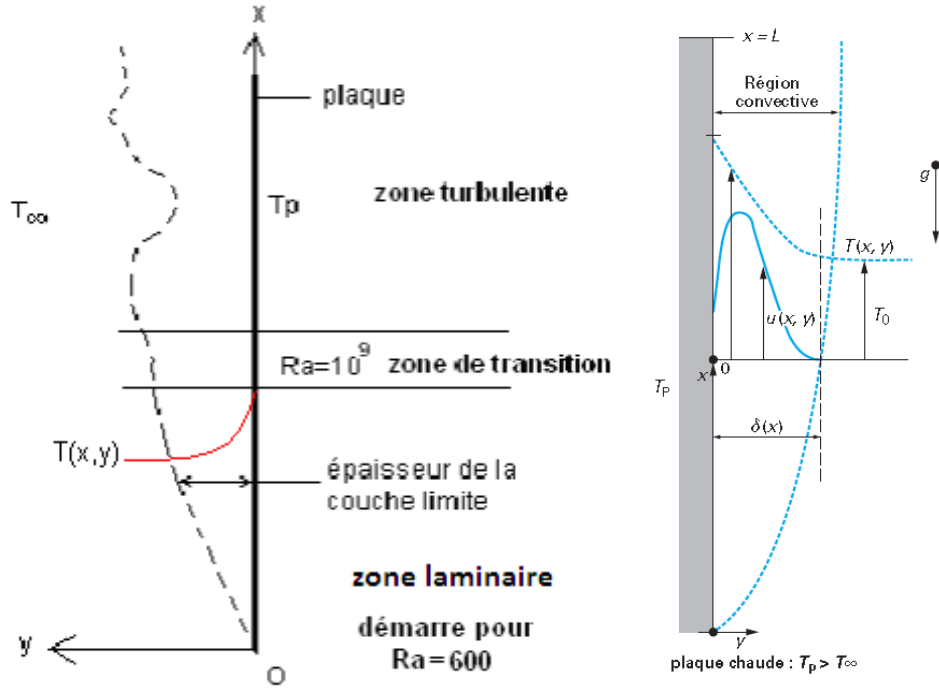


FIGURE 1.25: Schéma de la convection le long d'une plaque plane et ses différents régime en fonction du nombre de Rayleigh

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \rho \cdot g \cdot \beta \cdot (T - T_{\infty}) + \mu \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.76)$$

$$\frac{dp}{dx} + \rho \cdot g = 0 \quad (1.77)$$

$$\rho \cdot Cp \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (1.78)$$

Les conditions aux limites sont :

En  $y=0$

$$T(x, 0) = T_p \quad u(x, 0) = v(x, 0) = 0 \quad (1.79)$$

En  $y=+\infty$

$$T(x, +\infty) = T_{\infty} \quad u(x, +\infty) = v(x, 0) = 0 \quad (1.80)$$

Pour résoudre ces équations il est possible d'utiliser la méthode de Lorenz [LG00], la méthode intégrale ou encore la méthode des similitudes. La démonstration des équations modélisant les écoulements de convection naturelle le long d'une plaque plane verticale ne sera pas faite ici mais nous retiendrons que Lorenz a obtenu l'expression suivante du coefficient d'échange local :

$$h(x) = 0,548 \cdot \frac{k}{x} \cdot \left( \frac{g \cdot Cp \cdot \rho^2 \beta \cdot (T_p - T_{\infty}) \cdot x^3}{k \cdot \mu} \right)^{1/4} \quad (1.81)$$

De même pour l'épaisseur de couche limite thermique (équation utilisée en fin de chapitre) :

$$\frac{\delta}{x} = 3,93.Pr^{-1/2} \cdot (0,952 + Pr)^{1/4} \cdot Gr_x^{-1/4} \quad (1.82)$$

avec  $\delta$  épaisseur de couche limite thermique

L'expérience montre que l'écoulement se développant le long d'une paroi plane verticale isotherme placée dans un fluide à température uniforme et constante présente les caractéristiques d'un écoulement de couche limite. Si la température de la paroi est supérieure à celle du fluide au loin, le mouvement est toujours ascendant lorsque le fluide est un gaz et il est, en général, également ascendant s'il s'agit d'un liquide. Comme pour un écoulement forcé, la couche limite laminaire devient instable au-delà d'une certaine épaisseur. L'expérience a montré que l'écoulement devient turbulent sur une paroi isotherme immergée dans une ambiance non stratifiée lorsque  $Ra > 10^9$ , mais la zone de transition est assez grande car elle va d'environ  $10^6$  à  $10^{10}$  [Sac00]. Notons que très souvent l'échange proprement dit est laminaire et l'écoulement ne devient turbulent que relativement loin de la paroi chaude : l'écoulement de convection libre créé par une cigarette, par exemple, illustre très bien ce phénomène. L'analyse détaillée des phénomènes exige une connaissance approfondie des couches limites thermiques et cinématiques qui prennent naissance en convection libre. Malheureusement, ces couches sont très peu connues du fait des difficultés météorologiques que l'on rencontre dans ce genre de problèmes. Pour cette raison on emploie actuellement des formules de corrélation empirique pour les plaques verticales.

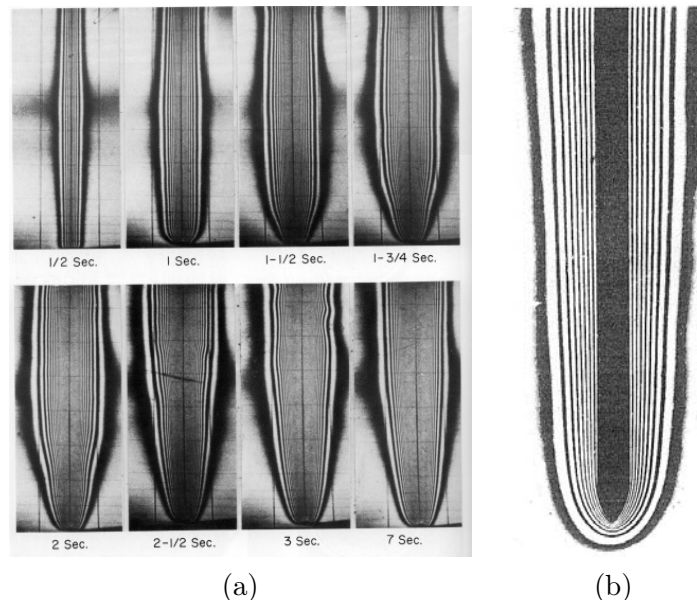


FIGURE 1.26: Images d'interférométrie montrant les lignes de températures constante autour d'une plaque verticale chaude en convection libre (a) [VD92] (b) [Hol92]

Enfin, comme on peut le visualiser sur les figures 1.26(a) et 1.26(b), cet écoulement convectif ne permet pas de générer une déviation lumineuse intéressante pour notre étude. L'obligation de viser au travers de l'écoulement dans le même sens que la plaque, implique le passage des rayons lumineux de façon normale au gradient thermique, entraînant une déviation minimale des rayons. De plus, pour les niveaux de températures mis en jeu dans notre application, l'épaisseur de couche limite développée par cette méthode est trop faible.

### 1.4.1.3.b Géométries axisymétriques

La convection naturelle le long de corps présentant des propriétés d'axisymétrie autour d'un axe vertical englobe de nombreuses applications. Un cylindre, une sphère, un parallélépipède, un cône. . . , sont les configurations les plus simples qui sont définies par une ou deux dimensions géométriques. Lorsque l'écart de température et/ou la hauteur du corps sont suffisants, l'écoulement le long de la surface ou au-dessus de celle-ci (panache) présente des propriétés similaires à celles d'un écoulement de couche limite le long d'une paroi plane verticale. Les simplifications de couche limite sont cependant plus contestable parce que les épaisseurs des couches limites dynamique et thermique doivent alors être très faible devant les dimensions transversales du corps pour que soient justifiées les hypothèses usuelles de calcul. Nous considérons deux des géométries parmi les plus simples : un cylindre vertical semi-infini et une sphère qui sont représentatifs d'écoulement axisymétriques plus généraux. Dans le premier cas, l'écoulement devient instable puis turbulent à partir d'une certaine hauteur lorsque le cylindre est isotherme ou chauffé uniformément dans une ambiance non stratifiée. Dans la partie inférieure du cylindre, où l'écoulement est laminaire, l'une des questions principales est de considérer le rapport des épaisseurs des couches limites à la longueur du rayon afin de déterminer si des théories développées pour des surfaces planes restent applicables, c'est à dire si les effets de courbures sont ou non importants. Pour la géométrie sphérique, deux cas limites peuvent être envisagés : d'une part, la source de chaleur ponctuelle au-dessus de laquelle il existe un écoulement laminaire sur une hauteur appréciable si la différence de température avec l'ambiance n'est pas trop importante et, d'autre part, la sphère que l'on peut assimiler en première approximation à un disque, du moins suffisamment loin en aval [LG00].

#### Cylindre

Pour les fluides ayant un nombre de Prandtl de 0,7 (tel que l'air) ou plus, le cas du cylindre vertical peut être traité comme le cas de la plaque verticale si :

$$\frac{L/D}{Gr_D^{1/4}} < 0,025 \quad [\text{Ozi}] \quad \frac{D}{L} \geq \frac{35}{Gr_L^{1/4}} \quad [\text{LG00}] \quad (1.83)$$

Où  $D$  est le diamètre du cylindre,  $L$  la hauteur,  $Gr_D$  Nombre de Grashof calculé avec  $D$  comme longueur caractéristique et  $Gr_L$  avec  $L$  (comme la plaque plane).

Dans le cas où ces inégalités sont vérifiées, la différence entre le cas de la plaque plane et le cylindre est inférieure à 5%.

Si les effets de courbure ne sont pas négligeables, les équations de couche limite doivent être résolues mais la méthode affine n'est pas utilisable directement. La résolution passe par une méthode de développement asymptotique ou par la méthode intégrale.

### Sphère

Ici le calcul de  $Ra$ , afin de vérifier la présence ou non de turbulence, est basé sur le diamètre de la sphère.

La sphère aura tendance à essentiellement créer un panache thermique au-dessus d'elle. Un panache thermique est un écoulement se développant au-dessus d'une source de chaleur qui peut-être une source « ponctuelle », une source linéique ou une surface de plus ou moins grande dimension. Le panache peut aussi être générée par l'évaporation d'un liquide de masse molaire plus faible que le fluide ambiant ou par la dispersion d'un jet d'air très humide (panache soluble). Lorsqu'un écoulement gravitationnel provient de la différence de température entre un corps de forme quelconque et l'ambiance, les couches limites se développant autour de sa surface se rejoignent sur sa partie supérieure pour former un panache ascendant qui se développe dans l'ambiance. L'observation quotidienne de ces écoulements (par exemple en observant la propagation anormale de la lumière au-dessus d'une source chaude) montre que le sillage devient rapidement instationnaire puis, éventuellement turbulent. Le problème posé ici n'est pas celui du refroidissement de la source mais plutôt l'échauffement de l'ambiance ou la dispersion de constituants dus aux mouvements convectifs. Dans la région juste au-dessus de la source, l'écoulement est laminaire : son étude, plus simple, et s'appuyant sur des modélisations moins approximatives qu'en régime turbulent, est instructive. Si la force gravitationnelle est faible, le fluide chaud et/ou plus léger est rapidement ralenti par les forces de viscosité et par la diminution de l'écart de température ou par l'augmentation de sa masse volumique dans le panache : les transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de matière deviennent alors principalement diffusifs et le fluide issu de la source finit par s'étaler horizontalement dans l'ambiance. A noter que le flux de chaleur convecté dans le panache est indépendant de la hauteur dans le panache et égale à la puissance de chauffage injectée dans la source de chaleur. Certaines études ramènent également l'étude de la sphère à l'étude d'une source circulaire (assimilable, en première approximation, à la projection d'une sphère sur le plan horizontal). Les observations expérimentales indiquent que le diamètre moyen de la section du panache augmente proportionnellement à la hauteur de telle sorte que la source peut être remplacée par une source ponctuelle située en un point virtuel (point source) (voir Fig. 1.27).

### Disque

La convection naturelle se développant au-dessus d'un disque horizontal chauffé



de façon uniforme est complexe du fait de l'interaction du fluide entraîné le long du disque avec le fluide se séparant de la surface. Les deux paramètres pouvant affecter la structure de l'écoulement sont la géométrie et le nombre de Grashof (défini de façon approprié) [RL87]. Des limites peuvent être identifiées comme par exemple le point source de chaleur, point à partir duquel l'énergie thermique prend la forme d'une colonne de chaleur axisymétrique (Fig. 1.27). La deuxième limite est une grande largeur de disque, qui permet de négliger les effets de géométrie axisymétrique sur une grande partie du disque et de supposer que la région centrale, où l'écoulement se sépare, ne joue qu'un rôle peu important dans l'échange de chaleur.

La première limite a déjà été développée par [Yih51] et [Fuj63] et le résultat montre que la largeur de la colonne montante dépend du nombre de Grashof de la source selon une loi en puissance (1/4). La largeur du panache (à une hauteur donnée) diminue donc avec l'augmentation du flux au niveau du disque.

La seconde limite est fondamentalement différente de la première. Pour un grand diamètre de disque, les effets de géométrie radiale deviennent insignifiant, mis à part au centre du disque. On peut alors traiter la convection comme pour le cas de la plaque plane horizontale chauffée uniformément [Ste58, RC69].

L'écoulement et le champ de température près du disque peut-être représenté selon deux parties distincte comme le montre la figure 1.27.

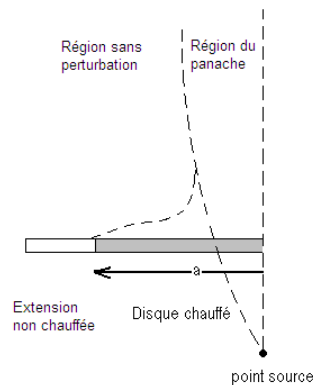


FIGURE 1.27: Géométrie de l'écoulement au-dessus d'un disque chaud

Près du centre du disque l'écoulement se sépare pour former une colonne. Sans perturbation, la colonne montera de façon régulière transportant l'énergie totale de la chaleur transmise par la surface du disque. La force de la région centrale dépend des forces d'Archimède, directement liées à la température relative du disque. Si le disque est très chaud, les forces d'élévations du fluide peuvent être très fortes, causant une séparation de l'écoulement de la surface du disque. Si c'est le cas, la colonne centrale ne se formera pas comme décrit précédemment. Le décollement de la couche limite se produira alors quasiment au niveau du bord du disque. Ceci a été décrit par [YTM82] pour une surface carrée, et par [LDB87] pour le disque.

Pour ce qui concerne le calcul du nombre de Rayleigh, il se fait dans ce cas en

prenant comme longueur caractéristique  $0,9.D$  ( $D$  étant le diamètre du disque).

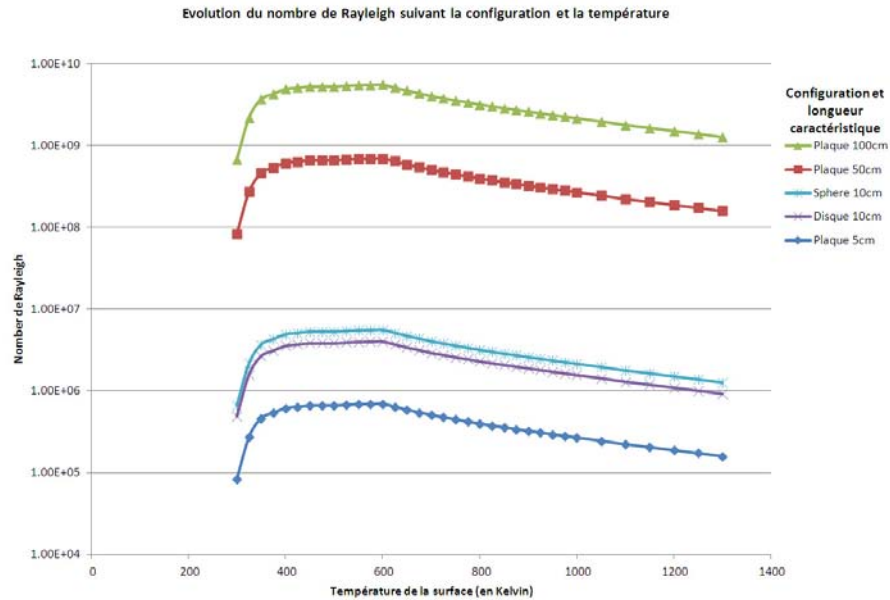


FIGURE 1.28: Évolution du nombre de Rayleigh en fonction de la configuration et de la température

La figure 1.28 représente l'évolution du nombre de Rayleigh pour différentes configurations en fonction de la température. Comme on le voit sur la figure, quelque soit la configuration, le nombre de Rayleigh augmente tout d'abord avec l'élévation de température (jusqu'à environ 600K), puis, bien que la température de surface augmente, diminue progressivement. Ceci est en fait dû au ratio (nombre de Prandtl)  $\frac{\nu}{\alpha}$  qui évolue avec la température. En effet, la diffusion visqueuse du fluide (viscosité cinématique) augmente lentement dans un premier temps (jusqu'à une température de fluide de 450K) mais augmente ensuite beaucoup plus rapidement, entraînant alors une diminution du nombre de Rayleigh et donc de la turbulence. Cependant, nous pouvons clairement voir que si nous prenons des géométries avec les longueurs caractéristiques inférieures ou égales à 10cm nous avons un nombre de Rayleigh inférieur à la valeur seuil de turbulence. Ceci est intéressant pour notre étude car un régime laminaire nous permet une *reproductibilité des expériences ainsi qu'une modélisation du phénomène*.

Afin d'avoir en tête un ordre de grandeur des variations de propriétés de l'air, un bref rappel sur les propriétés thermophysiques des fluides est donné dans la partie suivante.

#### 1.4.2 Propriétés thermophysiques des fluides

Dans les équations de bilans relatives aux fluides en écoulement, figurent un certain nombre de propriétés spécifiques appelées "caractéristiques thermophysiques".

Ce sont la masse volumique, la viscosité dynamique, la chaleur massique, la conductance thermique, la dilatabilité et la chaleur latente de changement d'état. Plusieurs de ces grandeurs subissent de façon notable l'influence de la température. On dit qu'elles sont "thermodépendantes". Dans quelques cas, elles sont également fonction de la pression : cela se produit en particulier pour les fluides à l'état de vapeur saturante. Mais en général, la pression est sans influence sensible, sauf bien entendu sur la masse volumique des gaz.

Nous récapitulons les propriétés thermophysiques principales de l'air dans le tableau 1.2. Nous donnerons les valeurs exactes de ces propriétés aux bornes de la plage de température concernant notre étude (300K et 1000K) [Whi88] ainsi que les corrélations associées (souvent utilisées pour faciliter les calculs numériques) [EMCWB00].

Propriétés thermophysiques	Valeurs à		Corrélations
	300K	1000K	
Densité $\rho$ ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	1,177	0,352	$\rho(T) = \frac{P.M}{R.T}$
Viscosité ciné. $\mu \times 10^5$ ( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ )	1,6	4,15	$\mu(T) = 1,875.10^{-3} . (\frac{T}{273})^{0,6386}$
Chal. Spé. $C_p$ ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	1006	1142	$C_p(T) = 975,3 + 0,0368.T + 2.10^{-4}.T^2$
Conductivité $k$ ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	0,0262	0,0723	$k(T) = 0,026.(\frac{T}{293})^{0,7231}$

TABLEAU 1.2 – Liste non exhaustive des principales propriétés thermophysiques de l'air.

Plus de détails sur les différentes propriétés thermophysiques citées ainsi que sur la diffusivité, la dilatabilité thermique ou encore la chaleur latente de changement d'état sont donnés en annexe E.

Maintenant que nous avons vu le fonctionnement d'un écoulement convectif, les forces en action et les différentes propriétés le régissant, nous allons voir l'aspect énergétique lié d'un écoulement d'air. En effet, en plus de la distorsion géométrique amenée par la présence de la perturbation (convective ou non), il faut aussi avoir en tête que l'atmosphère, ici l'air, à haute température peut jouer un rôle dans certaines bandes spectrales et notamment le proche infrarouge et l'infrarouge. Dans ce souci de bien prendre en compte toutes les sources d'erreurs possibles, la section suivante donne un rappel sur la transmission et l'émission atmosphérique.

## 1.5 Aspect énergétique : transmission et émission atmosphérique

Cette partie traite brièvement du rôle de l'atmosphère (de l'air ambiant et de l'air chaud présent dans le phénomène convectif) lors de mesures optiques.

### 1.5.1 La transmission atmosphérique

Dans les conditions usuelles d'environnement, le rayonnement électromagnétique émis par les objets ne parvient au récepteur qu'après avoir traversé l'atmosphère. En traversant l'atmosphère, les obstacles rencontrés sont :

- les molécules de gaz qui sont les constituants naturels de l'atmosphère,
- l'eau en suspension (brume et brouillards),
- l'eau sous forme de précipitations (pluie ou neige),
- les fumées et les poussières,

et nous verrons qu'il s'y produit principalement trois sorte d'effets :

- l'extinction du rayonnement utile,
- l'apparition de rayonnement parasite,
- les turbulences.

En thermographie, les effets précédents se traduisent au niveau du signal délivré en sortie de l'appareillage (thermosignal) par une dégradation du rapport signal-bruit, provoquant une perte de contraste sur l'image et l'apparition de fluctuations temporelles.

### 1.5.2 Les interactions avec le rayonnement électromagnétique

L'influence de chacun des constituants atmosphériques sur le rayonnement électromagnétique présente un caractère spécifique lié à leurs propriétés physico-chimiques, et l'ampleur du phénomène dépend des quantités intégrées sur le trajet :

Les effets produits sont principalement :

- l'extinction, qui est l'atténuation du flux transmis, par dissipation de l'énergie suite à l'absorption et à la diffusion
- l'émission par rayonnement thermique des constituants atmosphériques eux-mêmes, ou par réflexion diffuse sur les particules
- la turbulence qui, déformant le front d'onde, infléchit la trajectoire des rayons énergétiques.

#### 1.5.2.1 L'extinction atmosphérique

L'extinction (ou atténuation, ou affaiblissement) sur un trajet AB est la dissipation de l'énergie du rayonnement électromagnétique se propageant entre ces deux points. De ce fait, un radiomètre qui mesure en B la luminance d'un radiateur placé en A, indique une valeur inférieure à la luminance réelle de ce radiateur. Ce terme d'extinction recouvre deux modes différents d'interaction du rayonnement électromagnétique avec le milieu de propagation :

- il y a absorption, lorsque l'énergie captée par les atomes et les molécules est convertie sous une autre forme, produisant un accroissement de leur énergie interne (énergie cinétique de translation, de rotation ou de vibration).
- Il y a diffusion, lorsque les rayons sont déviés par rapport à leur direction initiale.

Les deux phénomènes sont liés à la polarisabilité de la matière.

### 1.5.2.1.a L'absorption

La structure des spectres d'absorption est plus simple que celle des spectres d'émission car, dans les conditions normales de température et de pression, les molécules atmosphériques sont dans leur état de moindre énergie. Les seules transitions observées se produisent donc entre cet état de repos et le premier niveau vibrationnel et rotationnel. Les domaines spectraux occupés par les bandes d'absorption et les bandes d'émission correspondantes sont les mêmes. Ces bandes encadrant des domaines de longueur d'onde dans lesquels la transmission reste, en revanche, satisfaisante. D'un très grand intérêt en thermographie, ces principaux domaines de transmission sont désignés comme les fenêtres atmosphériques (I, II et III). Leur localisation spectrale est précisée sur la figure 1.29

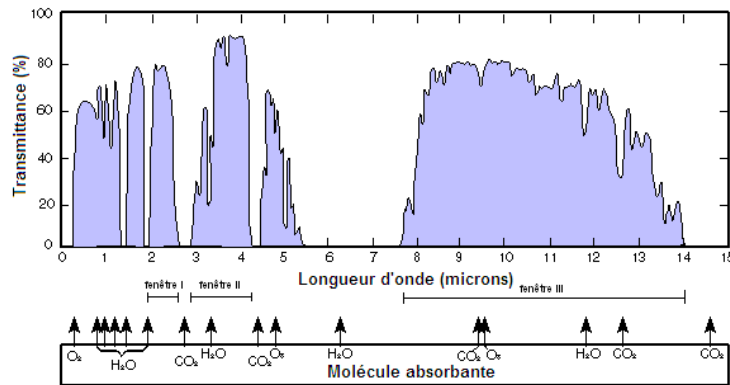


FIGURE 1.29: Principales bandes d'absorption moléculaire et fenêtre atmosphérique [WH]

Il est possible, pour une longueur d'onde donnée, de définir le *facteur monochromatique de transmission* pour une longueur  $l$  de milieu semi-transparent (atmosphère, panache...) à l'aide de :

$$\tau_\lambda = e^{-K_\lambda \cdot l} \quad (1.84)$$

avec  $K_\lambda$  le coefficient monochromatique d'absorption thermique. Il est homogène à l'inverse d'une longueur. *Pour un milieu donné il dépend de la longueur d'onde  $\lambda$ , de la température T, de la pression P pour les gaz, de la concentration C d'un composant du milieu (par exemple  $H_2O$  ou  $CO_2$  dans notre cas).* Physiquement il est intéressant de considérer l'inverse de  $K_\lambda$ , en effet  $l_\lambda = \frac{1}{K_\lambda}$  apparaît comme le *libre parcours moyen des photons*, c'est à dire la distance moyenne que peut parcourir un photon sans être absorbé. Si  $l$  désigne la longueur parcourue par le rayonnement dans le milieu considéré, le rapport  $\frac{l}{l_\lambda} = l \cdot K_\lambda$  s'appelle l'*épaisseur optique*. Le milieu est *optiquement épais* si  $l$  est supérieur à  $l_\lambda$  et *optiquement mince* dans le cas contraire. L'étude de la propagation du rayonnement électromagnétique à l'aide des équations de Maxwell [SH81] conduit à la relation :

$$K_\lambda = \frac{4\pi}{\lambda} k_\lambda \quad (1.85)$$

On voit donc que le *coefficient d'absorption*  $K_\lambda$  se déduit directement de l'*indice d'absorption optique*  $k_\lambda$  (partie imaginaire de l'indice complexe de réfraction), paramètre essentiel à connaître pour le calcul analytique du *facteur monochromatique de transmission*. Il est possible de modéliser finement le coefficient d'absorption  $K_{\lambda\text{gaz}}$  pour un milieu donné en connaissant la température  $T$ , de la pression  $P$  et la composition du gaz. Des modèles dits "raie par raie" (Line by Line/LBL) sont les modèles représentant le plus précisément le spectre d'absorption (résolution de  $\sigma=10^{-4}cm^{-1}$  avec  $\sigma = \frac{1}{\lambda} \times 10000$  appelé le nombre d'onde). Cependant, cette méthode est très lourde en terme de temps de calcul. On arrive facilement à des temps de calcul de l'ordre de la semaine. Il existe donc des modèles simplifiés :

- Les modèles en bandes étroites, utilisant généralement une formulation statistique ; on les appelle alors les Modèles Statistiques Bandes Etroites (MSBE) [ST97]. La résolution du calcul reste très correcte puisqu'elle est égale à  $25cm^{-1}$ . C'est ce modèle que nous utiliserons lors de cette thèse afin d'estimer la valeur de  $\tau_\lambda$
- Les modèles en bandes larges dont la résolution de calcul est de  $500cm^{-1}$ , permettent par exemple le dimensionnement ou bien la mesure du rendement d'un four. Par exemple, vers  $10\mu m$  (soit  $1000cm^{-1}$ ), une variation autour de plus ou moins  $500cm^{-1}$  amène à  $6,66\mu m$  pour  $1500cm^{-1}$  et à  $20\mu m$  pour  $500cm^{-1}$ . Cela veut dire que pour la caméra infrarouge bande III fonctionnant entre  $7,5\mu m$  et  $13,5\mu m$ , on couvre le domaine avec moins de deux bandes de  $500cm^{-1}$ . C'est donc un modèle peu résolu et non adapté à notre étude.

### 1.5.2.1.b La diffusion

Comme l'absorption, la diffusion trouve son origine dans l'interaction du rayonnement électromagnétique avec la matière. Du fait de la diffusion, une partie des rayons émis par un radiateur, entrant en contact avec les constituants du milieu traversé, se trouve dispersée selon une loi statistique dans toutes les directions de l'espace. L'énergie dissipée par rapport à la direction régulière de propagation ne parvient donc pas à l'observateur. La diffusion moléculaire s'étudie, soit du point de vue de la théorie corpusculaire, soit du point de vue de la théorie ondulatoire. C'est cette propriété intéressante de diffusion du rayonnement qui est mise à profil par exemple dans les méthodes telles que la PIV et la LDV citées précédemment.

### 1.5.2.2 L'émission atmosphérique

Comme tous les gaz, l'atmosphère (le panache) est une source thermorayonnante sélective et le flux qu'elle émet vient se superposer à celui provenant de la scène thermique. La luminance de l'atmosphère trouve son origine dans l'épaisseur même du milieu.

### 1.5.2.3 La turbulence atmosphérique

La turbulence optique désigne les fluctuations de l'indice de réfraction de l'atmosphère (panache) induites par les mouvements de l'air qui provoquent des variations locales de température, de pression et d'humidité. L'espace étant ainsi fragmenté en cellules d'indices différents, les conditions de propagation de l'onde électromagnétique se trouvent modifiées par rapport à celles d'un milieu idéal où la valeur de l'indice de réfraction est supposée uniforme et constante dans le temps. Suivant la répartition des indices de réfraction, un faisceau parallèle à l'origine devient convergent ou divergent. Il peut y avoir déplacement des points chauds et/ou variation de températures apparentes par superposition de points chauds.

Il peut donc y avoir une perturbation apportée par la présence du panache "chaud" en plus de l'effet géométrique et cet effet doit être quantifié, notamment dans les fenêtres II et III de l'infrarouge (présence de  $H_2O$  ou  $CO_2$ ). *Lors de cette thèse, en plus de la perturbation dimensionnelle apportée par l'effet mirage, nous estimerons la transmission et l'émission du panache de façon expérimentale et analytique.*

## 1.6 Une première observation du phénomène au sein du laboratoire : cas du cylindre chaud

Le but de cette étape expérimentale est l'observation et la mise en évidence du phénomène de convection autour d'un objet chaud, et de montrer qu'il engendre bien des déformations lors de mesures optiques. Nous avons d'abord, à l'Institut Clément Ader Albi (ICAA), testé une méthode originellement dédiée à l'observation de déplacement et/ou de déformation sur des pièces soumises à certaines charges. Cette méthode est appelée *stéréo-vision par corrélation*. Cette méthode est schématisée par la figure 1.30.

La technique de stéréo-corrélation utilise le principe de la vision binoculaire d'une même scène à savoir la mesure d'un objet suivant deux angles différents [Ort12, Ort09, SOS09]. Sur ce principe, la technique permet de mesurer l'évolution de la géométrie 3D d'un objet ou le champ de déplacements des points de la surface en enregistrant une paire d'images stéréoscopiques relatives à chaque état de déformation.

A notre connaissance, cette méthode est originale pour ce qui concerne l'observation de phénomène convectif. Comme expliqué précédemment, la méthode permet d'observer le déplacement de points d'accroches situés sur la surface d'intérêt au court du temps. Pour cela il est nécessaire d'avoir une image de départ non déformée puis nous comparons toutes les images déformées à celle de la référence. Afin de créer un nombre de points important et le plus dense possible, on utilise un vidéo-projecteur qui va projeter sur un écran l'image d'un mouchetis généré par un bruit de Perlin (soit une génération de points pseudo-aléatoire) [OGRB06]. L'ombre du

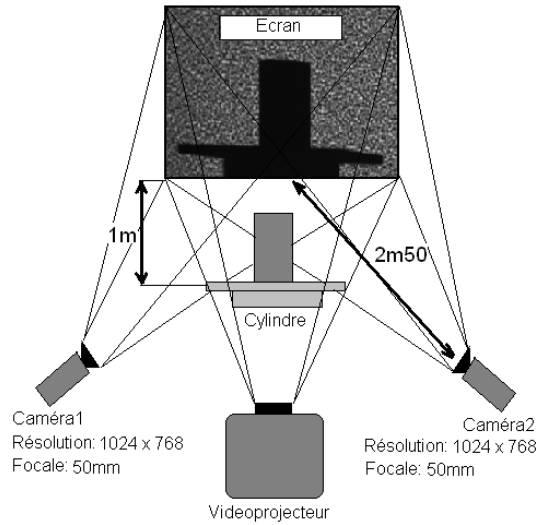


FIGURE 1.30: Schéma de la méthode de stéréo-vision adoptée pour la visualisation du phénomène

cylindre doit apparaître sur l'écran, cette zone est la zone d'intérêt filmée par les caméras. Une fois le cylindre chauffé dans un four aux alentours de 700K et l'image de référence prise, on place le cylindre sur son support et des séries d'images sont alors prises en présence des perturbations. L'image de référence et les images déformées sont alors traitées par un outil de post-traitement appelé VIC3D [VV] qui va permettre de calculer le déplacement et/ou la vitesse de déplacement de chaque point dans les 3 dimensions. Dans notre cas, de telles données sont difficiles à exploiter en terme quantitatif. Cependant, le post-traitement permet d'obtenir des images et vidéos des déplacements et/ou des vitesses, suffisantes pour savoir si le phénomène est observable dans la bande des caméras (ici des caméras CCD classiques : 400nm 750nm). La figure 1.31 représente le type d'image obtenu après corrélation par VIC3D.

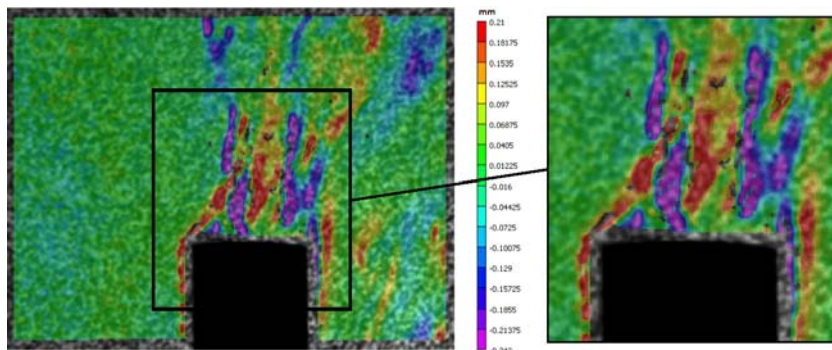


FIGURE 1.31: Image d'un résultat obtenu après post-traitement d'une image déformée



La figure 1.31 met bien en évidence la présence de perturbations autour et au-dessus du cylindre (couche limite et panache thermique). De plus, en sachant que le cylindre fait 6cm de diamètre, on mesure une couche limite d'environ 1cm sur la partie verticale du cylindre, en son sommet . En revanche, on notera également (surtout visible sur les vidéos) de fortes perturbations du panache et de la couche limite thermique au cours du temps. Ces perturbations sont tout simplement dues aux mouvements d'air parasites présents dans la pièce où a été faite l'expérimentation (déplacements de personnes, ventilations...). Il sera donc nécessaire, pour les futures configurations expérimentales, de **mettre en place une enceinte tout autour de l'objet chaud** afin d'avoir une situation expérimentale reproductible. Néanmoins, le résultat obtenu reste tout à fait satisfaisant : la méthode, certes purement qualitative pour le moment, permet cependant de mettre clairement en évidence la présence du phénomène dans la bande spectrale des caméras utilisées (visible).

Afin de confirmer que les déplacements observés sur les images post-traitées correspondent bien à l'effet mirage se produisant dans la couche limite thermique, un calcul analytique permettant d'estimer l'épaisseur de couche limite thermique a été réalisé afin de le comparer avec l'épaisseur obtenue expérimentalement ( $\approx 1\text{cm}$ ). Le calcul analytique proposé [Hol92] ici consiste tout simplement à calculer l'épaisseur de couche limite en haut du cylindre ( $h=10\text{cm}$ ) et de vérifier qu'on se rapproche bel et bien du 1cm observé expérimentalement. Le calcul analytique est le suivant :

$$\frac{\delta}{x} = 3,93Pr^{-1/2} \cdot (0,952 + Pr)^{1/4} \cdot Gr_x^{-1/4} \quad (1.86)$$

Il est donc nécessaire de calculer dans un premier temps  $Gr_x$  (toutes les propriétés du fluide sont prises à  $T_f = (T_p + T_\infty) / 2 = (700 + 300) / 2 = 500\text{K}$ ) :

$$Gr_x = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_p - T_\infty) \cdot x^3}{\nu^2} = \frac{9,81 \cdot \frac{1}{500} \cdot (700 - 300) \cdot (10 \cdot 10^{-2})^3}{(3,69 \cdot 10^{-3})^2} = 5,76 \cdot 10^6 \quad (1.87)$$

et donc

$$\delta = (3,83 \times 0,68^{-1/2} \cdot (0,952 + 0,68)^{1/4} \cdot (5,76 \cdot 10^6)^{-1/4}) \cdot 10 \cdot 10^{-2} = 1,1\text{cm} \quad (1.88)$$

Le calcul proposé ici est donc bien en accord avec les résultats obtenus expérimentalement.

On a vu à l'aide de ce chapitre que **la bande spectrale utilisée ne joue qu'un très faible rôle sur le déplacement géométrique** engendré par la présence d'une perturbation. C'est principalement la température et son gradient au sein du panache qui régit le déplacement des rayons. Cette perturbation sera simulée numériquement et **de nombreuses méthodes expérimentales** retenues plus tôt (cf. Sec. 1.1.3) seront mise à contribution afin de valider ce résultat numérique :

**Strioscopie** : forme, taille, stabilité de l'écoulement.

**PIV, LDV** : Vitesse (Validation du modèle CFD de la perturbation)

**Thermographie** : Température (Validation complémentaire du modèle CFD de la perturbation)

**B.O.S.** : Champ de déplacements engendré par la perturbation (Validation de la méthode numérique de lancer de rayons)

Nous avons choisi de faire une étude complète du phénomène en allant du **visible à l'infrarouge, incluant le proche infrarouge**, il va alors se poser à nous la question de la transmission et émission du panache chaud.

Il y a donc deux types de mesures à parts entières à réaliser : une concernant **l'aspect dimensionnel** de la perturbation et l'autre **l'aspect énergétique**. Il est donc nécessaire de construire une expérimentation nous permettant de réaliser ces deux types de mesure, et cela pour les différentes bandes spectrales. Enfin, nous devons définir (et justifier le choix) la géométrie de l'objet et/ou du panache étudié afin d'obtenir un déplacement maximal mesurable et facilement reproductible.



# Choix de la configuration et caractéristiques de la perturbation

---

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Choix de la configuration et ses caractéristiques . . . . .</b>	<b>55</b>
2.1.1	Choix de la configuration . . . . .	55
2.1.2	Caractéristiques du disque . . . . .	59
<b>2.2</b>	<b>Champ de températures dans un panache convectif . . . . .</b>	<b>64</b>
2.2.1	Paramètres, maillage et résultats . . . . .	64
2.2.2	Validation de FLUENT . . . . .	66

---

Nous avons vu précédemment que le phénomène dû à l'effet mirage pouvait être aisément mis en évidence à l'aide d'un objet chaud ( $\approx 700^\circ\text{C}$ ). Cependant cette observation a également permis de souligner la nécessité d'avoir une enceinte permettant d'isoler d'avantage le phénomène convectif du milieu environnant. De plus, dans un souci d'avoir des expériences reproductibles dans le temps, il était nécessaire de choisir l'objet générant le panache convectif de façon à ce qu'il soit régulé avec une température surfacique la plus homogène possible. Après avoir expliqué les choix concernant la configuration de base, nous étudierons les caractéristiques de la perturbation, d'un point de vue thermique, dynamique et dimensionnel. Ces différents aspects seront traités avec plusieurs outils numériques (Code sous Matlab, FLUENT, OpenFoam, WIDIM...) qui seront eux-mêmes validés par des expérimentations. Cette étape nous permettra d'obtenir le champ d'indices de réfraction, déduit du champ de températures à l'aide de la loi de Gladstone-Dale, qui sera alors intégré dans le code de lancer de rayons (cf. Chapitre 3).

## 2.1 Choix de la configuration et ses caractéristiques

### 2.1.1 Choix de la configuration

Nous avons choisi d'étudier les perturbations optiques induites par la présence d'un fort gradient thermique dans l'air. Il existe différentes possibilités de créer de tels gradients (souffler de l'air chaud, créer un panache convectif...) et géométries

(plaque plane verticale, horizontale, cylindre, disque...). Pour faire un choix pertinent quant au type de perturbation, un autre paramètre à prendre en compte était la reproductibilité de l'expérience, c'est pourquoi nous avons opté préférentiellement pour un écoulement laminaire et facilement reproductible. D'un point de vue de la facilité de mise en œuvre, nous avons choisi de ne pas étudier le cas de la plaque plane verticale. En effet, de nombreux problèmes, comme l'accrochage de la couche limite dynamique ou l'homogénéité en température, sont inhérents à l'utilisation d'un tel équipement. De plus, une telle perturbation n'offrirait ni une très large épaisseur d'observation (position 1 de la figure 2.1), ni une importante déviation des rayons lumineux du fait d'une observation quasi normale à la couche limite thermique (position 2).

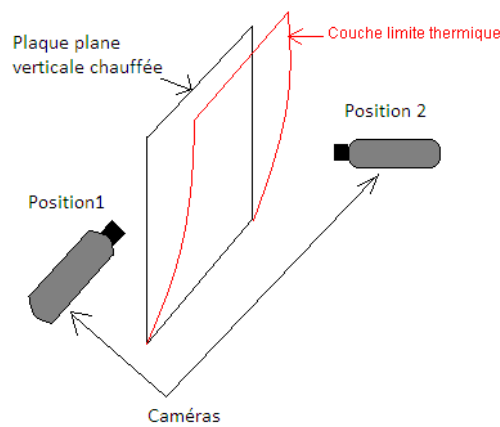


FIGURE 2.1: Schéma simplifié de l'observation de la perturbation dans le cas de la plaque plane verticale

Le choix s'est donc porté sur une perturbation générée légèrement en dessous de la zone d'observation, permettant ainsi une zone d'intérêt suffisamment grande. Les configurations adéquates possibles étaient : plaque plane horizontale, cylindre ou sphère, disque horizontal et enfin air chaud soufflé. Comme on a pu le voir à la fin du chapitre 1, le cas du cylindre chaud à tout d'abord été abordé mais la difficulté pour obtenir un cylindre relativement épais (plus de 5cm) et bien homogène nous a fait renoncer aux géométries cylindriques et sphériques. Pour la même raison que pour la plaque plane verticale (observation quasi normale à la perturbation), nous avons préféré le disque horizontal à la plaque horizontale. En effet, le disque chaud, de part sa géométrie axisymétrique offre une déviation maximale quelque soit l'angle d'observation (mis à part en son centre lorsque l'axe optique d'observation passe par le diamètre du disque). Le choix se limitait donc à un panache convectif issu d'un disque horizontal ou bien de l'air chaud soufflé laminairement par un tuyau, soit 2 configurations axisymétriques.

### Étude des gradients thermiques respectifs dans ces deux écoulements

Étudier le gradient thermique de ces configuration revient à obtenir dans un pre-

mier temps leurs profils. Ces profils de températures ont été obtenus avec FLUENT dans le cas du panache convectif et à l'aide d'un calcul analytique pour le jet d'air chaud. Dans le cas du jet d'air chaud en sortie d'un tube cylindrique, le réchauffement de l'air se fait typiquement via les parois chauffées du tube (Fig. 2.2). En effet, souffler par un tube de l'air chaud qui aurait été chauffé préalablement n'a pas de sens dans notre cas car on obtiendrait alors un profil de température quasiment plat, donc un gradient nul.

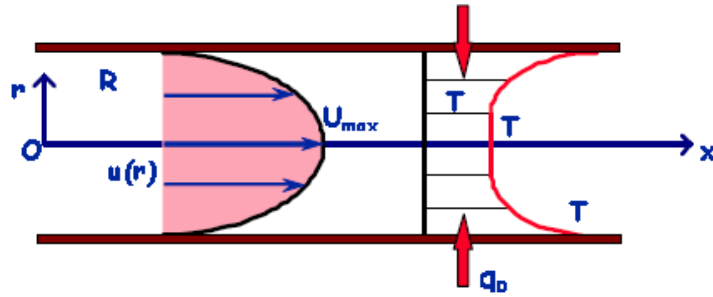


FIGURE 2.2: Schéma montrant le profil de température et de vitesse d'un tube cylindrique chauffé

Dans le cas d'un écoulement laminaire stationnaire et établi avec une chauffe pariétale uniforme et constante, on peut écrire le profil de vitesse et l'équation de la chaleur comme suit [Ozi] :

$$\frac{u(r)}{U_{max}} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \quad (2.1)$$

$$u(r) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{a}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.2)$$

avec  $a$  la diffusivité thermique de l'air.

En supposant le profil thermique développé, cela conduit à dire que l'élévation de température le long de  $x$  est constante :

$$\frac{\partial T}{\partial x} = C_0 \quad (2.3)$$

Donc l'équation à résoudre est :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{C_0 U_{max}}{a} \left( 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right) \quad (2.4)$$

De plus, on a les conditions limites suivantes :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} = -\frac{q_p}{k_f} \quad (2.5)$$

avec  $k_f$  la conductivité de l'air.

dont la solution est :

$$T - T_c = \frac{T^*}{4} \left[ \left( \frac{r}{R} \right)^2 - \frac{1}{4} \left( \frac{r}{R} \right)^4 \right] \quad \text{avec} \quad T^* = \frac{C_o U_{max} R^2}{a} \quad (2.6)$$

Si nous prenons une température axiale d'écoulement similaire à celle du panache, avec une section de conduite identiques au rayon du disque tout en conservant une puissance de chauffe du même ordre, nous obtenons *classiquement* des profils de température représentés sur la figure 2.3.

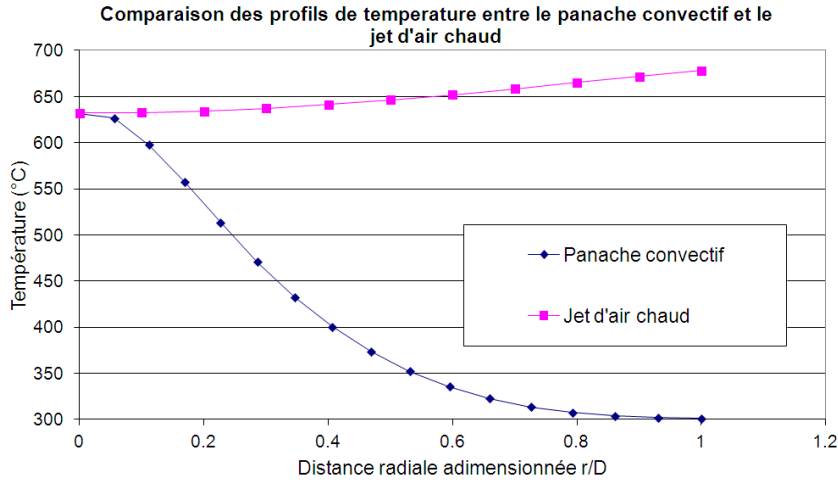


FIGURE 2.3: Comparaison des profils de température entre un jet d'air et un panache convectif

On remarque alors que le profil de température provenant d'une canalisation cylindrique est beaucoup plus aplati que pour le panache convectif. On notera que dans le cas d'air chauffé au préalable et ensuite soufflé par le tuyau, le gradient pour le tube serait alors inversé et régi uniquement par les fuites thermiques via les parois du tube, ce qui sous-entend un plus gros besoin en énergie mais cependant toujours un faible gradient thermique (du fait de la faible conductivité de l'air). Dans le cas d'une canalisation bien isolée, le besoin en énergie serait moindre mais le gradient (radial) serait alors quasiment inexistant. La géométrie la plus adaptée à notre problème était donc celle du **disque horizontal chauffé** qui permettait d'avoir une perturbation aux propriétés axisymétriques et présentant un très fort gradient thermique radial. De plus, par rapport à notre problématique originelle concernant l'effet mirage en laboratoire, un panache convectif correspond tout à fait aux cas observés, bien plus que le jet d'air chaud. Enfin, il était important de noter que l'écoulement pour un disque chaud de 10cm, quelque soit la température, reste laminaire (voir Fig. 1.28 et Eq. (1.74)). Ce choix de 10cm correspond donc à un compromis entre ce qui est disponible techniquement (et simplement) et la limite de transition de régime d'écoulement.

Cependant, un panache convectif, comme nous l'avons vu dans la section 1.6, est très sensible aux perturbations extérieures. En effet, les variations de pressions

dans le panache sont extrêmement faibles, de l'ordre de 1 ou 2 Pa seulement [Cre09]. Il était donc nécessaire de construire une enceinte qui contiendrait alors le disque chauffant et le protégerait des mouvements d'air extérieurs au panache convectif lui-même. Afin de pouvoir réaliser ensuite des mesures optiques de différents types, une enceinte en *plexiglas* a été élaborée avec une section de 40cm par 30cm et une hauteur de 1m (voir Fig. 2.4). Des simulations de l'écoulement réalisées sur Fluent ont permis de vérifier qu'aucun effet de bord ne perturbait l'écoulement pour ces dimensions d'enceinte. Cette dernière est positionnée sur des pieds métalliques permettant de la surélever légèrement, créant ainsi une entrée d'air, nécessaire à la convection naturelle. Nous présenterons dans le prochain paragraphe les caractéristiques du disque chauffant choisi. En effet, avant de commencer les simulations numériques proprement dites, il était important de bien connaître les conditions aux limites imposées par cet équipement.

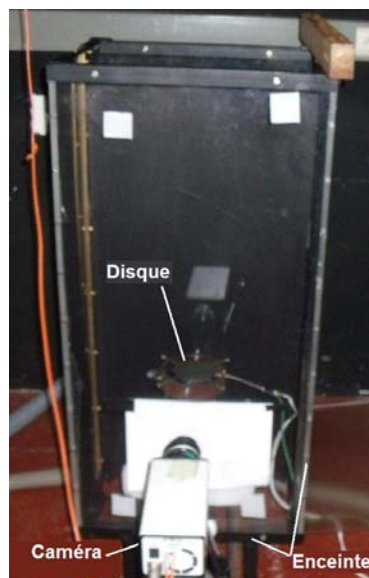


FIGURE 2.4: Photographie de l'enceinte en plexiglas contenant le disque chauffant utilisée pour les expériences

Nous aborderons dans ce qui suit les différentes caractéristiques du disque soit dans un premier temps sa géométrie et ses propriétés puis dans un second temps nous étalonnerons la température de surface de celui-ci à l'aide d'une caméra infra-rouge.

## 2.1.2 Caractéristiques du disque

### 2.1.2.1 Géométrie et propriétés du disque

Les exigences de départ pour les propriétés du disque étaient les suivantes :

- capable d'atteindre les 900°C
- avoir un diamètre maximum de 10cm



Compte tenu des caractéristiques thermiques, le disque mis en place a été fourni (construit spécialement) par la société Thermocoax [HS]. Il a été réalisé en Inconel 600 de 1cm de hauteur et de 9,2cm de diamètre (voir Fig. 2.5), capable d'atteindre 950°C (température limite afin de ne pas détériorer les soudures).

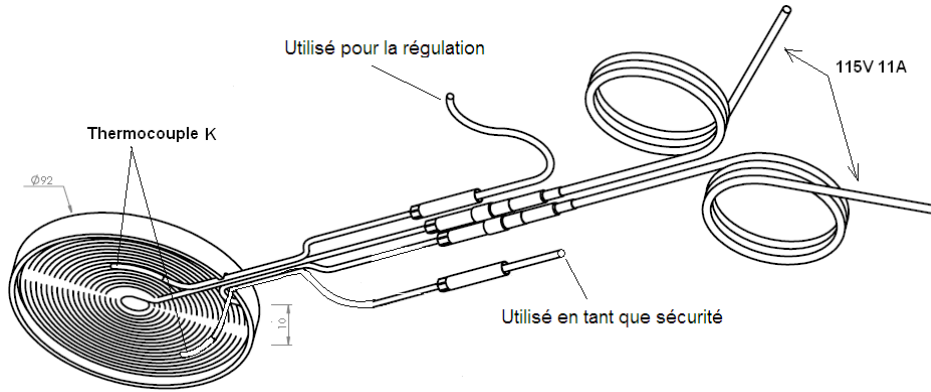
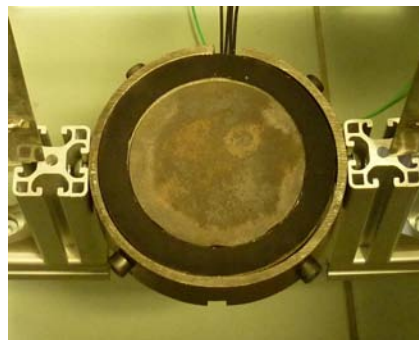


FIGURE 2.5: Schéma de l'équipement chauffant avec son câblage

Ce disque est chauffé par une résistance bobinée qui est brasée sous vide sur sa face inférieure afin de résister aux hautes températures. Deux thermocouples K sont également soudés de la même manière sur la résistance afin de permettre respectivement la régulation de celle-ci et la sécurité du système. La résistance est alimentée par un gradateur Eurotherm 7100A pouvant délivrer 11A sous 115V, soit  $\approx 1250W$ , puissance nécessaire à la résistance pour atteindre 950°C. Le disque a subi certaines évolutions au fur et à mesure que mon travail de thèse avancé. Le disque était tout d'abord non isolé sur la tranche et simplement maintenu dans un large anneau par des vis, puis il a été isolé afin d'obtenir une meilleure homogénéité de surface comme l'illustre la figure 2.6.



(a)



(b)

FIGURE 2.6: (a) Photographie du premier montage du disque (b) Photographie du disque chauffant avec l'isolant

L'isolant est fait de couches successive de papier mica imprégné avec de la résine de silicone sous haute pression et température. Ce procédé permet au matériau d'avoir une faible conductivité ( $0,27 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) et de résister à de hautes températures ( $800^\circ\text{C}$ ).

Certaines des expériences présentées utilisent parfois le montage (a) et d'autres fois le montage (b), dans chacun des cas un étalonnage a donc été fait et les simulations numériques ont toujours été réalisées en accord avec le montage étudié lors de l'expérimentation afin d'avoir une comparaison valable. Nous avons présenté ici seulement un seul étalonnage, étalonnage correspondant au stade le plus avancé du montage (Fig. 2.6(b)).

### 2.1.2.2 Étalonnage du disque

Cette étape primordiale a pour but de vérifier l'homogénéité ainsi que la stabilité de la température de surface du disque, et donc du bon fonctionnement de la régulation. Pour cela nous avons tout d'abord peint le disque et l'isolant à l'aide d'une peinture noire d'émissivité connue ( $\varepsilon \approx 0,96$  dans la bande III voir Fig. 2.7) puis nous avons observé le système chauffant à l'aide d'une caméra infrarouge FLIR SC325 dont les caractéristiques principales sont synthétisées dans le tableau 2.1. Cette étape est illustrée par la figure 2.8.

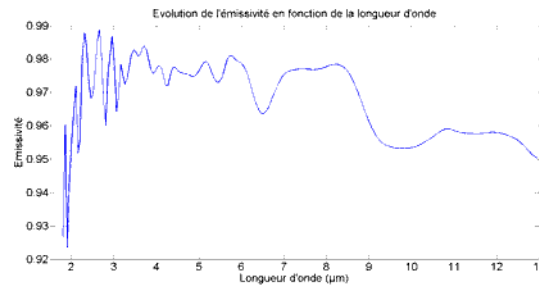


FIGURE 2.7: Evolution de l'émissivité de la peinture en fonction de la longueur d'onde

Type de détecteur	Microbolomètre non refroidi
Bande spectrale	7,5-13,5 $\mu\text{m}$
Plage de température	de $-20^\circ\text{C}$ à $+700^\circ\text{C}$
Résolution spatiale	320×240
Pitch	25 $\mu\text{m}$
DTEB	50mK
Fréquence d'acquisition	60Hz
Distance focale	30mm

TABLEAU 2.1 – Caractéristiques de la caméra infrarouge SC325

Nous avons ensuite fait différents paliers (tous les  $100^\circ\text{C}$ ) et avons observé l'écart-type de la température de surface du disque ainsi que l'écart avec la consigne fixée à l'aide du régulateur. L'augmentation de la température est contrôlé via le ré-

gulateur PID et est fixée à 20°C par minute, après quelques minutes, la température de surface du disque atteint une stabilité temporelle de l'ordre de 0,1°C.

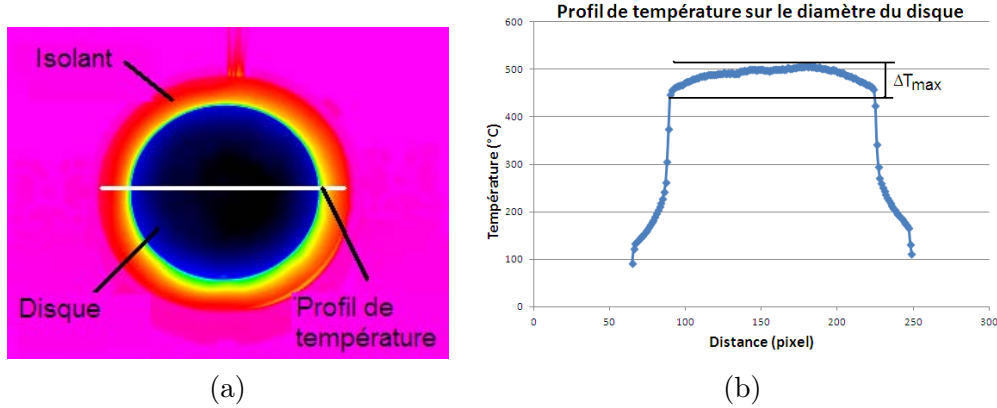


FIGURE 2.8: (a) Thermogramme du disque avec isolant en situation "établie" (consigne 500°C) (b) Profil de température correspondant

Les résultats obtenus à l'aide de la caméra infrarouge allait uniquement jusqu'à 600°C car la peinture déposée ne résistait pas à des températures supérieures. Cependant à l'aide d'une simple interpolation mathématique sur les profils de température, il a été possible d'obtenir des résultats pour des températures supérieures. Nous avons six profils de température (de 100°C à 600°C par pas de 100°C), afin d'obtenir un profil à une température supérieure il a fallu faire une régression linéaire sur chaque pixel des six profils afin d'obtenir  $f(T) = a.T + b$ .

On a ainsi été capable d'obtenir les résultats récapitulés dans le tableau 2.2 et on a pu tracer les données essentielles sur la figure 2.9.

Température de consigne (°C)	100	200	300	400	500	600	700	800
Minimum (°C)	92	178,4	270,8	365,9	455,6	545,8	637,1	727,9
Maximum (°C)	98,3	199,4	302,4	404,3	506,7	607	709,8	811,8
Moyenne (°C)	96,7	194,5	294,2	392,8	490,6	586,7	686,3	784,5
$\Delta T$ Min/Max (°C)	6,3	21	31,6	38,4	51,1	61,2	72,7	83,9
Ecart-type (°C)	1,6	4,7	7,9	10	12,8	15,2	18,2	21
$\Delta T$ Moy/Cons. (°C)	3,3	5,5	5,8	7,2	9,4	9,4	13,3	15,5

TABEAU 2.2 – Propriétés des températures de surface du disque pour différentes températures de consigne

Une fois que nous disposions des profils de température de surface du disque, il a alors été possible de réaliser les différentes simulations numériques avec des conditions limites connues et bien définies. Nous avons pu calculer à l'aide d'outils numériques, tout d'abord d'un point de vue dimensionnel puis énergétique, les erreurs amenées par la présence de la perturbation.

Nous avons choisi de considérer de manière indépendante les aspects dimensionnel et énergétique mais en les abordant de façon relativement similaire. Nous donnons dans un premier temps le principe de la méthode adoptée et nous rentrons

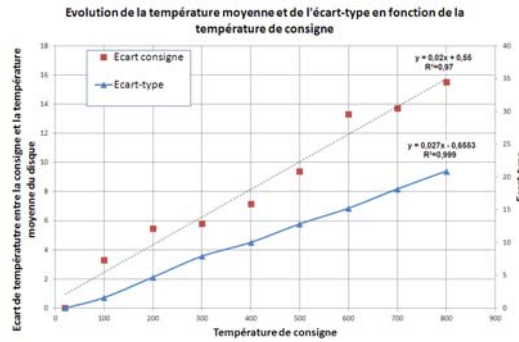


FIGURE 2.9: Evolution de l'écart de température (consigne/moyenne) et de l'écart-type sur la surface du disque en fonction de la température de consigne

ensuite plus en détails dans chaque étape de celle-ci. Le "dénominateur" commun de notre problème est la modélisation de la propagation du rayonnement optique dans un environnement où règne un gradient d'indice de réfraction responsable des effets de déviations des rayons dans le milieu chaud. Pour aborder le traitement de ce problème, nous avons fait appel à un outil de lancer de rayons (couramment appelé par son équivalent anglais : *raytracing*) fonctionnant dans l'environnement Matlab. Cet outil a originalement été développé à l'ICAA pour étudier le chauffage de préformes en polymère [CSLMB11] destinées au procédé d'injection-soufflage de bouteilles. Ce code de lancer de rayons a donc été modifié pour être adapté à notre étude, c'est à dire aux calculs de trajets optiques dans un milieu d'indice de réfraction non homogène ce qui n'était pas le cas avant. Il a permis d'obtenir les champs de déplacements et de densités induits par la présence de la perturbation.

Il était donc nécessaire dans un premier temps de trouver un moyen d'implémenter dans le code de lancer de rayons le champ d'indices de réfraction correspondant à la perturbation que l'on souhaitait étudier, ici le panache convectif issu d'un disque chauffé. Comme nous l'avons montré dans le chapitre 1 section 1.1.2, la loi de Gladstone-Dale relie, pour une longueur d'onde donnée, l'indice de réfraction à la température (Eq. (1.5)). Il a suffi donc d'abord de trouver le champ de températures, afin d'en déduire à l'aide de cette loi le champ d'indices de réfraction correspondant à la longueur d'onde étudiée. Le champ de températures a été obtenu à l'aide de calculs en dynamique des fluides et thermique réalisés au moyen d'un logiciel dédié à cet effet : ANSYS Fluent [Flu]. Nous avons choisi d'utiliser ANSYS Fluent car c'était un outil disponible d'une part à l'institut von Karman et que ce logiciel propose de très bonnes capacités pour résoudre les équations d'énergie et de mouvements impliquées dans notre problématique (panache convectif). Le séquençage des différentes étapes de modélisation adopté dans notre étude est décrit par l'organigramme suivant (Fig. 2.10).

Nous allons donc présenter ci-après l'outil de CFD utilisé, accompagnés de ses validations. Les résultats obtenus par la jonction des deux outils (CFD et lancer de rayons), c'est à dire *les champs de déplacements et de densités*, constitueront le

Chapitre 4.

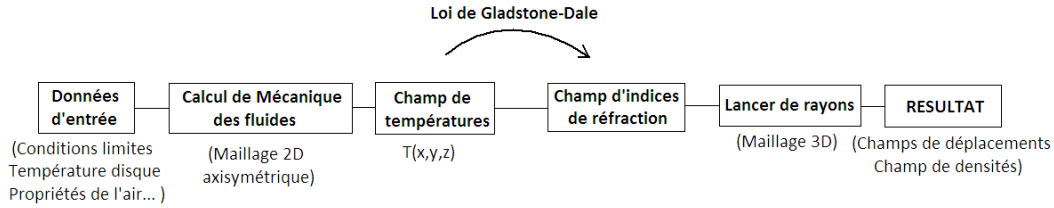


FIGURE 2.10: Diagramme montrant les étapes principales de la méthode numérique adoptée

## 2.2 Champ de températures dans un panache convectif : ANSYS Fluent

Le logiciel ANSYS Fluent intègre les outils fondamentaux pour la modélisation physique nécessaire aux :

- simulations d'écoulement, turbulent et laminaire,
- transfert de chaleur,
- réactions chimiques.

Le champ d'application du logiciel est très large, allant

- de l'écoulement au-dessus d'une aile d'avion à la combustion dans un four,
- de la construction de semi-conducteur à l'écoulement sanguin.

Dans notre cas nous nous sommes contentés d'utiliser celui-ci afin de résoudre les équations de thermique et d'écoulement du fluide, c'est à dire la convection naturelle. Nous allons voir maintenant les paramètres régissant le calcul, les conditions limites, le maillage et les résultats obtenus.

### 2.2.1 Paramètres, maillage et résultats

Pour résoudre l'équation thermo-aéraulique nous concernant, nous avons utilisé le solveur "*Pressure Based*" avec une formulation *couplée implicite*. Cette formulation dite "*implicite*" permet en quelque sorte de résoudre toutes les variables dans toutes les cellules en même temps, en opposition avec "*l'explicite*" qui résout plutôt toutes les variables d'une cellule, une cellule après l'autre. De plus, la résolution des gradients des variables a été faite à l'aide du *théorème de Green-Gauss* (moyenne arithmétique des valeurs des cellules voisines) entre les différentes cellules (et non entre nœuds). L'écoulement a été supposé au régime "*établi*" et *laminaire*. Enfin, nous avons choisi une géométrie *axisymétrique* afin de faciliter au maximum la création du maillage et la simulation tout en gagnant en temps de calcul. Pour ce qui concerne les propriétés thermophysiques de l'air, nous avons utilisé les valeurs exactes illustrées dans la section 1.4.2 que nous avons paramétrées manuellement dans Fluent pour différentes températures (tous les 50°C). Fluent fait donc une simple extrapolation linéaire entre chaque valeur exacte fournie. A noter que l'air

a été considéré comme un gaz parfait et que la masse volumique de ce-dernier est régie par l'Eq. (E.1) (l'erreur moyenne faite sur la plage de température considérée du fait de cette approximation reste inférieure à 0,16%).

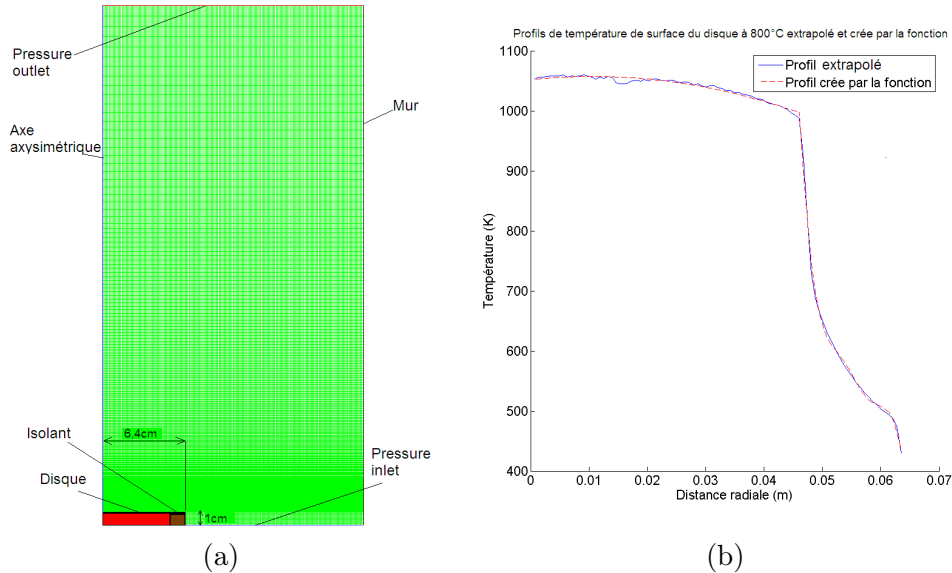


FIGURE 2.11: (a) Maillage du domaine et conditions limites utilisées (b) Profil type inséré dans les conditions limites du disque et de l'isolant (consigne à 500°C)

Le maillage a été réalisé à l'aide du logiciel ANSYS Gambit. La taille de domaine choisie est suffisamment grande (50cm en largeur  $\times$  100cm en hauteur) pour éviter tout effet de bord. Pour nous en assurer, nous avons cependant fait des simulations avec un domaine beaucoup plus important et vérifié que les résultats étaient identiques ( $< 0,01\%$ ). La discrétisation du domaine a été fixée à 300 nœuds sur la verticale et 200 sur le rayon avec une diminution progressive de la taille des cellules proches du disque (Fig. 2.11(a)). Les conditions limites ont été fixées de la façon suivante : axe axisymétrique au centre du disque, entrée et sortie de l'air par variation de pression respectivement en bas et en haut du domaine, mur sur la partie verticale restante du domaine (correspondant à l'enceinte) et enfin profils de températures obtenus lors de l'étalonnage pour le disque et l'isolant (Fig. 2.8). Le profil de température mesuré par la caméra infrarouge a été approximé par un polynôme de quatrième, cinquième ordre ou plus si besoin à l'aide de Matlab afin d'être intégré dans Fluent. La figure 2.11(b) montre que l'approximation obtenue est très bonne. Dans ces conditions, nous avons obtenu un champ de températures au-dessus du disque présenté sur la figure 2.12.

Comme on l'avait décrit dans la section 1.4.1.3.b, le panache s'élève au-dessus du disque, centré sur son axe de symétrie. On note que le diamètre du panache diminue progressivement avec la hauteur, ce qui se traduit physiquement par une accélération de l'écoulement (conservation de la quantité d'énergie). De plus, on remarque que le gradient de température dans le panache devient vite majoritairement horizontal.

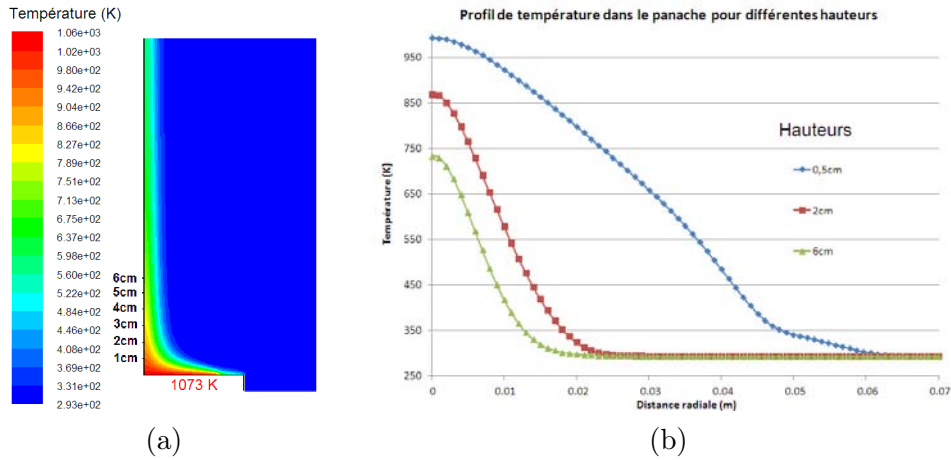


FIGURE 2.12: (a) Champ de températures (a) et ses profils associés à différentes hauteurs (b) obtenus avec Fluent pour une consigne à 800°C

Comme on peut le voir sur la figure 2.12(b), le gradient de température à 0,5cm au-dessus du disque est déjà essentiellement radial. On peut donc s’attendre à obtenir un déplacement surtout horizontal induit par la perturbation.

L’étape suivante est la validation des résultats Fluent à l’aide de différentes expérimentations faites sur la panache thermique produit par le disque.

## 2.2.2 Validation de FLUENT

Cette partie est consacrée à la validation des résultats Fluent. Pour cela des essais ont été réalisées afin d’obtenir de façon expérimentale des mesures de la vitesse et de la température au sein du panache que l’on a pu alors comparer aux résultats Fluent.

### 2.2.2.1 Champ de vitesses

Cette partie a pour objet de valider un premier volet des calculs Fluent : les aspects dynamiques du problème. Les vitesses calculées numériquement ont été comparées avec celles mesurées. Pour cela deux méthodes différentes ont été utilisées, la *vélocimétrie par image de particules* couramment appelée *PIV* venant de l’anglais *Particule Image Velocimetry*, et la méthode de *vélocimétrie par laser Doppler* appelée *LDV* pour *Laser Doppler Velocimetry*. Ces deux méthodes ont été associées dans un cadre complémentaire comme on va le voir dans ce qui suit.

#### 2.2.2.1.a Vélocimètre par image de particules (PIV)

La PIV (cf. Sec. 1.1.3.6) est une méthode permettant d’obtenir *le champ de vitesses instantanées* en mesurant la vitesse de déplacement de particules au sein de l’écoulement, particules non présentes usuellement dans un écoulement convectif. La première étape a donc consisté à réaliser un ensemencement homogène des particules

et perturbant au minimum l'écoulement du panache. Cet ensemencement a été réalisé à l'aide d'équipement dédiés à cet effet. Dans notre cas, les particules utilisées étaient des particules d'huile. Pour faire en sorte de créer des particules d'huile homogènes, le générateur de particules comprend un régulateur de température qui régule une plaque chauffante dont la température était fixée à 180°C (Fig. 2.13).

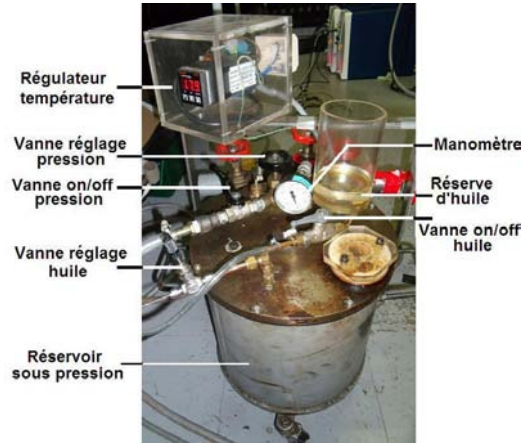


FIGURE 2.13: Générateur de particules

Cette plaque chauffante est contenue dans un réservoir sous pression ( $\approx 1,5\text{bar}$ ), volume où la "fumée" a été créée. Un réservoir d'huile laisse échapper de façon homogène de petites gouttes d'huile sur la plaque chaude, gouttes qui, au contact de la plaque, se vaporisent en très fines gouttelettes d'huile. La taille de ces particules va dépendre du générateur utilisé, de l'huile employée, de la température de la plaque et enfin du débit (et donc de la pression imposée). Dans notre cas, selon les résultats expérimentaux de l'IVK, la taille des particules était comprise entre  $1\ \mu\text{m}$  et  $5\ \mu\text{m}$ . On a alors pu vérifier dès maintenant si le temps de réponse des particules était suffisamment court pour les assimiler à l'équilibre avec la vitesse de l'écoulement. D'après les équations de trainée de Stokes, la loi régissant l'établissement de la vitesse d'une particule est donnée par la relation suivante [RWWK07] :

$$U_p(t) = U \left[ 1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right] \quad (2.7)$$

avec

$U_p$  vitesse de la particule ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ )

$U$  vitesse du fluide ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ )

$\tau_s$  temps de relaxation donné par :

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (2.8)$$

$d_p$  diamètre de la particule ( $\approx 3\ \mu\text{m}$ , il s'agit ici d'une moyenne des tailles)

$\rho_p$  masse volumique de la particule ( $\approx 900\ \text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ )



$\mu$  viscosité dynamique du fluide ( $\approx 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )

On a obtenu dans notre cas une valeur du temps de relaxation de  $\tau_s \approx 1,8 \cdot 10^{-5}$  secondes et donc un temps d'établissement de la vitesse d'une particule représenté par la figure 2.14.

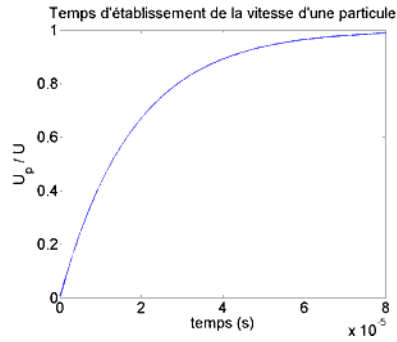


FIGURE 2.14: Temps de d'établissement de la vitesse d'une des particules utilisées

Dans un fluide en accélération (comme c'est le cas ici), les équations de trainée de Stokes ne sont pas applicables. Les équations du mouvement de la particule sont bien plus complexes à résoudre, et la solution n'est plus une simple décroissance exponentielle de la vitesse. Néanmoins,  $\tau_s$  reste un outil tout à fait convenable pour connaître la tendance du temps de réponse. La figure 2.14 illustre clairement que le temps de mise en équilibre de la particule avec l'écoulement est extrêmement court, de l'ordre de 0,1 milliseconde. *Il est donc toujours considéré dans nos travaux expérimentaux que la vitesse de la particule mesurée était bel et bien la vitesse du fluide en mouvement.* Les particules pour l'ensemencement du fluide ayant été définies, il était important ensuite de les introduire dans l'écoulement sans perturber celui-ci. Comme expliqué dans la section 2.1.1, le disque chauffant est positionné au sein d'une enceinte en plexiglas illustrée à la figure 2.15.

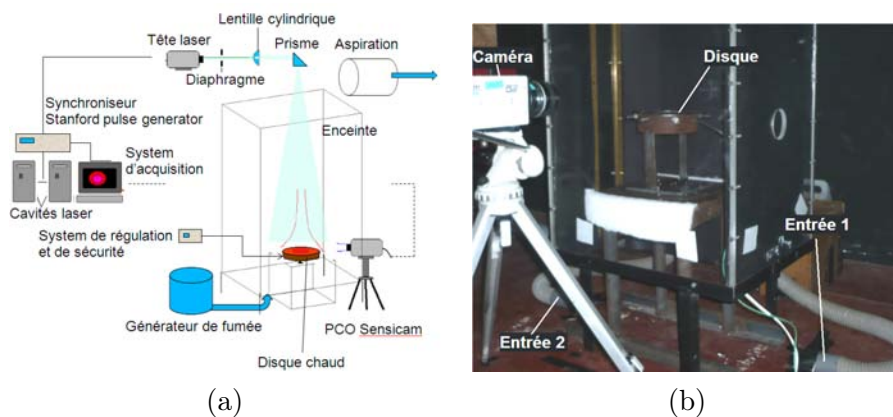


FIGURE 2.15: (a) Schéma de la première installation utilisée pour la méthode de PIV, (b) Photographie de la 2<sup>ème</sup> installation

Il a donc fallu créer une fumée homogène entraînée naturellement par la convection naturelle autour et au-dessus du disque chaud. Après le test de différentes configurations non concluantes (ensemencement à une entrée Fig. 2.15(a) et à deux entrées (b)) du fait d'une trop grande perturbation, une troisième technique concluante a été élaborée (voir Fig. 2.16).

Cette technique, permettant à la fois un ensemencement homogène et une perturbation moindre du panache par l'entrée de fumée, fut la combinaison d'un "réservoir" à la base de l'enceinte (Fig. 2.16(a)), la mise en place d'un nid d'abeille à l'intérieur de l'enceinte (Fig. 2.16(b)) et comme dans le montage précédent, l'utilisation d'une double entrée de fumée, afin de ne pas créer un écoulement privilégié du panache.

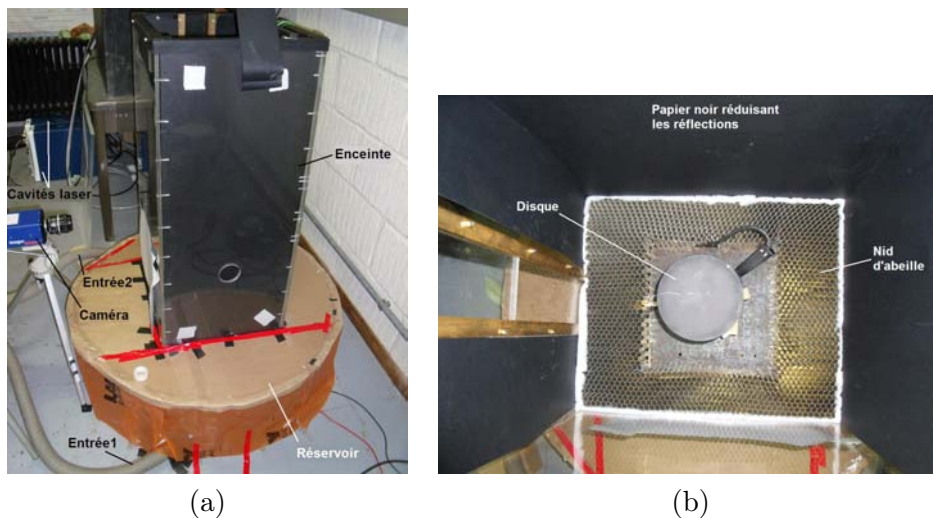


FIGURE 2.16: Photographie de l'expérience finale avec le réservoir (a), Photographie de l'intérieur de l'enceinte équipée du nid d'abeille (b)

Cette installation nous a alors permis d'obtenir l'homogénéité souhaitée au sein de l'écoulement sans engendrer de perturbations significatives du panache convectif.

La dernière étape a consisté ensuite à la mise en place du laser, de son équipement optique (lentilles, prisme, diaphragme), de la caméra et du synchroniseur. Comme nous l'avons expliqué, le principe est d'illuminer les particules introduites dans le fluide par deux flashes successifs ; les particules ainsi illuminées vont diffuser la lumière dans toutes les directions, dont celle de la caméra, qui acquièrent alors les deux images correspondant aux deux flashes lasers. Pour créer ces flashes laser, nous disposons d'un système de Mini-Yag lasers Twins BSL200 CFR300 fonctionnant à 532nm, fournissant chacun une énergie de 200mJ, une durée d'impulsion de 8ns et pouvant fonctionner jusqu'à 15Hz. La création des deux impulsions lasers est réalisée dans deux cavités laser bien distinctes, contenant chacune leur propre lampe. C'est la tête laser qui permet de faire en sorte d'avoir une seule sortie laser pour deux cavités différentes (voir Fig. 2.15). A la sortie de la tête laser, une série d'équipement optique sont positionnés afin d'obtenir la nappe laser souhaitée, c'est

à dire la plus fine possible et frappant la zone d'intérêt, ici le diamètre du disque (et d'être perpendiculaire à l'axe d'observation de la caméra), comme le montre la figure 2.15(a) et 2.17(a) : on a placé tout d'abord un diaphragme permettant d'affiner le diamètre du faisceau laser. Viens ensuite une lentille permettant de focaliser le laser à la distance voulue, soit au niveau de la surface du disque, après quoi une lentille cylindrique est positionnée afin d'élargir le faisceau laser en nappe laser. Enfin, un prisme à angle droit permettant la réflexion à 90° de la nappe laser est placée, dirigeant ainsi la nappe laser vers le bas, droit sur le diamètre du disque (Fig. 2.17(a)). La caméra PCO Sensicam (1280×1024 pixels) observant la zone d'intérêt à travers l'enceinte de plexiglas est synchronisée avec la système laser à l'aide d'un générateur d'impulsion Stanford DG535 Digital. Le synchroniseur permet d'acquérir les images uniquement en présence du flash laser, mais compte tenu des différents retards internes aux lasers et à la caméra, cette étape n'est pas toujours évidente.

Il a été nécessaire ensuite de définir le temps  $\Delta t$  que l'on souhaitait avoir entre les deux flashes lasers. Ce temps était directement lié à la vitesse  $U$ , a priori estimée, de l'écoulement et du déplacement  $\Delta s$  de la particule égal à :

$$\Delta s = \frac{\Delta t}{U} \quad (2.9)$$

Cette distance  $\Delta s$  parcourue par la particule dans le champ de vision de la caméra a une valeur optimale. En effet, si la distance parcourue (en pixels par exemple) est trop faible alors l'erreur sur la mesure est grande, en revanche si la distance est trop grande alors les algorithmes de corrélation ne fonctionnent plus. La valeur du déplacement optimum pour le logiciel de corrélation utilisé pour la PIV a été défini à 8 pixels [Hor10] quelque soit le champ de vue de la caméra. Ainsi dans notre cas, en sachant que la caméra a été équipée d'un objectif d'une distance focale de 55mm (1 pixel = 0,08mm dans notre cas), l'écart  $\Delta t$  entre les deux flash a été défini à 6ms.

Le système présenté précédemment a permis d'obtenir lors de nos travaux des images (allant toujours par paires) telle que celle représentée par la figure 2.17(b) où on peut voir une partie du disque et les particules illuminés au-dessus de celui-ci.

Les paires d'images enregistrées par la caméra ont été traitées à l'aide d'un logiciel de corrélation croisée développé au sein de l'institut von Karman et appelé WIDIM (Window Displacement Iterative Multigrid) [SR99]. WIDIM, comme son nom l'indique, utilise au cours de la corrélation croisée le déplacement des fenêtres d'interrogation d'une part mais aussi des itérations sur la taille de cette fenêtre d'interrogation afin d'affiner les résultats. La corrélation croisée (corrélation entre une paire d'images) est un outil mathématique souvent utilisé en analyse d'image [BOR11]. C'est la corrélation d'un signal par lui-même ou autocorrélation en traitement du signal. Il permet de détecter, par exemple, un signal périodique perturbé par beaucoup de bruit. Au début du procédé d'interrogation, les informations sur la structure de l'écoulement sont supposées indisponibles et la première prédiction est fixée uniformément à zéro. Après cette première itération, les résultats obtenus

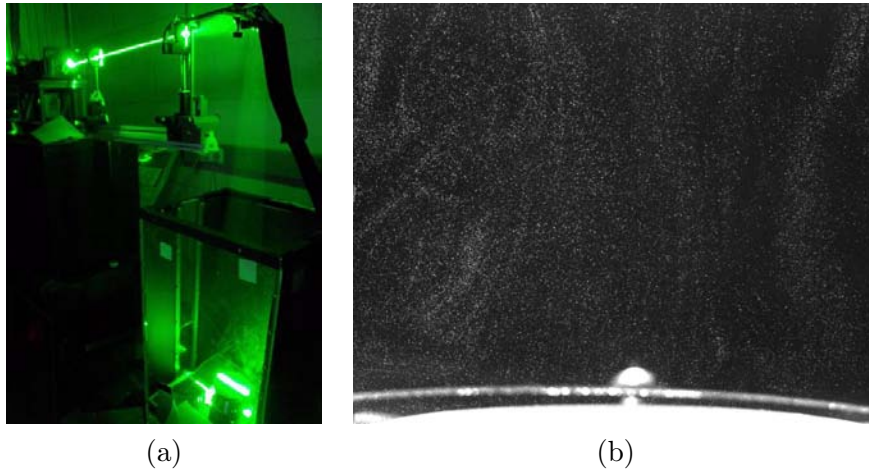


FIGURE 2.17: (a) Photographie de l'expérience lors d'un flash laser, (b) Exemple typique d'image acquise

servent de base pour l'interrogation suivante (Fig. 2.18). Le découpage des fenêtres est affiné (dans les deux directions) et les prédictions sur le mouvement appliquées à chaque fenêtre, les images peuvent alors être interrogées avec une meilleure résolution. La résolution spatiale de cette méthode est de l'ordre de 0,1 pixel.

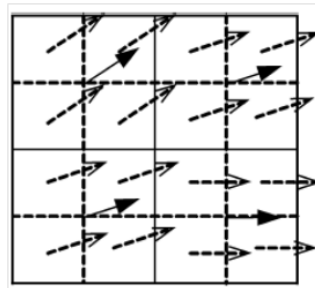


FIGURE 2.18: Utilisation de la première itération (flèches et lignes pleines) pour construire une meilleure prédiction (flèches et lignes pointillées)

A l'aide de ce logiciel et des paires d'image obtenues avec l'installation présentée, une série de champs de vitesses a pu être obtenue (un champ de vitesses par paire d'images analysée). Du fait d'un souci d'évaporation des particules d'huile trop proches du disque, la température de consigne du disque a été fixée à  $140^{\circ}\text{C}$ . La figure 2.19 présente les champs de vitesses obtenus numériquement avec Fluent et expérimentalement (moyenne de 30 images).

Les résultats obtenus expérimentalement par PIV ont permis de mettre en évidence dans un premier temps la similarité de structure du champ de vitesses comme on peut le voir sur la figure 2.19. Cependant, si on prend la valeur d'un point précis de ce champs de vitesse pour les deux types de résultats, par exemple à  $6\text{cm}$  au-dessus du centre du disque, on trouve alors des valeurs relativement différentes :  $0,47\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour le résultat numérique et  $0,32\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour le résultat expérimental.

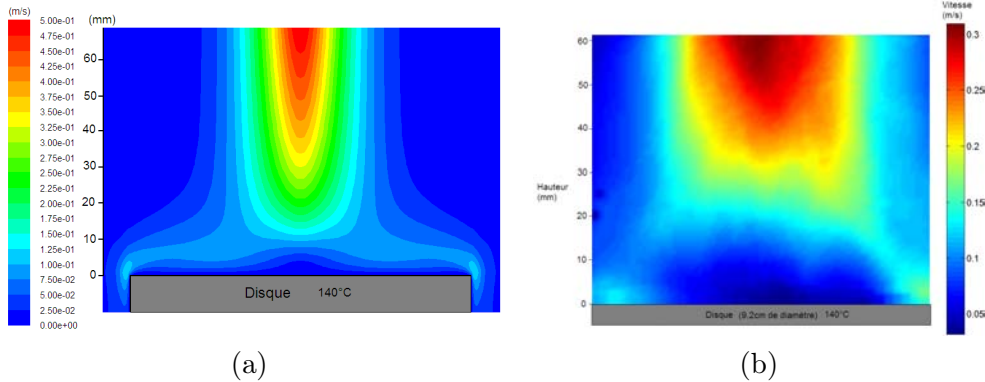


FIGURE 2.19: (a) Champ de vitesses numérique obtenu avec Fluent, (b) Champ de vitesses expérimental obtenu par PIV (moyenne de 30 images)

Cette différence est en fait due à l'utilisation de résultats moyennés (30 images dans notre cas) et non instantanés. En effet, le panache n'étant pas *complètement* stable, les valeurs maximales de la vitesse se déplacent légèrement avec lui et donc un moyennage entraîne inévitablement une diminution de ces valeurs maximales. Rappelons que les résultats obtenus avec Fluent (que ce soit d'un point de vue énergétique ou dynamique) correspondent aux valeurs *maximales* que le panache peut atteindre en température et vitesse car le panache "numérique" est idéalisé, donc sans perturbation. Afin de permettre une comparaison des valeurs, il est possible de relever la valeur maximale obtenue sur le temps de mesure complet ou bien prendre le maximum de chaque paire d'images (6cm au-dessus du disque) et faire une moyenne de ces maximums.

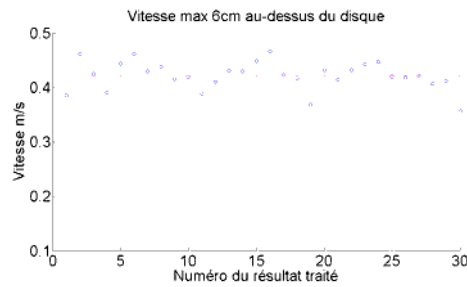


FIGURE 2.20: Vitesse maximale expérimentale obtenue 6cm au-dessus du disque (la ligne horizontale représente la moyenne)

La figure 2.20 représente la vitesse maximale à la hauteur de 6cm au-dessus du disque pour chaque paire d'images. La vitesse maximale relevée est de  $0,465m.s^{-1}$  et la moyenne des maxima est de  $0,422m.s^{-1}$ , soit une erreur respective avec les résultats obtenus avec Fluent de 1% et 10%, nous permettant de statuer sur *le bon accord des résultats expérimentaux avec les résultats numériques*. La recherche du maximum instantané sur tous les points de mesure a permis de se rapprocher au plus près du type de résultats et calculs effectués dans ce cas par Fluent (panache

idéalisé).

Le grand avantage des résultats obtenus avec la PIV, outre le fait de leur précision, est leur caractère 2D. En effet, cette méthode montre la cartographie des vitesses dans leur ensemble et peut ainsi permettre (à l'aide d'une image moyennée) de comparer qualitativement les champs numériques et mesurés. En revanche, cette méthode n'est pas "instantanée" et nécessite un traitement des images afin de visualiser des résultats. De plus, il est de première importance d'avoir un ensemencement homogène sur le champ de vue étudié afin d'éviter les zones de non corrélation.

Afin de compléter les résultats acquis par la PIV, une méthode de mesure de vitesse plus directe a été mise en place, la vélocimétrie par laser Doppler.

### 2.2.2.1.b Vélocimètre par laser Doppler (LDV)

Cette méthode, détaillée dans la section 1.1.3.5, est capable de mesurer la vitesse en continue et de façon *instantanée localement*, elle nous a ainsi permis de faire des mesures en un point fixe au-dessus du disque et de détecter les valeurs de vitesses maximales, ceci pour différentes températures de consigne du disque. L'avantage de cette technique est que dans notre cas (recherche de la vitesse maximale de l'écoulement) il n'est pas nécessaire d'avoir un ensemencement obligatoirement homogène dans l'écoulement ; à partir du moment où une particule traverse la zone de mesure, une vitesse peut être mesurée.

Pour réaliser cette expérience, nous avons utilisé un montage existant à l'IVK. Ce montage est équipé d'un laser fonctionnant à 632,8 nm, c'est à dire un laser Hélium-Néon (important pour la largeur interfrange) et d'un système "D0-78-3A Doppler processor" (Fig. 2.21(a)) accompagné de son filtre passe bande "D0-751-2" tous deux développés par l'IVK.

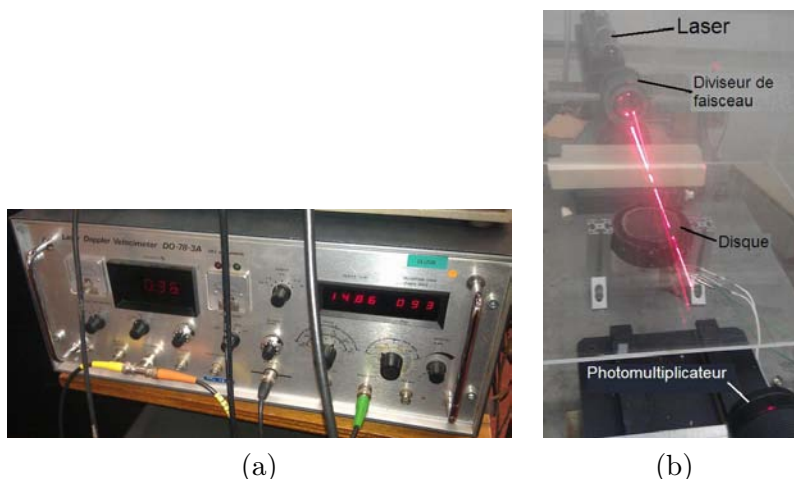


FIGURE 2.21: (a) Le processeur Doppler utilisé,(b) Photographie du montage de LDV et du disque

La zone de mesure (croisement des deux faisceaux laser) a été positionnée au-

dessus du centre du disque et le photomultiplicateur a été très précisément aligné avec le point de mesure. La hauteur du point de mesure dans notre cas a été fixée exactement à 6,8cm au-dessus du disque.

La première méthode consistant à remplir l'enceinte en plexiglas de fumée (voir Fig. 2.21(b)) n'a pas permis d'obtenir de résultats fiables. Du fait d'une large épaisseur de fumée entre le point de mesure et le photomultiplicateur, le rayonnement diffusé par les particules au niveau des interfranges se retrouve fortement diffusé au sein du milieu, ce qui a pour résultat un rapport signal/bruit trop faible.

La méthode finale a consisté à déposer directement sur le disque chaud ( $> 150^{\circ}\text{C}$ ) des gouttes d'huile afin de la vaporiser directement sur sa surface. L'ensemencement de l'écoulement bien que non homogène spatialement comme temporellement a permis malgré tout d'obtenir des vitesses de panache pour différentes températures de disque (voir Fig. 2.22)

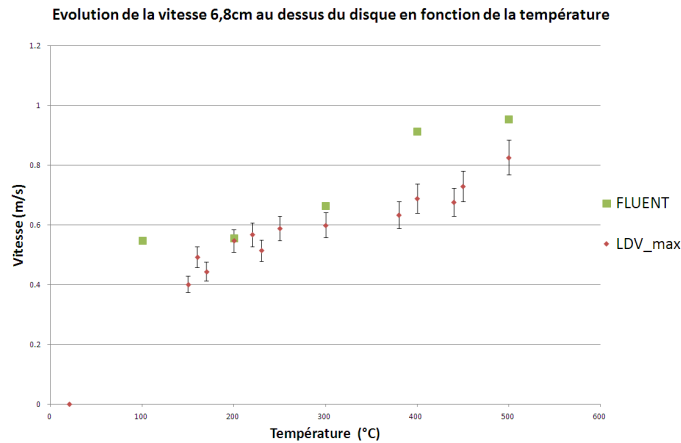


FIGURE 2.22: Comparaison entre les vitesses de panache prédites par Fluent et mesurées par LDV en fonction de la température de disque

Comme nous l'avons précisé plus haut, les valeurs obtenues par LDV sont les valeurs de vitesses maximales. La figure 2.22 permet ainsi de mettre en évidence des valeurs prédites et mesurées en accord puisqu'on obtient une erreur moyenne sur les points correspondant à une température de disque inférieure à  $400^{\circ}\text{C}$  autour de 5% et entre 10 et 20% pour des températures de disque supérieures.

La conclusion de cette partie est donc *la validité des résultats Fluent d'un point de vue dynamique*, il restait cependant l'aspect énergétique de la simulation à valider ; ceci est détaillé dans le paragraphe suivant.

### 2.2.2.2 Champ de températures

Une approche expérimentale pour la mesure du champ de température dans le panache a été menée à l'aide de deux méthodes différentes. Dans un premier temps, la mesure a été réalisée avec un thermocouple déplacé de façon précise au sein du panache, ceci nous donnant des valeurs ponctuelles sur la température du

panache. Dans un second temps, une méthode thermographique a été mise en place, permettant l'obtention cette fois-ci d'un champ 2D de la température au sein du panache.

### 2.2.2.2.a Thermocouple

La méthode que nous avons adoptée a été tout d'abord de mesurer la température d'une façon ponctuelle au centre du panache à une hauteur donnée. Cette mesure rapide à réaliser avait pour objectif de donner une première validation des résultats énergétiques obtenus par Fluent. Nous avons donc positionné un thermocouple gainé de type K (de diamètre extérieur de  $300\mu\text{m}$ ) de façon à mesurer la température au centre du panache à une hauteur de 10cm. Dans ces conditions, le thermocouple immergé dans l'écoulement prend une température d'équilibre régit par les apports énergétiques de la convection et du rayonnement du disque et les pertes par conduction et rayonnement du thermocouple (voir Fig. 2.23). Un bilan thermique sur le thermocouple a donc dû être réalisé afin de connaître l'écart de température entre la température mesurée (c'est à dire la température d'équilibre) et la température du fluide en mouvement.

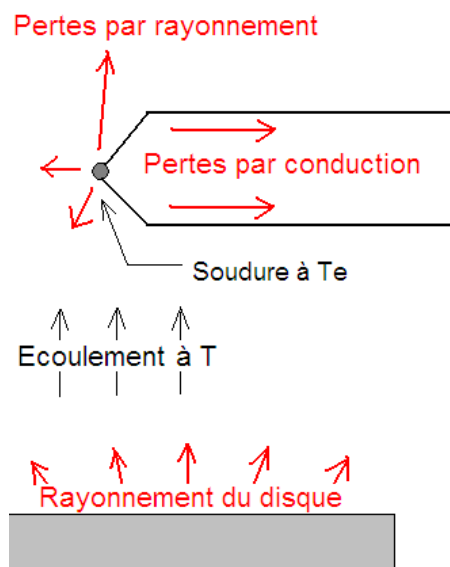


FIGURE 2.23: Illustration du bilan thermique d'un thermocouple dans un écoulement

### Bilan thermique sur un thermocouple dans un panache

- Pertes par conduction :

Le thermocouple se comporte dans le fluide comme une ailette, avec une partie  $L$  immergée et une autre partie dans l'air ambiant. La longueur  $L$  n'est pas connue, elle dépend des effets conductifs dans le modèle. Pour une première approximation,



on prendra donc la largeur  $L$  correspondant à la distance à laquelle la température retombe à l'ambient selon les calculs Fluent. Comme on ne connaît pas le diamètre des fils on fait une hypothèse en approximant le diamètre des deux fils à un diamètre  $d$  de  $100\mu\text{m}$  d'après le diamètre de gaine de  $300\mu\text{m}$ . Le flux perdu par conduction est alors :

$$\Phi_C = 2 \frac{k_c S_c}{L} (T_e - T_{amb}) \quad (2.10)$$

avec

$k_c$  conductivité thermique du fil de thermocouple

$S_c = \pi \frac{d^2}{4}$  section

- Pertes par rayonnement :

La soudure, assimilée à une sphère de diamètre  $D$  de  $300\mu\text{m}$ , en plus de subir des pertes par conductions, échange par rayonnement avec l'environnement :

$$\Phi_R = \varepsilon S_t \sigma (T_e^4 - T_{env}^4) \quad (2.11)$$

avec

$\varepsilon$  émissivité du thermocouple

$\sigma$  constante de Stefan-Boltzmann

$S_t$  surface de la sphère (soudure)

- Apport par convection :

L'essentiel du flux entrant au niveau du thermocouple est dans notre cas un apport amené par la convection au sein du panache à  $T$ .

$$\Phi_{Conv} = \bar{h} S_t (T - T_e) \quad (2.12)$$

avec

$\bar{h}$  coefficient d'échange convectif moyen ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ )

Le coefficient d'échange moyen a été déduit du nombre de Nusselt (Eq.(1.63)) en prenant comme longueur caractéristiques le diamètre  $D$  de la sphère (soudure). On a choisi ici d'utiliser la corrélation de Katsnel'son et Timofeyeva [Jak66] pour une sphère placée dans un écoulement et valable quelque soit le nombre de Reynolds :

$$Nu_D = 2 + 0,03 Pr^{0,33} \cdot Re_D^{0,34} + 0,35 Pr^{0,36} \cdot Re_D^{0,58} \quad (2.13)$$

et donc

$$\bar{h} = \frac{k_a}{D} Nu_D \quad (2.14)$$

avec

$k_a$  conductivité thermique de l'air

- Apport par rayonnement :

Cet apport par rayonnement bien que relativement faible à basse température peu cependant devenir non négligeable pour de hautes température ( $>500^{\circ}\text{C}$ ). Il se calcule par la formule suivante.

$$\Phi_{Ray} = S_{disque}\varepsilon_{disque}F\sigma(T_{disque} - T_e) \quad (2.15)$$

avec

$S_{disque}$  surface du disque ( $D=0,092\text{m}$ )

$\varepsilon_{disque}$  émissivité du disque ( $\approx 0,91$ )

$F$  facteur de forme entre le disque et le thermocouple. En considérant que la soudure du thermocouple est très petite devant le disque  $F$  se calcule, pour une hauteur  $h$  au-dessus d'un disque de rayon  $R$  :

$$F = \frac{1}{\pi} \frac{1}{R^2 + h^2} \cdot S_t \quad (2.16)$$

Le bilan thermique du thermocouple peut donc s'écrire :

$$\frac{k_a}{D} Nu_D (T - T_e) \cdot S_t + S_{disque} \varepsilon_{disque} \frac{1}{\pi} \frac{1}{R^2 + h^2} \cdot S_t \sigma (T_{disque} - T_e) = \varepsilon S_t \sigma (T_e^4 - T_{env}^4) + \frac{2k_c S_c}{L} (T_e - T_{amb}) \quad (2.17)$$

avec ici  $T_{env}=T_{amb}$ .

Résoudre cette équation revient à résoudre la fonction  $f(T_e)$  de façon à ce qu'elle soit égale 0 :

$$f(T_e) = \frac{k_a}{D} Nu_D (T - T_e) + S_{disque} \varepsilon_{disque} \frac{1}{\pi} \frac{1}{R^2 + h^2} \sigma (T_{disque} - T_e) - \varepsilon \sigma (T_e^4 - T_{env}^4) + \frac{2k_c S_c}{S_t \cdot L} (T_e - T_{amb}) = 0 \quad (2.18)$$

Nous avons pris :

- les données de l'acier oxydé pour  $\varepsilon$  de 0,8 (la surface rayonnante étant très petite, l'émissivité ne joue qu'un rôle secondaire dans le bilan thermique).
- les données de l'air sont prises dans la littérature [Whi88]
- $L$  est la distance entre le centre du panache et la température ambiante (pour une température de disque donnée) : déduit des résultats Fluent
- $k_c$  est la conductivité thermique moyenne calculée en considérant un fil en chromel ( $19 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ) et un fil en alumel ( $31 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ).

Le tableau suivant donne le résultat des calculs afin d’obtenir le coefficient d’échange. Les vitesses au centre du panache ( $r=0$ ) pour le calcul du nombre de Reynolds sont celles données par la simulation Fluent.

Température de consigne (K)	Vitesse à $r=0$ (m/s)	$Re_D$	$Pr$	$\bar{h}(W.m^{-2}.K^{-1})$
400	0,66	12,5	0,69	178,31
600	0,762	7,23	0,685	205,45
800	1,11	6,634	0,709	243,58
1100	1,52	5,35	0,727	271,3

TABLEAU 2.3 – Évolution des nombres adimensionnels et du coefficient d’échange avec la température du disque

Connaissant maintenant toutes les données de l’équation (2.18), il est possible de mesurer la température d’équilibre du thermocouple pour différentes températures de disque et de tracer l’écart de température entre la température  $T$  de l’air dans l’écoulement et la température d’équilibre  $T_e$  (voir Fig. 2.24).

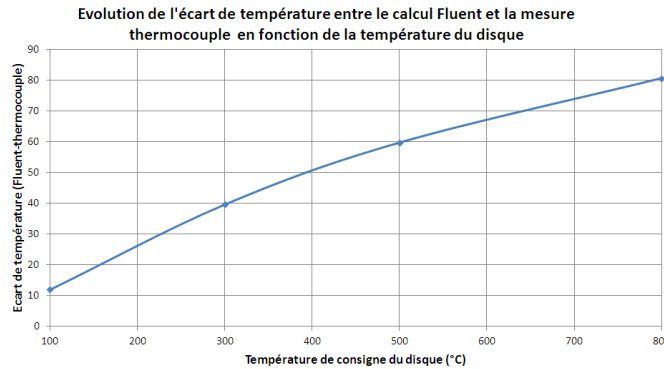


FIGURE 2.24: Écart de la température faite par la mesure thermocouple en fonction de la température du disque ( $r=0$   $h=10$ cm)

Il apparaît alors clair qu’une mesure de la température d’un fluide en mouvement avec un thermocouple ne peut se faire sans post-traitement correctif. Nous avons montré qu’une erreur moyenne d’environ 20% est présente quelque soit la température du disque.

Dans un souci d’éviter au maximum les perturbations dues à l’instabilité du panache à de hautes températures, nous avons réalisé une mesure de température à l’aide du thermocouple pour une température de consigne de 100°C. A 10cm au-dessus du disque nous avons pu mesurer une température de 49,7°C. D’après la figure 2.24, il est possible de connaître la correction à apporter afin d’avoir la température réelle du fluide en mouvement, il s’agit ici d’ajouter 12°C à la mesure thermocouple. Nous obtenons alors une température de 61,7°C, résultat en très bon accord avec le résultat Fluent puisque nous trouvons avec Fluent une température au centre du panache de 61,4°C.

La température au centre du panache calculé par Fluent a donc été validé par une première méthode expérimentale ponctuelle. Nous allons maintenant nous intéresser à une seconde méthode permettant d'obtenir cette fois-ci la champ de température du panache, la thermographie infrarouge.

### 2.2.2.2.b Thermographie infrarouge

Afin d'obtenir directement un champ 2D de la température au sein du panache, une expérience mettant en jeu la thermographie infrarouge a été réalisée. Comme l'air chaud n'est pas observable de façon directe dans l'infrarouge, il a été nécessaire d'insérer dans le panache un film opaque dans l'infrarouge et capable de révéler la température du fluide en mouvement autour de lui. Le support inséré doit être thermiquement mince (pas de gradient de température dans son épaisseur) et créer le moins de perturbation possible dans le panache. Une vue de l'expérimentation est présentée sur la figure 2.25.

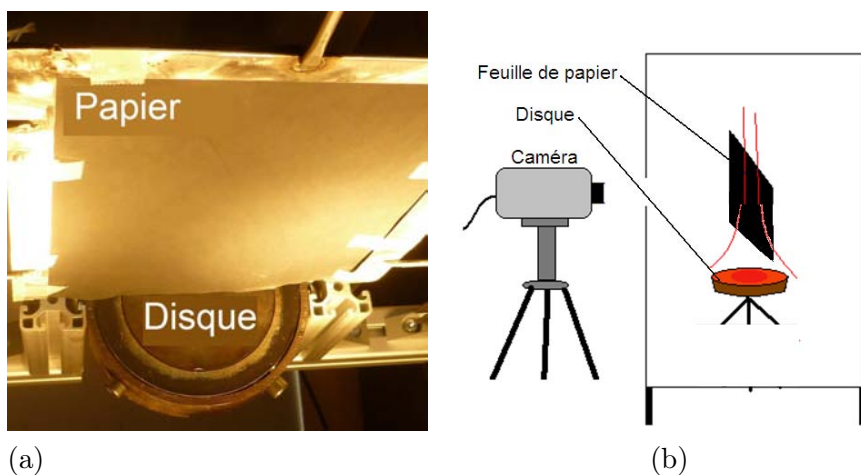


FIGURE 2.25: (a) Photographie montrant le disque isolé avec son support et la feuille de papier peinte fixé en son centre (b) Schéma de la méthode employée

Après différents tests (feuille d'aluminium, feuille plastique en acétate de cellulose, feuille papier...), le support retenu fut une feuille de papier. Elle permet le meilleur compromis entre "solide" thermiquement mince et de faible diffusion. Afin de quantifier l'aspect thermiquement mince du papier, on utilise un critère basé sur le nombre de Biot. Ce nombre est défini par le rapport entre les résistances conductive et convective. Il s'écrit comme suit [ID01] :

$$Bi = \frac{h.L}{k} \quad (2.19)$$

$h$  le coefficient d'échange convectif ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )

$L = \frac{V}{S}$  volume de la feuille sur sa surface soit :  $L = \frac{e}{2}$  (ici l'épaisseur mesurée  $e$  du papier =  $150\mu m$ ) (m)

$k$  la conductivité thermique du matériaux ( $k_{\text{papier}} \approx 0,14 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ )

Afin d'utiliser un  $h$  représentatif, on sélectionne une zone du panache de  $1\text{cm} \times 2\text{cm}$  où un fort échange entre l'air et le papier se produit comme observé à la figure 2.26. Si on prend maintenant dans cette zone une vitesse moyenne donnée par Fluent ( $0,35\text{m.s}^{-1}$ ), on peut obtenir le coefficient d'échange moyen. On utilise la corrélation suivante [Ozi] :

$$\overline{Nu} = \frac{\overline{h}.L}{k} = \frac{2}{3}.Re^{0,5}.Pr^{0,33} \quad (2.20)$$

avec :

$$Re = \frac{\rho.\overline{U}.L}{\mu} \quad (2.21)$$

avec ici  $L$  la longueur caractéristique de la feuille selon la hauteur (1cm)

donc

$$\overline{h} = \frac{2}{3}.Re^{0,5}.Pr^{0,33}.\frac{k}{L} \approx 24\text{W.m}^{-2}.K^{-1} \quad (2.22)$$

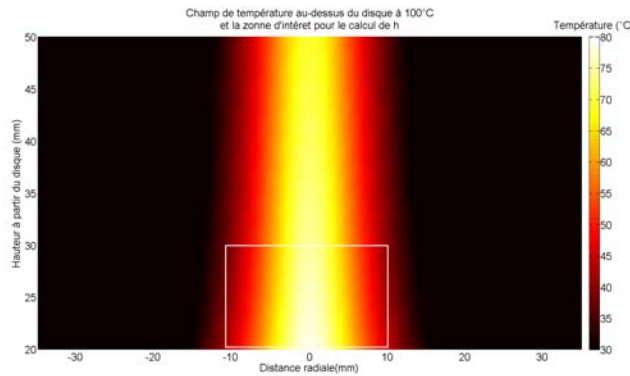


FIGURE 2.26: Panache (Fluent) et zone d'intérêt pour le calcul d'un  $h$  représentatif (encadré en blanc)

On a obtenu donc pour le papier un nombre de Biot d'environ 0,03 ce qui est très largement inférieur à 0,1. Le papier peut être considéré comme thermiquement mince (pas de gradient thermique dans son épaisseur). Cependant il peut y avoir une diffusion latérale de la température dans le papier. Pour estimer cet effet, on a calculé dans un premier temps la constante de temps du papier soumis à un tel coefficient d'échange :

$$\tau = \frac{\rho.V.C_p}{h.S} = \frac{\rho.e.C_p}{\overline{h}.2} \approx 2,9\text{s} \quad (2.23)$$

avec

$\rho$  masse volumique du papier ( $700 \text{ kg.m}^{-3}$ )

$\overline{h}$  le coefficient d'échange convectif ( $24 \text{ W.m}^{-2}.K^{-1}$ )

$S$  et  $V$  respectivement la surface d'échange et le volume de papier associé ( $m^2$  et  $m^3$ )

$e$  épaisseur du papier ( $150.10^{-6}m$ )

$C_p$  la capacité thermique massique du papier ( $1340 J.kg^{-1}.K^{-1}$ )

La diffusivité du papier est dans ces conditions :

$$a = \frac{k}{\rho \cdot C_p} = 1,4.10^{-7} m^2 \cdot s^{-1} \quad (2.24)$$

avec

$\rho$  masse volumique du papier ( $700 kg.m^{-3}$ )

$k$  la conductivité thermique du papier ( $0,14 W.m^{-1}.K^{-1}$ )

$C_p$  la capacité thermique massique du papier ( $1340 J.kg^{-1}.K^{-1}$ )

une longueur caractéristique de diffusion à 50% est donnée par :

$$l = \sqrt{a \cdot t} \quad (2.25)$$

Si on prend  $t = \tau$ , on trouve  $l \approx 0,64mm$  ce qui veut dire que le papier diffusera la température latérale à 50% de sa valeur jusqu'à  $0,64mm$ . En revanche, à la distance de  $4 \times l$  soit  $\approx 2,5mm$ , le papier n'atteindra seulement que 1% de la température appliquée en son centre. Il apparait donc que la diffusion latérale est relativement faible et devrait peu modifier la largeur apparente du panache sur le papier. La feuille de papier a été préalablement peinte avec une peinture noire d'émissivité connue ( $\varepsilon \approx 0,96$ ).

La feuille a dû être positionnée de façon précise sur le diamètre du disque car la variation de température pour quelques millimètres de déplacements est grande : à deux centimètres au-dessus du disque on a environ  $10^\circ C$  de différence entre le centre du panache et à 5mm de son centre (voir Fig. 2.27) d'après les calculs Fluent.

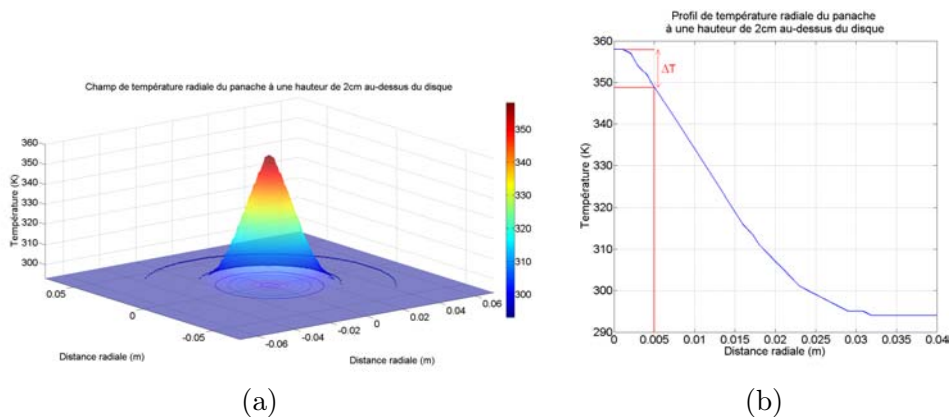


FIGURE 2.27: (a) Champ de température radial 2cm au-dessus du disque à  $100^\circ C$   
(b) Profil de température radial correspondant

La feuille et la caméra ont donc été positionnées précisément de la façon illustrée par la figure 2.25(b). La caméra infrarouge est une FLIR SC325 (voir Tab. 2.1). On a utilisé un objectif infrarouge avec une distance focale de 30mm, nous donnant ainsi la possibilité d’avoir un champ de vue de 10cm (horizontalement) au niveau de la feuille.

La figure 2.28 présente un comparatif entre les résultats FLUENT et expérimentaux pour un disque à 100°C (du fait de l’utilisation d’une feuille de papier).

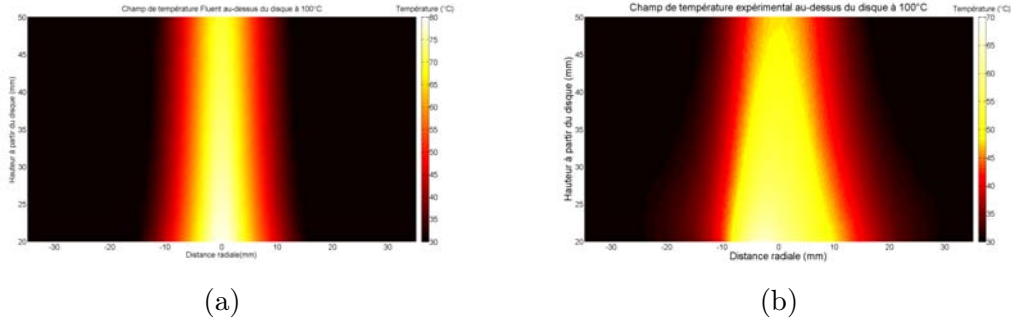


FIGURE 2.28: (a) Champ de température Fluent au-dessus du disque à 100°C (b) Champ de température expérimental au-dessus du disque à 100°C

Comme on le voit sur la figure 2.28, le panache obtenu expérimentalement apparaît légèrement plus large et présente des températures inférieures à celui obtenu à l’aide des calculs Fluent. Les écarts des profils de températures sont présentés sur la figure 2.29 (2cm au-dessus du disque).

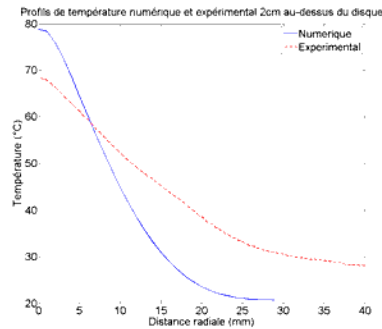


FIGURE 2.29: Profils de température radiale numérique et expérimental 2cm au-dessus du disque

La figure 2.29 indique qu’il y a une diminution de 10°C sur le maximum de la température ainsi qu’une largeur de panache plus importante pour ce qui concerne le champ de température obtenu expérimentalement. Nous avons pu voir précédemment que le rôle de la diffusion n’était pas important dans notre mesure, cependant deux raisons peuvent expliquer ces phénomènes. Tout d’abord un léger déplacement de la feuille de 1 ou 2mm peut diminuer la température maximale de 5°C. La deuxième raison permettant d’expliquer les différences observées pourrait être

un petit mouvement du panache de droite à gauche lié à des perturbations extérieures. Le papier, du fait de son inertie, joue en quelque sorte le rôle de "filtre passe bas", c'est à dire qu'il ne permet pas de visualiser les petites fluctuations rapides du panache. Cette *fréquence de coupure* peut être estimée à l'aide de la formule suivante.

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \approx 5,5 \cdot 10^{-2} Hz \quad (2.26)$$

Cette fréquence de coupure montre que toutes fluctuations se produisant au niveau du panache doivent durer plus de 18 secondes pour être entièrement visualisable. Les fluctuations de durées inférieures sont tout simplement intégrées par le papier et seulement une légère augmentation de la température traduit leurs présences. Une méthode présentée dans la section suivante met en évidence ces fluctuations.

### 2.2.2.3 Forme du panache

Cette partie a pour objectif l'observation du panache convectif et la mise en évidence des fluctuations de ce dernier au cours du temps comme évoquées dans la section précédente. Pour cela, une méthode de strioscopie présentée précédemment (Sec. 1.1.3.3) a été utilisée. Le montage strioscopique disponible à l'Institut von Karman correspond à une variante du *montage en Z*, il est schématisé simplement sur la figure 2.30.

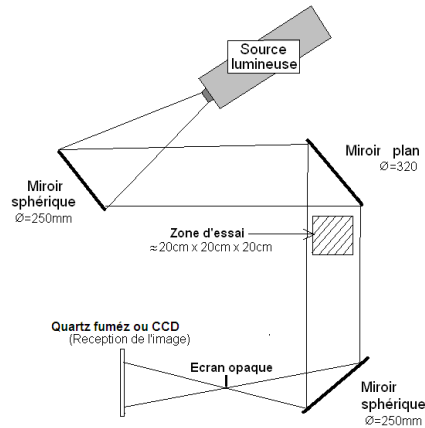


FIGURE 2.30: Montage de strioscopie utilisé pour l'observation du panache

Cette technique est originellement employée à l'IVK pour l'observation d'écoulements supersoniques autour d'objets (corps lors de rentrée atmosphérique) et une particularité intéressante pour notre application est la présence d'une grande enceinte tout autour de la zone d'essai qui est ainsi relativement bien isolée des perturbations extérieures. La figure 2.31 montre le chemin optique parcourue par la lumière sur ce montage spécifique.

Notre disque chauffant a donc été positionné à l'intérieur de la grande cuve, entre les deux fenêtres de la zone d'essais. Nous avons placé le couteau (écran



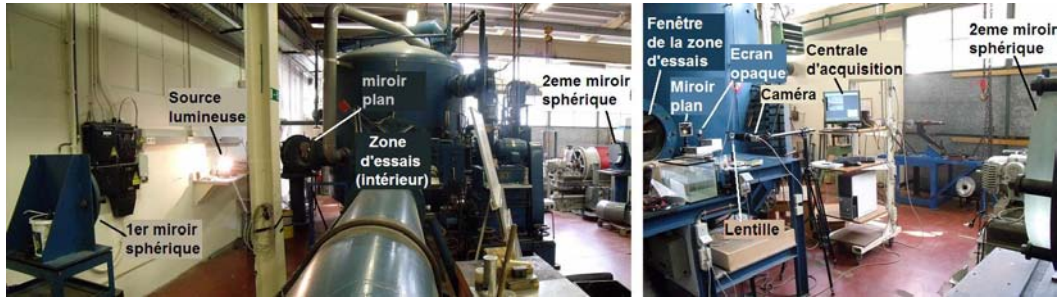


FIGURE 2.31: Installation de strioscopie utilisée à l'IVK

opaque) au point de focalisation du deuxième miroir sphérique de façon à couper les rayons lumineux bien focalisés. Le couteau a été placé verticalement, de façon à faire ressortir les gradients d'indices de réfraction horizontaux du panache, en clair la déviation lumineuse devait être horizontale pour atteindre le capteur CCD de la caméra visible utilisée. L'observation du panache convectif a été réalisée pour différentes températures de disques (Fig. 2.32) mais également pour différentes longueurs d'ondes. En effet, plusieurs filtres interférentiels ont été utilisés (centré sur 429nm, 530nm, 650nm, 1000nm) afin de voir si une largeur de panache différente pouvait être observée selon la longueur d'onde. Mais, comme on a pu le voir dans la section 1.1.2, l'indice de réfraction ne varie que très peu dans ces gammes de longueurs d'onde, aucun effet d'élargissement n'a pu être observé; ce point sera à nouveau évoqué en section 3.2.

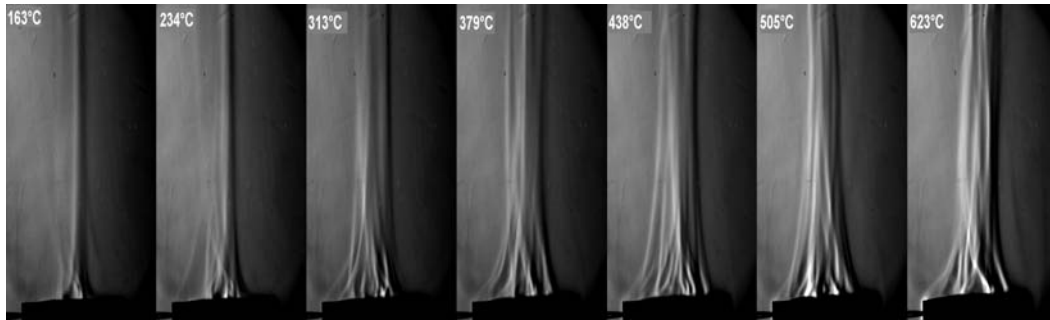


FIGURE 2.32: Différentes images strioscopiques du panache pour différentes températures de disque

La figure 2.32 révèle l'augmentation des gradients d'indices de réfraction au sein du panache qui se traduit par des variations d'intensité lumineuses de plus en plus prononcées avec l'augmentation de température. Ces essais ont également permis de montrer l'*extrême sensibilité* du panache au milieu environnant, sensibilité s'accroissant avec l'augmentation de la température du disque. Au-dessus de 650°C, il devient très difficile voire impossible de garder un écoulement complètement stable. Même pour des températures plus faibles, de légères fluctuations sont toujours visibles épisodiquement (Fig. 2.33). La largeur de panache reste en revanche en bon

accord avec Fluent puisqu'on trouve des largeurs de panaches identiques (erreur relative  $< 10\%$ ) mais la présence des fluctuations entraîne des largeurs de panaches supérieures lorsqu'on réalise une moyenne sur les images ou bien qu'on observe le panache avec un système intégrant les fluctuations au cours du temps comme par exemple la feuille de papier dans le panache observée par la caméra infrarouge.

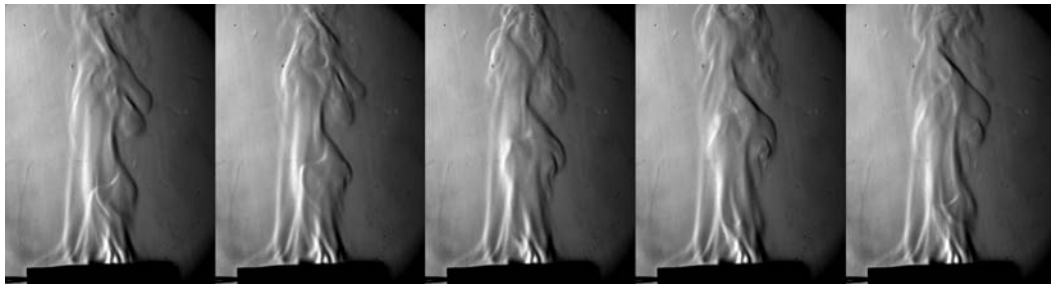


FIGURE 2.33: Passage d'une fluctuation dans le panache (Température disque= $300^{\circ}\text{C}$ )

A l'aide de cette étape d'observation du panache, nous avons pu souligner deux points importants :

- Les formes du panache sont en accords avec celles obtenues avec Fluent. A noter ici que la comparaison a été faite à l'aide d'un traitement de l'image strioscopique et en prenant soin de choisir une image correspondant à une période *sans fluctuations*.
- La très grande sensibilité de l'écoulement convectif et la présence quasi-inévitable de fluctuations dans le panache.

La dernière étape a été de vérifier la tendance des résultats Fluent en réalisant la même simulation numérique mais à l'aide cette fois-ci d'un autre outil de CFD, *OpenFoam* [Ope04].

#### 2.2.2.4 Autre

A titre de comparaison, l'annexe F montre le type de résultat obtenu avec un autre outil de CFD : OpenFoam. Ces résultats m'ont été fournis par une tierce personne, et, suite à une différence dans les conditions limites, les champs de températures obtenus avec les deux logiciels diffèrent légèrement.

Différents aspects des résultats Fluent ont donc été validés à l'aide de nombreuses techniques expérimentales :

- La vitesse au sein de l'écoulement a été mesurée expérimentalement par PIV et LDV, les résultats sont en accord avec un écart entre 1 et 6% pour les températures de disque inférieures à  $400^{\circ}\text{C}$ , et 10 et 20% pour les températures supérieures.

- La température de l'air dans la perturbation a été validée à l'aide d'une méthode de thermographie et de thermocouple. Elles montrent respectivement un écart d'environ **12%** (pour un champ de températures) et de **0,5%** (ponctuellement au centre du panache) avec les résultats Fluent.
- La forme du panache observé à l'aide de la strioscopie est en bon accord avec la simulation (écart inférieur à **10%**)

La section suivante va donc être de déduire le champ d'indices de réfraction à l'aide de la loi de Gladstone-Dale et du champ de températures validé issu de Fluent et de l'intégrer au code de lancer de rayons. On pourra ainsi obtenir numériquement **le champ de déplacements et les variations de températures** induites par la présence du panache.

# Simulation numérique de l'effet mirage par lancer de rayons

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Validation du code et maillage optimisé . . . . .</b>	<b>89</b>
3.1.1	Validation du code . . . . .	89
3.1.2	Maillage optimisé . . . . .	91
<b>3.2</b>	<b>Aspect dimensionnel . . . . .</b>	<b>92</b>
3.2.1	Paramétrage et résolution . . . . .	93
3.2.2	Résultats . . . . .	93
<b>3.3</b>	<b>Aspect énergétique . . . . .</b>	<b>96</b>
3.3.1	Calcul du rôle de la transmittivité et de l'émissivité du panache	96
3.3.2	Carte de densités qualitative : mise en évidence des zones de convergence et divergence . . . . .	105
3.3.3	Carte de densités quantitative : estimation de la variation de température due à l'effet mirage . . . . .	106

---

L'objectif de ce chapitre, dédié à la simulation numérique de l'effet mirage, va être :

- *La quantification du déplacement dû à l'effet mirage*
- *Le calcul de la variation de température engendrés par la présence du panache convectif.* Cette variation de température peut avoir deux origines :
  - Émission et/ou absorption du rayonnement thermique par le panache
  - Déviations des rayons par l'effet mirage entraînant une convergence ou divergence de ces derniers

Afin de réaliser les études liées à l'effet mirage, nous allons utiliser un outil dont nous disposons au laboratoire : *un code de lancer de rayons*.

Comme nous l'avons déjà expliqué brièvement en fin de section 2.1.2.2 du chapitre 2, le code de lancer de rayons a été développé sous Matlab pour étudier le chauffage de préformes en polymère [CSLMB11]. Il a été modifié ici pour répondre aux attentes de notre étude, c'est à dire :

- Création d'un milieu d'indice de réfraction *non homogène et en 3D*
- Calcul du trajet optique de rayons lumineux au sein de ce milieu

- Récupération des données de chaque rayon traversant le milieu et représentation visuelle des déplacements (ou des déviations angulaires) et des zones de convergence et divergence des rayons engendrés par la perturbation

La figure 3.1 illustre le fonctionnement du code de lancer de rayons et sa géométrie. Elle permet de mettre en évidence certains paramètres du code tels que le champ d'indices de réfraction, la distance disque/plan d'arrivée ( $X$ ), le nombre de rayons lancés.

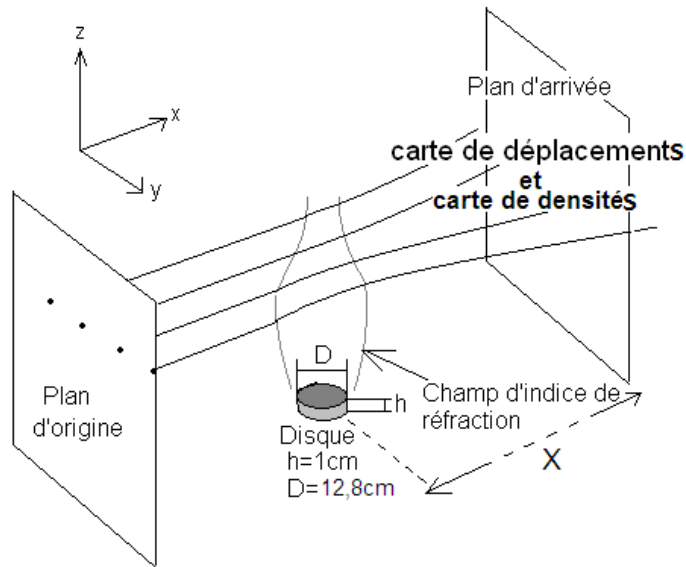


FIGURE 3.1: Schéma simplifié illustrant le fonctionnement du code et sa géométrie

La donnée d'entrée principale à fournir au code de lancer de rayons est le champ 2D axisymétrique d'indices de réfraction. Il est déduit du champ de températures, issu des calculs Fluent, à l'aide de la loi de Gladstone-Dale. Le champ d'indices de réfraction est transformé par le code de lancer de rayons en champ 3D en faisant une révolution de ce dernier autour de l'axe du disque.

La discrétisation de ce champ se fait alors selon trois critères : la circonférence, l'épaisseur et la hauteur. Cette discrétisation permet de créer des cellules d'indice de réfraction constant. Un exemple de maillage est donné à la figure 3.2.

Les rayons sont lancés à partir d'un plan discrétisé selon la hauteur  $z$  et la largeur  $y$ , et sont tous lancés de façon normale au plan de départ comme illustré par la figure 3.1. Les rayons se propagent alors dans le milieu 3D discrétisé où la loi de Snell-Descartes régit le passage d'une cellule  $j$  à une autre  $i$ , avec  $n$  et  $\theta$  respectivement l'indice de réfraction de la cellule et l'angle entre le rayon et la normale à la surface de la cellule :

$$n_i \cdot \sin(\theta_i) = n_j \cdot \sin(\theta_j) \quad (3.1)$$

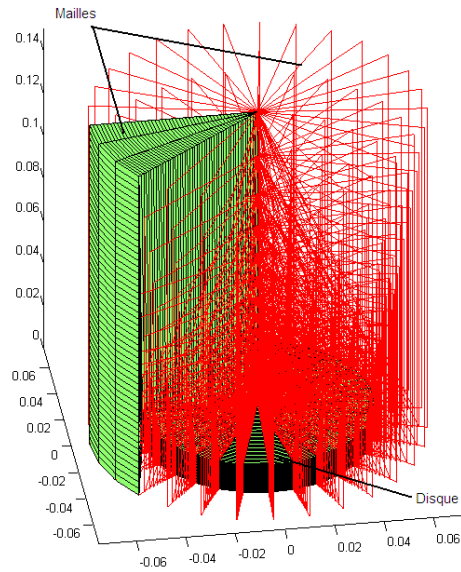


FIGURE 3.2: Exemple de discrétisation du volume en cellules

Une fois que les rayons ont traversé la perturbation, ils atteignent le plan d'arrivée positionné à une distance donnée selon  $X$  sur lequel se dessine alors *une carte* (cartographie) *de déplacements et de densités* correspondant respectivement aux déplacements selon  $y$  et  $z$  des rayons par rapport à ses coordonnées d'origine et aux convergences et divergences de ces-derniers. Le plan d'arrivée peut être assimilé à un capteur de caméra ou tout simplement à un œil.

Il a tout d'abord été nécessaire de valider le code de lancer de rayons. Cette étape est présentée dans la section suivante.

### 3.1 Validation du code et maillage optimisé

#### 3.1.1 Validation du code

Afin de valider le code nous avons choisi de comparer les résultats obtenus numériquement avec ceux obtenus à partir d'un cas analytique. Pour cela, la perturbation étudiée a été simplifiée ce qui nous a permis de calculer analytiquement les déplacements. La géométrie utilisée pour le calcul du déplacement est un cylindre fait de deux enveloppes d'indice de réfraction différent, le tout contenu dans un troisième indice de réfraction. La figure 3.3(a) schématise cette géométrie. Les valeurs d'indice de réfraction (de l'air) appliquées aux différentes zones 0, 1 et 2 sont respectivement 1,0003, 1,0002 et 1,0001. Pour le suivi analytique du rayon, des formules d'optique géométrique (Eq. (3.1)) et de trigonométrie ont été utilisées. Un schéma explicatif permettant de repérer les différents angles employés dans les formules est présenté à la figure 3.3(b).

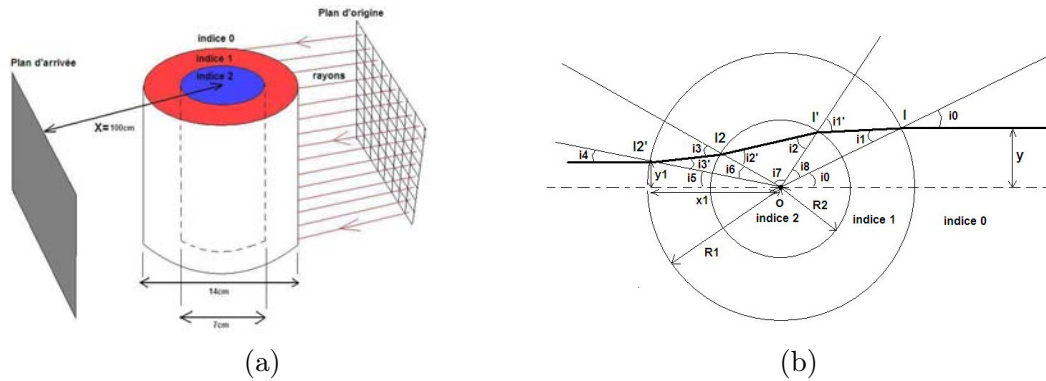


FIGURE 3.3: (a) Géométrie et distances utilisées pour la validation (b) Nomenclature des angles utilisés pour le calcul analytique

Les différentes formules permettant le calcul des différents angles et donc le suivi du rayon dans le cylindre sont données à l'annexe G.

Cette géométrie simplifiée a été intégrée au code de lancer de rayons, et, afin de faciliter la comparaison des résultats, le plan d'origine (Fig. 3.3) a été discrétisé en 120 points horizontalement dans les cas analytique et numérique. La figure 3.4 montre les cartes de déplacements obtenues à l'aide des deux méthodes.

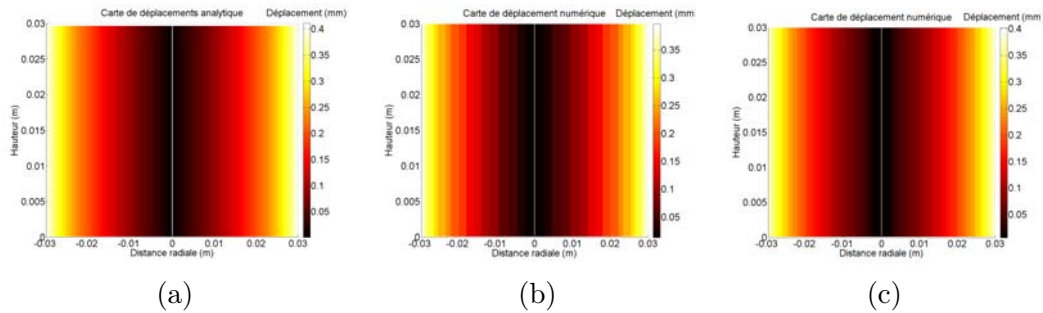


FIGURE 3.4: (a) Carte de déplacements analytique (b) Carte de déplacements numérique  $10 \times 10 \times 50$  (c) Carte de déplacements numérique  $10 \times 10 \times 100$

Notons que les résultats obtenus numériquement dépendent fortement du maillage réalisé pour le champ d'indice de réfraction.

Dans le cas simplifié utilisé lors de la validation, comme dans le cas complexe du panache convectif, les gradients d'indices de réfractions étant essentiellement horizontaux, le paramètre clefs est la finesse de discrétisation selon la circonférence. La figure 3.4(c) met en évidence l'amélioration de la carte de déplacements suite à l'augmentation de ce paramètre. Dans la suite de ce travail, la notation concernant le maillage se fera de manière suivante : *rayon*  $\times$  *hauteur*  $\times$  *circonférence*; *rayon*, *hauteur* et *circonférence* étant respectivement le nombre de nœuds selon chaque direction citée.

La figure 3.5 montre la comparaison entre un résultat analytique et numérique ( $10 \times 10 \times 100$ ).

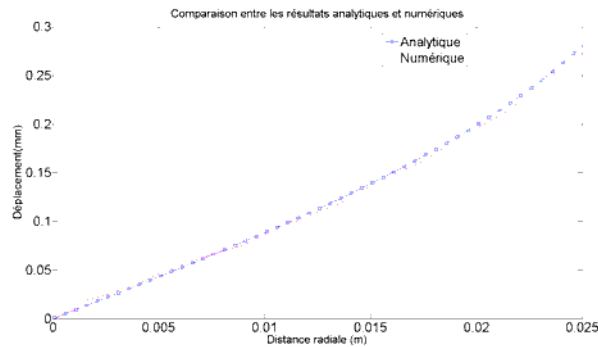


FIGURE 3.5: Comparaison des déplacements obtenus de façon analytique et numérique

Le code de lancer de rayons est donc en très bon accord avec les résultats analytiques puisque la différence observée le long de la distance radiale ne dépasse pas 0,005mm ce qui correspond à 3% pour un déplacement de 0,15mm.

### 3.1.2 Maillage optimisé

Pour la suite des calculs numériques, c'est à dire incluant le champ d'indices de réfraction du panache, il est évident que plus le maillage sera fin et plus le champ de déplacements obtenu sera proche du résultat analytique. Cependant, un compromis doit être trouvé entre précision et temps de calcul, c'est pourquoi, en sachant que le paramètre clef est la discrétisation selon la circonférence, un maillage optimisé (c'est à dire raffiné en accord avec notre perturbation) pour notre géométrie a été utilisé. A titre d'exemple, l'utilisation d'un maillage  $100 \times 100 \times 100$  soit de 1000000 cellules implique 15 jours de calcul sur notre machine (AMD Opteron 2GHz, 1Mo de cache, 2Go RAM, sur Linux-Feodora).

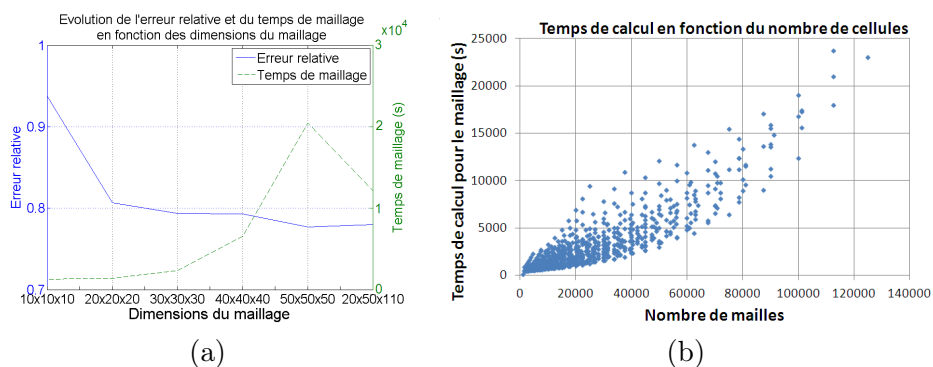


FIGURE 3.6: (a) Évolution du temps nécessaire au maillage et de l'erreur moyenne faite sur le champ de déplacement entre un maillage donné et le maillage de référence (b) Évolution du temps de calcul suivant le nombre de mailles

La figure 3.6(a) et (b) montrent respectivement l'évolution de l'erreur moyenne



sur le déplacement faite entre un maillage moins raffiné et le maillage de "référence"  $100 \times 100 \times 100$  et l'évolution exponentielle du temps de calcul nécessaire au maillage du volume correspondant au panache.

Les valeurs de l'erreur moyenne représentées sur le graphique à la figure 3.6(a) ne sont pas à prendre quantitativement mais qualitativement ; en effet, si on calcule une erreur relative moyenne entre deux cartes de déplacements, le fait d'avoir de grandes zones avec de très faibles déplacements voire égales à zéro, entraîne une erreur relative très importante (il y a toujours un très faible décalage entre deux maillages différents).

La figure 3.6 montre bien la nécessité d'utiliser un maillage optimisé afin d'obtenir, d'une part un temps de calcul relativement court et d'autre part une bonne précision sur la mesure puisqu'on atteint une erreur relative moyenne sur le champ de déplacements inférieure à 5% avec un maillage  $20 \times 50 \times 110$  par rapport à un maillage extrêmement fin ( $100 \times 100 \times 100$ ). Disposant d'un maillage optimisé et d'un champ thermique prédit par Fluent validé, il suffit d'appliquer la loi de Gladstone-Dale (Eq. (1.5)) afin d'obtenir le champ d'indices de réfraction monochromatiques, champ ensuite inclus dans le code de lancer de rayons. Le passage des rayons aux travers de ce champ d'indices de réfraction 3D nous a donné les champs de déplacements et de densités pour différentes longueurs d'onde (aussi appelées dans notre cas : *cartes de déplacements et de densités*).

### 3.2 Aspect dimensionnel

Le code de lancer de rayons a été utilisé dans cette section pour quantifier les déplacements créés par la présence de la perturbation. Cependant, comme nous l'avons déjà indiqué, le champ de déplacements obtenu dépendra de la distance entre le plan d'arrivée et le disque c'est pourquoi nous avons choisi de représenter les résultats selon deux approches :

- **Carte de déplacements** : elle représente le déplacement (en mm) de tous les rayons lancés ; il s'agit d'une différence des coordonnées de départ et d'arrivée de chaque rayon. Ce résultat dépend de la position selon  $x$  du plan d'arrivée.
- **Carte des angles** : elle représente l'angle d'incidence sous lequel chaque rayon lancé atteint le plan d'arrivée. Ce résultat est *adimensionnel* et ne dépend donc aucunement de la position du plan d'arrivée et permet d'obtenir la carte de déplacement pour *n'importe quelle position de ce dernier*. Il suffit pour cela de faire :

$$\text{Carte des déplacements} = \tan(\text{Carte des angles}) \times X \quad (3.2)$$

avec  $X$  la distance entre le plan d'arrivée et le centre du disque.

Voyons dans un premier temps les différents paramètres du code de lancer de rayons et la résolution du champ de déplacements associé.

### 3.2.1 Paramétrage et résolution

Comme expliqué précédemment, le champ d'indices de réfraction utilisé dans le code de lancer de rayons est différent selon la longueur d'onde que l'on souhaite étudier. Dans nos calculs nous avons fait varier l'indice de réfraction de 200nm à  $8\mu\text{m}$  (au-delà, l'indice de réfraction est constant) et avons observé les différences sur les champs de déplacements et de densités entre ces différents calculs. La densité de points de la carte de déplacements ou de densités obtenues sur le plan d'arrivée dépend uniquement du nombre de rayons lancés au plan d'origine. La discrétisation du plan d'origine a été choisie ici de 500 verticalement par 1000 horizontalement avec un plan d'origine mesurant 7cm de haut par 14cm de large (taille définie afin de prendre toute la largeur du disque et une bonne partie du panache). Cette discrétisation a été fixée encore une fois afin d'avoir un bon compromis entre le temps de calcul et la densité de points de la carte de déplacements.

Le deuxième élément à discrétiser est la plan d'arrivée. Sa discrétisation est très importante car elle conditionne directement la précision des cartes de déplacements ou de densités souhaitées. Le plan d'arrivée ayant de toute évidence ici la même taille que le plan d'origine ( $7\text{cm}\times 14\text{cm}$ ), si on choisit une discrétisation de 1000 par 2000, on obtient alors une précision (horizontale comme verticale) de  $7.10^{-3}\text{mm}$ . Une précision inférieure n'aurait pas de sens ici car on se trouverait alors dans l'erreur de calculs présente entre le cas analytique et numérique (cf. Sec. 3.1). Cependant, avec de simples interpolations mathématiques il est également possible d'atteindre des précisions plus grandes encore, c'est pourquoi il nous a été possible de donner des valeurs de déplacements avec une précision de l'ordre du  $\mu\text{m}$ .

Les 500000 rayons lancés du plan d'origine, traversent le panache et atteignent le plan d'arrivée. On obtient alors la carte de déplacement et/ou la carte des angles.

### 3.2.2 Résultats

La figure 3.7 représente les cartes de déplacements selon  $y$  et  $z$  obtenues pour une longueur d'onde de 632,8nm et une distance  $X$  de 0,37cm (valeur prise en sorte de faciliter la comparaison avec les expériences présentées dans le chapitre 4) et une température de  $800^\circ\text{C}$ . Il est à noter ici que l'apparence visuelle des différentes cartes de déplacements est absolument identique sur la bande spectrale étudiée (200nm- $8\mu\text{m}$ ).

A l'aide de ces deux cartes il apparaît que le déplacement induit par la perturbation est *essentiellement* selon l'axe  $y$ . En effet, mis à part de très petites singularités au niveau de l'angle du disque (voir Fig. 3.7(b)), le déplacement selon l'axe  $z$  est plus petit que 0,005mm dans le panache, soit plus de 30 fois inférieur aux déplacements observés selon  $y$ . Nous ne considérerons donc pour le reste de notre étude que les déplacements horizontaux induits par le panache convectif. Les déplacements observés à une distance de 37cm sont d'environ 0,276mm juste au-dessus du disque et de 0,124mm au sein du panache. Un tableau récapitulatif (Tab. 3.1) permet d'avoir une idée des déplacements se produisant à différentes longueurs d'onde

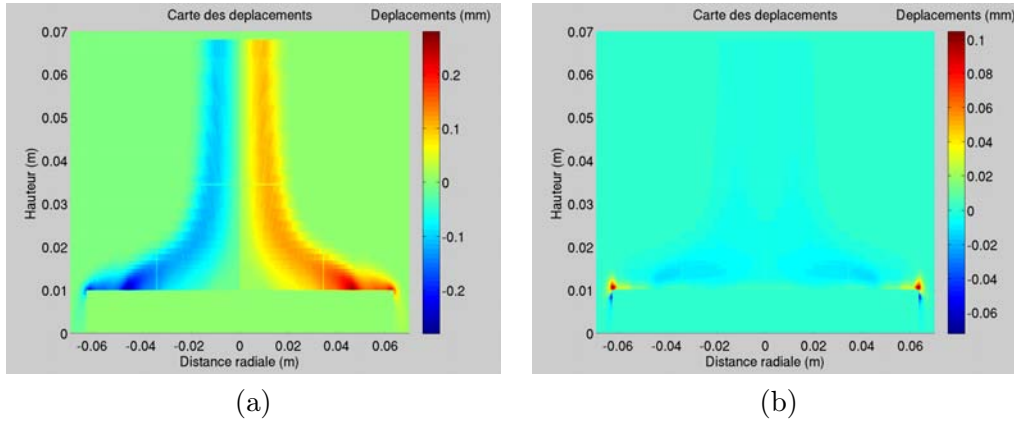


FIGURE 3.7: (a) Carte des déplacements selon  $y$  (horizontalement) (b) Carte des déplacements selon  $z$  (verticalement)

et hauteurs de panache ; chaque longueur d'onde est associée à une bande spectrale et à une caméra afin de faire l'analogie avec les expériences présentées par la suite. Les points utilisés pour lire les déplacements sur la carte et la largeur du panache sont localisés sur la figure 3.8.

Type de caméras	"Caméra UV"	"Caméra visible"			"Caméra NIR" <sup>1</sup>	"Caméra IR"
Résolution	1388×1038	1388×1038			320×256	320×240
Longueurs d'ondes	200nm	400nm	632.8nm	750nm	1μm	8μm
Déplacements max au-dessus du disque : Point 1 (mm)	0.323	0.2822	0.2761	0.2751	0.2739	0.2705
Déplacement max dans le panache : Point 2 (mm)	0.1542	0.1274	0.1246	0.1242	0.1236	0.1221
Déplacement max dans le panache : Point 3 (mm)	0.1457	0.1271	0.1244	0.1239	0.1234	0.1218
Largeur de panache 3cm au-dessus du disque (mm)	43,00	42,34	42,28	42,26	42,24	42,18

TABLEAU 3.1 – Largeur du panache et déplacements induits par la perturbation en différents points et longueurs d'onde

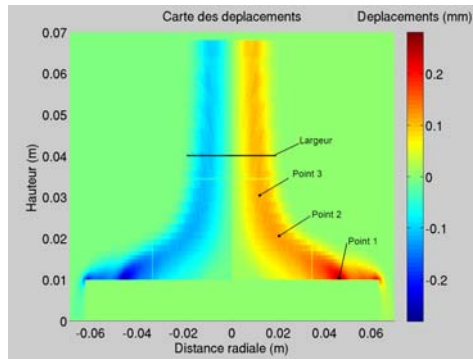


FIGURE 3.8: Positionnement des points et de la largeur de panache utilisés pour les valeurs du tableau 3.1

Le tableau 3.1 permet de mettre clairement en évidence le faible effet de la lon-

gueur d'onde sur le déplacement. En effet, si on met de côté la valeur correspondant à 200nm ("caméra UV" non disponible au laboratoire), il apparaît que la variation du déplacement ne dépasse pas 0,01mm entre  $\lambda=400\text{nm}$  et  $\lambda=8\mu\text{m}$ . De même, l'évolution de la largeur du panache entre 400nm et 750nm est inférieure à 1mm ce qui explique alors l'impossibilité, lors de nos mesures strioscopiques (cf. Sec. 2.2.2.3), d'observer des variations de largeurs de panache pour différentes longueurs d'onde du visible. La deuxième représentation possible de la déviation engendrée par le passage des rayons dans le panache est la carte des angles qui représente l'angle sous lequel chaque rayon intercepte le plan d'arrivée. Ce résultat, bien que moins explicite au premier abord et visuellement tout à fait identique à la figure 3.7(a), donne un caractère adimensionnel au résultat puisque celui-ci ne dépend plus de la position du plan d'arrivée. La figure 3.9 représente le résultat obtenu pour une longueur d'onde de 632,8nm.

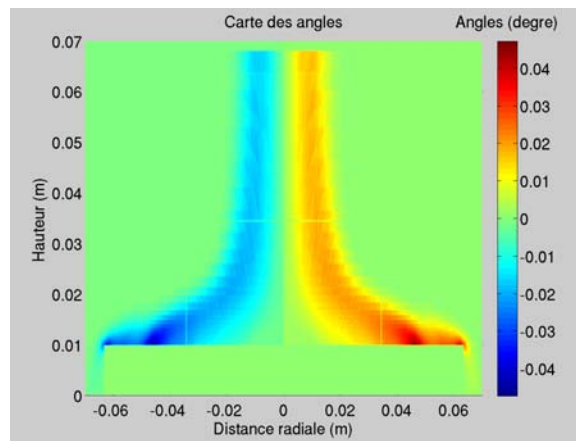


FIGURE 3.9: Carte des angles (en degré) selon l'angle  $\phi$  (horizontal)

Comme on pouvait le prédire, la position des angles les plus grands se situe au même niveau que les déplacements les plus élevés. La valeur absolue maximale des angles (correspondant donc à un déplacement de 0,276mm à  $X=37\text{cm}$ ) est de  $0,05^\circ$ .

La méthode développée ici à l'aide d'un calcul CFD et d'un code de lancer de rayons nous a permis d'obtenir le champ de déplacements engendré par une perturbation donnée et ceci pour différentes longueurs d'onde. Nous avons vu la faible influence de la bande spectrale. Nous nous attendons donc à observer les mêmes déplacements quelque soit la caméra utilisée. *Ce point sera l'objet du chapitre 4, dédié à l'obtention de résultats expérimentaux à l'aide d'une installation originale.*

Néanmoins, s'il apparaît évident que la perturbation a un effet sur les mesures dimensionnelles (distorsion de l'image, déplacement...), il est également important d'estimer son rôle quant aux mesures de températures. Deux phénomènes peuvent alors rentrer en jeu :

- L'effet d'émission et d'absorption énergétiques du panache lui même (cf.

Sec. 1.1.3.7) pouvant aboutir à une variation de température de l'objet observé,

- La variation de températures due à la convergence et la divergence des rayons sur la capteur de la caméra infrarouge pouvant entraîner d'un pixel à l'autre une surestimation et sous-estimation de la température.

Une approche numérique de ces phénomènes a été faite. Elle est décrite dans la section suivante.

### 3.3 Aspect énergétique

Avant de commencer à étudier la variation de température liée à l'effet mirage, c'est à dire à la convergence et divergence des rayons, nous avons choisi de calculer analytiquement la quantité de chaleur émise et transmise par le panache afin de quantifier son rôle éventuel dans le bilan énergétique du rayonnement reçu par une caméra thermique. Nous verrons par la suite le rôle de l'effet mirage sur la variation de température et nous serons alors capable de dire s'il est négligeable ou non devant le rôle émissif/absorbant du panache.

#### 3.3.1 Calcul du rôle de la transmittivité et de l'émissivité du panache

Cette étape a pour objectif l'estimation *analytique* du rôle joué par le panache d'air chaud dans la mesure de température. Comme il a été expliqué dans la Sec. 1.1.3.7, la mesure de température d'un corps chaud peut être influencée par l'environnement (ici négligé) et l'atmosphère situé entre l'outil de mesure et le corps chaud. En effet, bien que les différentes fenêtres optiques infrarouges aient été choisies de façon à se positionner dans les bandes spectrales présentant la meilleure transmission (voir Fig. 1.29), il réside toujours des raies d'absorption dans ces différentes bandes. Ces raies d'absorption pour l'air sont essentiellement dues à la présence de  $CO_2$  et d' $H_2O$ . Plus ces composés sont en fortes concentrations et plus la transmittivité du panache diminue. Dans notre cas, la concentration des deux composés étant celle de l'air ambiant du laboratoire, nous avons une concentration (fraction massique) respective pour le  $CO_2$  et l' $H_2O$  de 0,0335% et environ 1% (valeur moyenne pour de l'air à 20°C avec une humidité relative de 50%) [Ass99].

Pour le calcul analytique de la variation de la température due aux propriétés radiatives intrinsèques du panache, nous avons donc réalisé un modèle. Le panache a été divisé en 5 enveloppes et un bilan radiatif a été écrit afin de calculer le flux d'énergie émis par un corps chaud (à titre de référence : le corps noir), atteignant la caméra infrarouge après traversée dudit panache (voir Fig. 3.10). Le trajet optique choisi est celui passant au centre du panache à une hauteur de 1 cm au-dessus du disque. Ce trajet optique est optimal pour cette étude car c'est celui permettant de traverser la plus grande épaisseur de panache tout en passant par les enveloppes les plus chaudes et de ne pas être soumis aux déviations lumineuses liées à l'effet mirage.

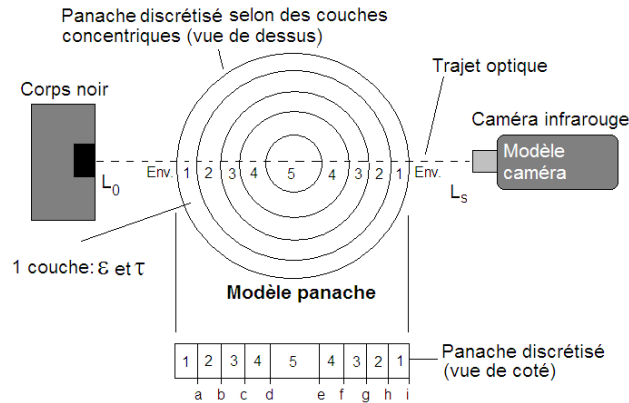


FIGURE 3.10: Principe du calcul radiatif

A partir de la figure 3.10, il apparaît clair que pour permettre un calcul de la variation de température due à l'aspect émissif et absorbant du panache, *trois étapes élémentaires* sont nécessaires (Fig. 3.11) :

- 1 : Définir une source radiative de référence, ici le corps noir, et écrire le bilan radiatif en présence du panache ou non.
- 2 : Modéliser le panache : géométrie, températures, émissivité ( $\varepsilon$ ), transmittivité ( $\tau$ ). Les données géométrique et de températures ont été calculé à l'aide de Fluent, les valeurs d'émissivité et de transmittivité par un modèle statistique à bande étroite (détaillé par la suite).
- 3 : Modéliser la caméra permettant d'avoir un comparatif entre le calcul analytique (et numérique) et expérimental afin d'estimer la pertinence de cette approche, sa capacité à prédire la variation de température.

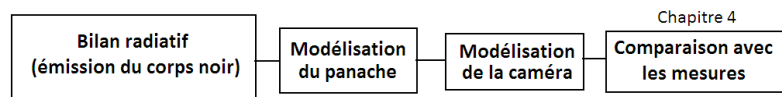


FIGURE 3.11: Etapes de la démarche adoptée

Il a donc été nécessaire de réaliser ces trois étapes pour obtenir, in fine, une variation de température comparable à des mesures expérimentales.

### 3.3.1.1 Bilan radiatif

Le bilan radiatif développé ici permet de calculer le flux reçu par la caméra après calcul des différentes contributions du corps noir et du panache.

En sachant que  $L_0$  (voir Fig. 3.10) est la luminance émise par le corps noir à une température donnée, il est possible d'écrire de proche en proche la luminance sortant de chaque enveloppe, c'est à dire le flux d'énergie transmis par l'enveloppe

plus le flux émis par cette dernière. En sachant qu'aucune réflexion ne se produit dans le milieu, on peut alors écrire :

$$\begin{aligned}
 L_a &= \tau_{Env}\tau_1 L_0 + \varepsilon_1 L_1 \\
 L_b &= \tau_2 L_a + \varepsilon_2 L_2 \\
 L_c &= \tau_3 L_b + \varepsilon_3 L_3 \\
 &\dots \\
 L_i &= \tau_1 L_h + \varepsilon_1 L_1
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Il est ainsi possible d'obtenir la densité de flux  $L_s$  arrivant à la caméra. Elle est égale à  $L_i \times \tau_{Env}$ . En remplaçant chaque luminance de sortie par son expression, on obtient :

$$\begin{aligned}
 L_s &= \tau_{Env}[\tau_1\tau_2\tau_3\tau_4\tau_5 (\tau_{Env}\tau_1\tau_2\tau_3\tau_4 L_0 + \tau_2\tau_3\tau_4\varepsilon_1 L_1 + \tau_3\tau_4\varepsilon_2 L_2 + \tau_4\varepsilon_3 L_3 + \varepsilon_4 L_4) \\
 &\quad + \tau_1\tau_2\tau_3\tau_4\varepsilon_5 L_5 + \tau_1\tau_2\tau_3\varepsilon_4 L_4 + \tau_1\tau_2\varepsilon_3 L_3 + \tau_1\varepsilon_2 L_2 + \varepsilon_1 L_1] \tag{3.4}
 \end{aligned}$$

Comme il l'a été signalé plus tôt, aucune réflexion ne se faisant au sein du panache, l'égalité suivante peut être écrite pour l'enveloppe  $n$  :

$$\varepsilon_n = 1 - \tau_n \tag{3.5}$$

On combinant les équations (3.4) et (3.5), on arrive finalement à la relation suivante :

$$\begin{aligned}
 L_s &= \tau_{Env}[\tau_1\tau_2\tau_3\tau_4\tau_5 [\tau_{Env}\tau_1\tau_2\tau_3\tau_4 L_0 + \tau_2\tau_3\tau_4(1 - \tau_1)L_1 \\
 &\quad + \tau_3\tau_4(1 - \tau_2)L_2 + \tau_4(1 - \tau_3)L_3 + (1 - \tau_4)L_4 - L_5] + \tau_1\tau_2\tau_3\tau_4 L_5 \\
 &\quad + \tau_1\tau_2\tau_3(1 - \tau_4)L_4 + \tau_1\tau_2(1 - \tau_3)L_3 + \tau_1(1 - \tau_2)L_2 + (1 - \tau_1)L_1] \tag{3.6}
 \end{aligned}$$

avec

$$L_{p\Delta\lambda} = \int_{\Delta\lambda} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\left(\frac{hc\lambda}{k\lambda T_p}\right)} - 1} d\lambda \tag{3.7}$$

avec  $c_\lambda = \frac{c}{n_\lambda}$  et  $p$  : numéro d'enveloppe

$n_\lambda$  indice de réfraction du milieu pour la longueur d'onde  $\lambda$

$c = 299792458$  m/s (vitesse de la lumière dans le vide)

$h = 6,62617 \cdot 10^{-34}$  J.s (constante de Planck)

$k = 1,38066 \cdot 10^{-23}$  J/K (constante de Boltzmann)

$T$  est la température de la couche  $i$  considérée

Les inconnues de notre système sont les transmittivités propres de chaque enveloppe. Pour les obtenir, il existe différents codes de calculs se différenciant spécialement par la résolution spectrale de leurs résultats et leurs temps de calcul. C'est l'étape de modélisation du panache qui va nous permettre d'obtenir ces grandeurs.

### 3.3.1.2 Modélisation du panache

Pour calculer les propriétés radiatives intrinsèques au panache, comme cela a été précisé dans la section 1.5.2.1.a, le modèle donnant le meilleur compromis entre la résolution spectrale et le temps de calcul est le modèle statistique à bandes étroites (MSBE) [ST97]. Ce modèle est bien adapté à notre cas car nous sommes en présence de molécules simples à des températures relativement faibles (comparé à des situations de combustion par exemple). Nous avons ainsi une évolution lente des intensités et des largeurs de raies d'absorption. Le domaine spectral d'intérêt  $\Delta\lambda$  ( $1\mu\text{m}$  à  $13,5\mu\text{m}$  c'est à dire [en nombre d'onde] entre  $740\text{cm}^{-1}$  et  $10000\text{cm}^{-1}$ ) a été découpé en petits intervalles de largeur  $\delta\lambda$  (ici  $25\text{cm}^{-1}$ ). La transmission intégrée sur ce domaine  $\Delta\lambda$  est alors obtenue à partir des hypothèses suivantes :

- L'intervalle  $\Delta\lambda$  contient un grand nombre  $N$  de raies espacées en moyenne de  $d = \frac{\Delta\lambda}{N}$ .
- La position spectrale et les intensités des  $N$  raies dans  $\Delta\lambda$  sont aléatoires et sont supposées statistiquement indépendantes.
- L'intensité des raies  $S$  suit une loi probabiliste  $P(S)$
- L'absorption dans  $\Delta\lambda$  est exclusivement due aux  $N$  raies centrées à l'intérieur de  $\Delta\lambda$ , mais toute l'étendue spectrale de chacune des  $N$  raies est supposée incluse dans  $\Delta\lambda$ .
- Les  $N$  raies ont même largeur à mi-hauteur  $\bar{\gamma}$

Le problème consiste alors à proposer une loi  $P(S)$  qui permet de décrire de façon réaliste le terme  $\tau_{\Delta\lambda}(L)$  ( $L$ =trajet dans le gaz); celle-ci est généralement issue d'observations expérimentales ou de calculs "raie par raie". La plus connue de ces distributions  $P(S)$  est la loi de Malkmus exponentielle inverse tronquée [Mal67], loi que nous avons choisie d'utiliser dans notre travail. Elle permet d'obtenir la formulation en transmittivité ne dépendant que de deux paramètres caractéristiques pour la fenêtre  $\Delta\lambda$  :  $\bar{k}$  et  $\bar{\beta}$  [DFG99].

$$\bar{\tau}_{\Delta\lambda} = e^{-\frac{\bar{\beta}}{\pi} \cdot \left( \sqrt{1 + \frac{2\pi x p L \bar{k}}{\bar{\beta}}} - 1 \right)} \quad (3.8)$$

avec  $\bar{\beta} = \frac{2\pi\bar{\gamma}}{d}$  et  $\bar{k} = \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N S_i = \frac{\bar{S}}{d}$

$x$  représente la fraction molaire de l'espèce gazeuse considérée

$p$  la pression totale

$L$  le trajet dans le gaz

Le code de calcul permet donc, à l'aide de la simple connaissance de la concentration des composés ( $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$ ), de leur température et de la largeur de couche optique, d'obtenir la transmittivité de la couche considérée pour une plage spectrale choisie. Le code a été vérifié à l'aide de cas tirés de la littérature [Gau99]. Nous avons obtenu une erreur maximale inférieure à 1% sur tout le spectre étudié (soit entre  $1\mu\text{m}$  et  $15\mu\text{m}$ ).



Afin de définir la largeur et la température de chaque couche, un profil de température à une hauteur de 1cm au-dessus du disque à 800°C a été obtenu à l'aide de Fluent, et une discrétisation a été définie pour décrire au mieux le gradient thermique du panache (voir Fig. 3.12)

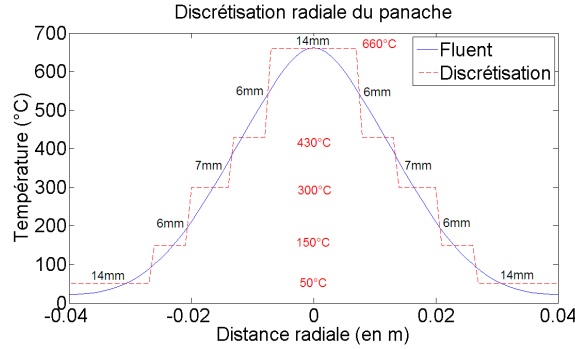


FIGURE 3.12: Discretisation du panache utilisée pour le calcul de la luminance sortante (épaisseur totale=8cm)

En utilisant les largeurs d'enveloppe et les températures affichées à la figure 3.12, nous avons pu obtenir les différentes transmittivités des couches et ainsi la transmittivité totale du panache ( $\tau_{panache} = \tau_1^2 \tau_2^2 \tau_3^2 \tau_4^2 \tau_5$ ) qui a pu être tracée en fonction de longueur d'onde à la figure 3.13.

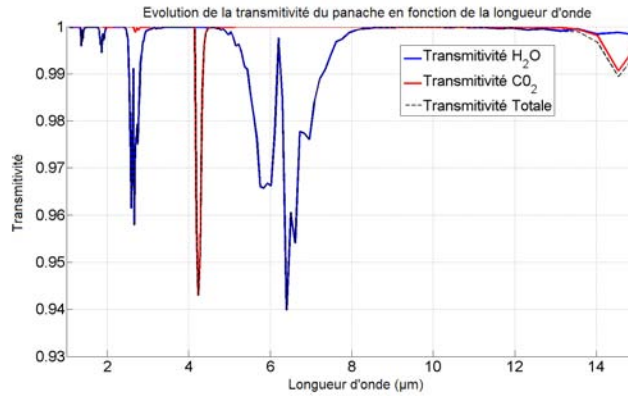


FIGURE 3.13: Évolution de la transmittivité du panache en fonction de la longueur d'onde

Afin de faciliter l'analogie avec les caméras proche infrarouge et infrarouge, une transmittivité effective sur les bandes spectrales de fonctionnement des caméras a été calculée à l'aide de la relation suivante :

$$\tau_{\Delta\lambda} = \frac{\int_{\Delta\lambda} \tau_{\delta\lambda} L_{\lambda,T}^0 d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} L_{\lambda,T}^0 d\lambda} \quad (3.9)$$

Le tableau 3.2 récapitule alors les différentes transmittivités pour les bandes spectrales du proche infrarouge à l'infrarouge. Il est important de noter qu'ici les

variations de transmittivités étant très faibles sur les bandes spectrales considérées, la variation de température d'émission du corps noir  $T_{CN}$  (et donc  $L_0$ ) a un impact très faible sur les valeurs des transmittivités effectives.  $\tau_{Environnement}$  correspond à 30cm d'air à température ambiante (couches présentent de part et d'autre du panache).

Type de caméras Bande spectrale		Proche infrarouge $1\mu m$ à $1,7\mu m$	Infrarouge bande I $2\mu m$ à $3\mu m$	Infrarouge bande II $3\mu m$ à $5\mu m$	Infrarouge bande III $7,5\mu m$ à $13\mu m$
Transmittivité	$T_{CN}(K)$				
$\tau_1$	400	0,9998	0,9996	0,9995	0,9998
$\tau_1$	1200	0,9998	0,9986	0,9990	0,9998
$\tau_2$	400	0,9998	0,9998	0,9997	0,9998
$\tau_2$	1200	0,9998	0,9994	0,9995	0,9998
$\tau_3$	400	0,9998	0,9998	0,9997	0,9998
$\tau_3$	1200	0,9998	0,9995	0,9996	0,9998
$\tau_4$	400	0,9998	0,9998	0,9998	0,9997
$\tau_4$	1200	0,9998	0,9996	0,9997	0,9998
$\tau_5$	400	0,9998	0,9997	0,9997	0,9996
$\tau_5$	1200	0,9998	0,9994	0,9995	0,9996
$\tau_{Panache}$	400	0,9998	0,9989	0,9986	0,9992
$\tau_{Panache}$	1200	0,9996	0,9951	0,9972	0,9993
$\tau_{Environnement}$	400	0,9996	0,9966	0,9952	0,9994
$\tau_{Environnement}$	1200	0,9989	0,9822	0,9876	0,9995

TABLEAU 3.2 – Transmittivité effective pour différentes plages spectrales

L'effet le plus sensible se situe entre 2 et  $5\mu m$  du fait des bandes  $CO_2$  et  $H_2O$  "fortes" présentes dans cette fenêtre (cf. Fig. 3.13).

### 3.3.1.3 Modélisation des caméras NIR/IR

Disposant des transmittivités de chaque enveloppe, il est maintenant possible de calculer  $L_{s\lambda,T}$  pour une température de corps noir et une plage spectrale données. Néanmoins, pour remonter à un écart de température que l'on puisse comparer à ce que l'on peut observer à l'aide d'une caméra, par exemple la caméra infrarouge bande III SC325 (cf. Tab. 2.1) ou proche infrarouge bande I XenICs (voir Tab. 3.3), il est nécessaire de connaître le rendement  $R(\lambda)$  (sa capacité à transformer les watts photoniques en watts électriques) de celle-ci et sa sensibilité  $\eta$  (sa capacité à transformer les watts électriques en niveaux numériques [NN]). Nous allons voir, dans un premier temps, les résultats concernant la caméra infrarouge SC325.

Le flux d'énergie (en niveaux numériques) reçu du corps noir à la température  $T$  par la caméra en présence du panache correspond à notre modèle mathématique de la caméra et peut s'écrire :

$$NN = \eta \cdot \frac{\pi}{4} \frac{S_d}{N^2} \int_{\Delta\lambda} \tau_{Env\lambda} R(\lambda) L_{s\lambda,T} d\lambda \quad (3.10)$$

avec

$S_d$  Surface d'un pixel ( $25\mu m \times 25\mu m$ )

$N$  Ouverture numérique de la caméra considérée =  $\frac{\text{Distance focale}(30\text{mm})}{\text{Diamètre pupille}(23\text{mm})} = 1,3$

En ayant pris soin d'étalonner la caméra infrarouge et proche infrarouge afin d'obtenir la courbe  $NN=f(T_{\text{corps noir}})$  comme montré à la figure 3.14(a), il est possible d'obtenir la sensibilité  $\eta$  de la caméra. Cette sensibilité relie l'évolution des NN en fonction du flux corps noir reçu (voir Fig. 3.14(b)) et s'obtient en calculant la pente de la droite (voir annexe H).

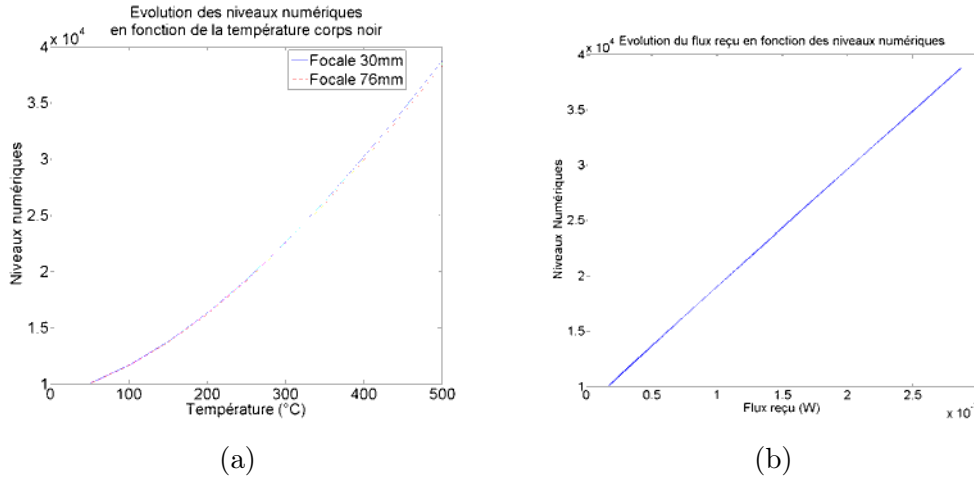


FIGURE 3.14: (a) Évolution des NN de la caméra en fonction  $T_{CN}$  (distance focale 30mm) (b) Evolution des NN de la caméra en fonction du flux corps noir reçu

Disposant de toutes les variables de l'équation, on est alors en mesure de déterminer une température de corps noir en présence de panache et en son absence (Eq. (3.10) sans la transmittivité  $\tau_{\Delta\lambda}$ ). La différence de ces deux températures nous donne alors le  $\Delta T$  induit par la présence du panache du point de vue de l'émission et de l'absorption de ce-dernier. Le  $\Delta T$  varie suivant la température de corps noir fixée. La figure 3.15(a) et (b) représentent respectivement l'évolution de l'écart de température calculé numériquement et la contribution des deux effets (émission et transmission) en fonction de la température du corps noir observée dans la bande III par la caméra SC325.

La figure 3.15(a) montre que la présence du panache peut entraîner des variations assez importantes dans la mesure de températures, notamment lorsque la température du corps noir est relativement faible (ce qui dans le cas pratique n'est pas vraiment notre cas). Pour des températures de corps noir inférieures à  $300^\circ\text{C}$ , la présence du panache aura tendance à augmenter la température lue par la caméra, alors qu'au dessus de  $300^\circ\text{C}$ , il aura tendance à absorber le rayonnement corps noir et donc à diminuer légèrement le flux reçu par la caméra. Ce phénomène est clairement observable sur la figure 3.15(b) où l'on trace la contribution (en %) de chaque effet. Le pourcentage d'énergie absorbée par le panache est quasiment la même quelque soit la température du corps noir, en revanche, le rôle émissif du panache, qui est quasi constant, devient de plus en plus petite devant l'énergie émise

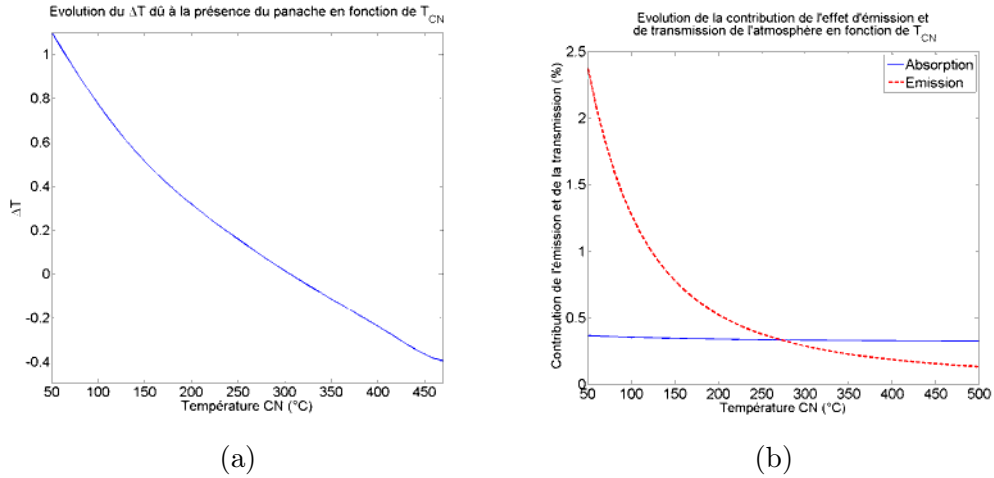


FIGURE 3.15: (a) Évolution de l'écart de température dû à la présence du panache en fonction de la température du corps noir dans la bande III et (b) la contribution respective des deux effets

par le corps noir. Ceci se traduit donc par une forte diminution de la contribution émissive du panache avec l'augmentation de température du corps noir. D'un point de vue thermographique, cette variation de température devrait être remarquée expérimentalement en observant l'évolution de la température moyenne de la zone du corps noir observée en présence ou non du panache.

Pour ce qui concerne la bande I (caméra proche infrarouge), les variations de température calculées numériquement sont représentées à la figure 3.16.

Type de détecteur	InGaAs
Bande spectrale	0,4-1,7 $\mu\text{m}$
Plage de température	de +200°C à <+2000°C
Résolution spatiale	320×256
Pitch	30 $\mu\text{m}$
DTEB	100mK
Fréquence d'acquisition	60Hz
Distance focale	50mm

TABLEAU 3.3 – Caractéristiques de la caméra proche infrarouge XenICs

L'étude de la variation de la température dans le proche infrarouge ne s'est faite uniquement qu'entre 200°C et 500°C pour deux raisons :

- d'une part 200°C correspond à la limite basse de détection de la caméra proche infrarouge sur l'objet visé (le corps noir),
- d'autre part la limite haute vient des possibilités du corps noir utilisé.

On remarque que pour les températures les plus faibles, une forte variation de température est présente, mais elle diminue fortement pour finalement tendre autour de 0°C à partir d'une température de corps noir de 400°C. Ces résultats seront testés expérimentalement dans le chapitre suivant.

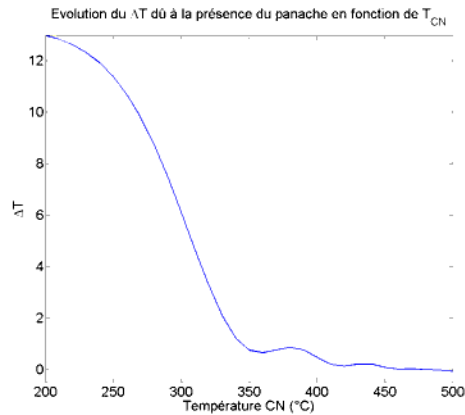


FIGURE 3.16: Évolution de l'écart de température dû à la présence du panache en fonction de la température du corps noir dans le proche infrarouge

Pour conclure sur cette partie, on note que la caméra proche infrarouge est plus sensible à la présence du panache que la caméra infrarouge (en accord avec les transmittivités du Tab. 3.2). On obtient une variation de température de 13°C pour une température de corps noir de 200°C chutant rapidement à 1°C pour une température de 350°C, et finalement décroître vers 0°C. La caméra infrarouge, très peu sensible à la présence du panache, voit son erreur sur la température varier quasiment linéairement entre 50°C et 450°C, avec des valeurs passant de 1°C à -0,4°C.

La deuxième étape traitant de l'aspect énergétique liée au panache est d'estimer la variation de température entraînée par la convergence et la divergence des rayons par effet mirage. En effet, il est tout à fait possible que des photons destinés originalement à un pixel de la caméra atteignent un autre pixel et donc crée un  $\Delta T$  entre ces deux pixels (Fig. 3.17).

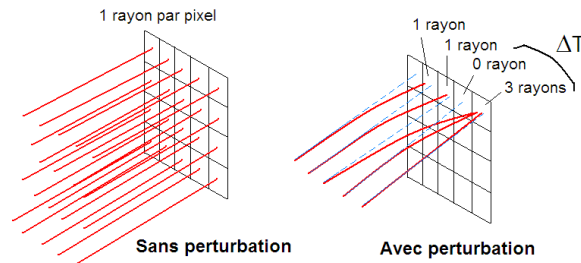


FIGURE 3.17: Schéma simplifié d'un capteur recevant des rayons en présence ou non de perturbation

### 3.3.2 Carte de densités qualitative : mise en évidence des zones de convergence et divergence

Comme expliqué en début de chapitre, le code de lancer de rayons a également été modifié afin d'obtenir sur le plan d'arrivée une *carte de densités*. Cette carte de densités représente le nombre des rayons impactant sur chaque cellule du plan d'arrivée, ainsi, moins le plan d'arrivée est discrétisé et plus le nombre de rayons arrivant par cellules est grand. Ce type de résultat permet de visualiser directement l'effet de la perturbation sur les rayons lumineux et d'observer la distorsion de l'objet. A titre d'exemple, le panache convectif au-dessus et autour du disque chaud sans isolant a été simulé par CFD et, après déduction du champ d'indices de réfraction correspondant introduit dans le code de lancer de rayons, la figure 3.18 a été obtenue. Elle représente la carte de densités obtenue pour la longueur d'onde de 632,8nm, pour un disque à 800°C et un plan d'arrivée positionné à 5m de ce dernier ; cette distance est représentative des distances d'observation en ombroscopie ou strioscopie par exemple.

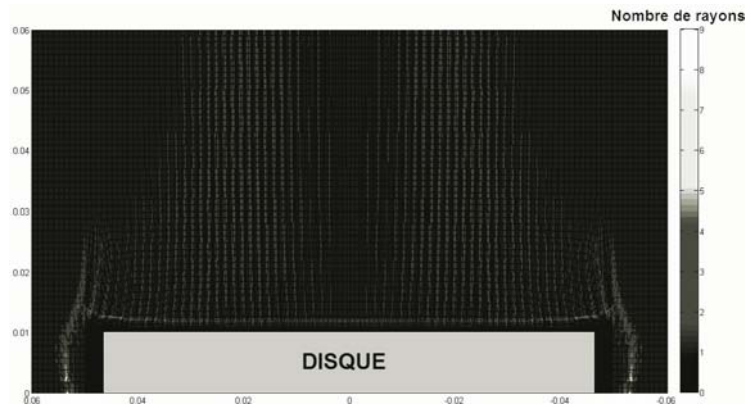


FIGURE 3.18: Carte de densités avec plan d'arrivée à 5m

Ce résultat ne permet pas vraiment de donner ici une information quantitative quant à la variation de température induite par le panache mais elle met clairement en évidence les zones de convergence et de divergence. Les plus distinctes étant celles se trouvant juste autour du disque chaud : on peut voir se dessiner tout autour du disque une zone plus claire correspondant à la convergence de nombreux rayons dans cette zone, rayons déviés par le fort gradient thermique présent aux abords de l'objet chaud. Une zone de divergence, noire, se dessine également sur le pourtour du disque, zone pouvant entraîner de mauvaises interprétations. En effet, si on observe un tel objet chaud avec un système tel que l'ombroscopie, le disque n'apparaissant pas sur l'image (seul son ombre apparaît), il est alors facile d'interpréter cette zone sombre comme due à la présence du disque ce qui n'est pas le cas. Il est également possible de voir la présence de faibles convergences et divergences des rayons plus haut dans le panache mais leurs variations restent faibles puisque les zones de convergences correspondent à seulement 2 rayons. Pour étudier

la variation de température induite par le panache il faudra alors soit augmenter fortement le nombre de rayons lancés (le temps de calcul augmente) soit réduire la zone de panache étudiée à une fenêtre de quelques millimètres et non quelques centimètres comme c'était le cas dans l'exemple précédent. Nous avons donc choisi pour l'étude de la distorsion du champ thermique de se consacrer à une partie beaucoup plus petite du panache.

### 3.3.3 Carte de densités quantitative : estimation de la variation de température due à l'effet mirage

Il s'agit maintenant d'estimer la variation de température due à l'effet mirage. Pour cela, le code de lancer de rayons a été modifié afin de pouvoir simuler le rayonnement thermique. Comme expliqué précédemment, le plan d'origine doit être réduit cette fois à quelques millimètres (10mm par 10mm). Pour se limiter à une zone permettant le passage des rayons dans une partie du panache où règne un gradient thermique important, la zone chaude a été positionnée comme l'illustre la figure 3.19.

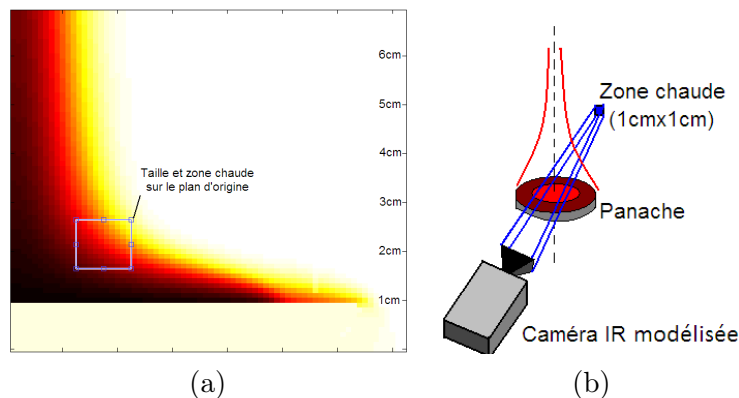


FIGURE 3.19: (a) Taille et positionnement de la zone chaude sur une moitié du panache (b) Principe de la simulation

Les rayons sont alors lancés dans tout l'espace de façon aléatoire et seule une petite partie est interceptée par le plan d'arrivée. Ce plan doit avoir une taille comparable au diamètre de l'objectif. C'est la taille du plan d'arrivée et la distance  $X$  (imposée par la distance de travail de l'objectif) qui va définir l'angle solide sous lequel est vu l'objectif depuis un "point" source et le nombre de rayons atteignant le capteur. Le principe de la simulation réalisée et l'analogie avec un cas concret sont illustrés à la figure 3.20.

Comme le montre la figure 3.20, les principaux paramètres jouant un rôle sur les résultats de la carte de densités se décomposent en deux catégories :

- ceux fixés dans un souci de *similitude* avec les futures expériences,
- et ceux pouvant varier numériquement et devant être étudiés puis définis.

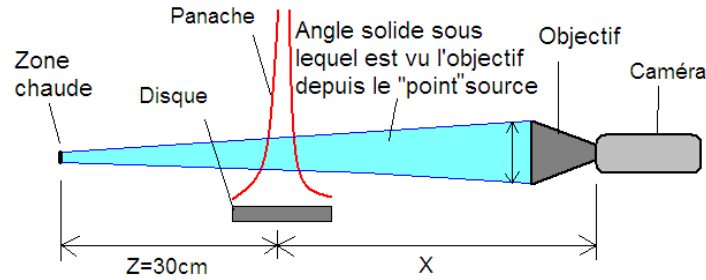


FIGURE 3.20: Principe de la simulation numérique réalisée

### Paramètres de similitude

Dans cette première catégorie nous avons :

- la distance  $Z$  (fixée à 30cm pour garder la similitude avec l'expérience),
- la distance  $X$  (pouvant varier suivant l'objectif et focale utilisés),
- la surface de collection de l'objectif (et donc de l'angle solide),
- les dimensions de la zone chaude
- la température de la zone chaude
- et enfin la longueur d'onde (fixé selon la longueur d'onde de la caméra utilisée).

Les diamètres de lentille ont été choisis de 3.5 et 5.5cm (en accord avec les objectifs dont nous disposons respectivement de distance focale 30mm et 76mm) et leurs distances  $X$  respectives de 37cm et 330cm. La largeur de la zone chaude a été fixée à 10mm, et sa température à 500K (température médiane de la plage de température couverte par notre corps noir).

### Paramètres numériques à définir

Dans la deuxième catégorie, on retrouve les paramètres purement numériques comme la *discrétisation du plan d'arrivée* et le *nombre de rayons lancés*.

Afin de ne pas pénaliser le temps de calcul, nous avons tiré des rayons uniquement dans l'angle solide illustré à la figure 3.20, *d'une part en absence de panache et d'autre part en sa présence*. De plus, pour faciliter les calculs, nous avons supposé que les rayons étaient issus d'un corps noir (homogène et isotrope). Cette étape de lancer de rayons en présence et en l'absence de panache, a été réalisée en conservant strictement le même angle de lancé pour chaque rayon afin de permettre une comparaison rigoureuse des cartes de densités.

Comme indiquées précédemment, ces dernières dépendent, d'un point de vue numérique, essentiellement du nombre de rayons et de la discrétisation faite sur le plan d'arrivée. Pour une discrétisation trop grossière, les rayons déviés ou non arriveront tous sur le même élément de la carte et donc aucune différence ne sera notée du fait de la présence du panache. Au contraire, si la discrétisation est trop fine, il n'y aura pas assez de rayons arrivant par élément pour avoir une bonne validité des



résultats ; ou alors le nombre de rayons doit être plus grand (au détriment du temps de calcul). Nous avons fixé ici la limite haute du nombre des rayons à  $500 \times 500$ , soit 250000 rayons. Une étude de la discrétisation appropriée a donc été faite.

Pour ce faire, la discrétisation du plan d'arrivée (cible) a été progressivement raffinée jusqu'à ce que l'écart relatif obtenu entre les cartes de densités avec et sans panache (Fig. 3.21) soit jugé trop élevé. Nous avons fixé ici une valeur d'écart relatif moyen maximale acceptable de 1%. Dans un souci de similitude avec les expériences, la discrétisation du plan d'arrivée est associée à la résolution spatiale de la caméra. L'axe des abscisses du graphique correspond donc à la résolution spatiale du système, c'est à dire à la taille d'un pixel sur le plan objet, soit la projection de la discrétisation du plan d'arrivée sur la zone chaude (taille de la zone chaude divisée par la discrétisation du plan d'arrivée) et cela pour deux distances de travail différentes (distance disque/plan d'arrivée).

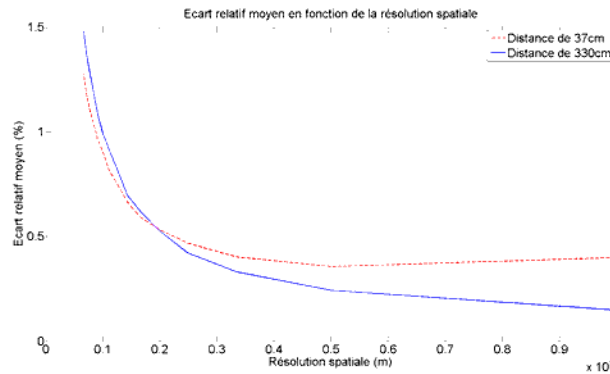


FIGURE 3.21: Evolution de l'écart relatif entre les deux cartes de densités en fonction de la résolution pour deux distances du plan d'arrivée

D'après la figure 3.21, nous avons vu que la taille de pixel minimale sur le plan image (afin de garder un écart relatif inférieur à 1%) avec 250000 rayons lancés est  $\approx 0,11\text{mm}$  à  $X=37\text{cm}$  et  $330\text{cm}$  (pour une zone chaude de  $10\text{mm}$ ), soit une discrétisation du plan d'arrivée de  $90 \times 90$ . Il est possible de réduire cet écart relatif en augmentant tout simplement le nombre de rayons lancés. Notons que la meilleure résolution spatiale disponible au niveau de la caméra infrarouge du laboratoire est d'environ  $0,56\text{mm}$  à la distance de visée annoncée précédemment (soit  $X+Z=67\text{cm}$ ). Les résultats obtenus avec une résolution de  $0,11\text{mm}$  ne sont donc présentés ici qu'à titre indicatif et correspondent d'avantage à des résolutions spatiales plus élevées de caméras infrarouges ( $640 \times 512$  pixels ou plus). Nous présenterons donc également ici les résultats obtenus avec une résolution spatiale de  $0,5\text{mm}$  (soit un plan d'arrivée de  $20 \times 20$ ), résultats permettant alors une comparaison expérimentale faite par la suite au Chapitre 4.

Chaque rayon quittant le plan d'origine contient une quantité d'énergie définie dépendant de la température du corps noir, de la longueur d'onde et du nombre de

rayons lancés. Pour une bande spectrale donnée, il est possible d'utiliser la loi de Planck afin de calculer la densité de flux émise par la zone chaude du plan d'origine (voir Eq. (1.26)). On aboutit à la valeur énergétique en Watt d'un rayon émis par le corps noir dans une bande spectrale donnée par :

$$\text{énergie d'un rayon} = \frac{\int_{\Delta\lambda} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\left(\frac{hc}{\lambda T}\right)} - 1} d\lambda \times S_p \times \Omega_p}{\text{Nombre de rayons}} \quad (3.11)$$

avec  $\Omega_p = \frac{S_l}{R^2}$

$S_p$  surface de la zone chaude ( $= 1.10^{-4}m^2$ )

$\Omega_p$  angle solide sous lequel la zone chaude voit la lentille (zone chaude assimilée ponctuelle devant la lentille) (sr)

$S_l$  surface de la lentille ( $m^2$ )

R distance entre le plan d'arrivée et le plan d'origine (m)

*Nombre de rayons* = nombre total de rayons lancés par le point chaud

Une fois que les rayons ont été lancés et ont impacté le plan d'arrivée, nous obtenons deux cartes de densités représentées à la figure 3.22. Elles correspondent au nombre de rayons reçus par "pixel" (ou discrétisation) en présence du panache ou non.

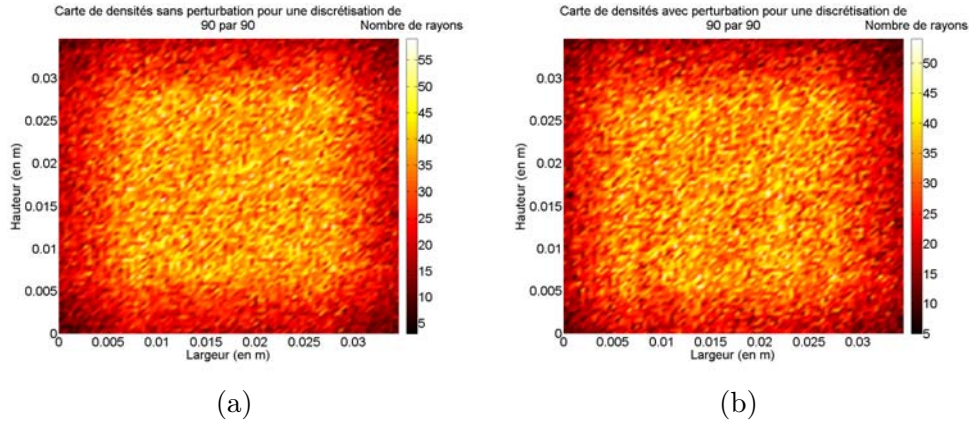


FIGURE 3.22: Carte de densités sans la perturbation (a) et avec (b) pour une discrétisation de  $90 \times 90$  à une distance de 37cm

Nous constatons que la carte de densités sans perturbation n'est pas strictement homogène. En effet, le fait d'avoir un nombre de rayons fini inscrit dans un certain angle solide entraîne une prédominance des rayons vers le centre de la carte (lié à la loi de tirage). Afin d'obtenir une carte de densités homogène, la valeur énergétique des rayons arrivant sur une discrétisation donnée (un pixel) du plan cible sera augmentée ou diminuée de façon à correspondre à la réception d'un flux homogène sur toute la carte d'arrivée (correction de la loi de tirage). Concrètement, une zone

recevant moins de rayons (par rapport à la moyenne) voit la valeur énergétique de ses rayons légèrement augmentée et inversement pour une zone recevant plus de rayons. Nous avons ainsi obtenu une carte de pondération des pixels de la carte de référence que nous utilisons alors pour l'étude en présence du panache. Nous rendons ainsi possible une comparaison des flux reçus.

Les équations suivantes ont permis d'obtenir les niveaux numériques que mesurerait par exemple la caméra SC325 en présence du panache ou non (cf.. Eq. (3.10)) :

$$\begin{aligned}
 NN_{avec\ pert} &= \eta \cdot \frac{\pi}{4} \frac{S_d}{N^2} \int_{\Delta\lambda} R(\lambda)(Carte\ pert)d\lambda \\
 NN_{sans\ pert} &= \eta \cdot \frac{\pi}{4} \frac{S_d}{N^2} \int_{\Delta\lambda} R(\lambda)(Carte\ sans\ pert)d\lambda
 \end{aligned}
 \tag{3.12}$$

avec

*Carte pert.* = Nombre de rayons arrivant par élément de la carte de densités avec perturbation  $\times$  énergie d'un rayon

*Carte sans pert.* = Nombre de rayons arrivant par élément de la carte de densités sans perturbation  $\times$  énergie d'un rayon

$S_d$  La surface de détection ici correspond à la surface d'une discrétisation au niveau de la pupille c'est à dire  $\frac{S_{pupille}}{\text{Nombre d'éléments}}$

Les deux cartes de densités obtenues précédemment sont de toute évidence très similaires visuellement. Cependant, en appliquant l'équation (3.12) nous avons pu simuler une carte de variations de température de la zone chaude (ici fixée rappelons le à 500K) dues à la présence du panache. A partir de l'étalonnage caméra (cf. Fig. 3.14(a) ou annexe H), on a pu directement obtenir les températures correspondantes aux niveaux numériques calculés, c'est à dire avoir maintenant deux cartes de températures.

La variation de température liée à l'effet mirage s'obtient alors en faisant une simple différence des deux cartes de températures ( $\Delta T = T_{avec\ panache} - T_{sans\ panache}$ ). La Fig. 3.23 représente la carte de variations de températures pour deux discrétisations du plan d'arrivée à 37cm. La première discrétisation (a) correspond aux deux cartes de densités présentées précédemment soit  $9 \times 90$  (c'est à dire une résolution spatiale de 0,1mm) et la deuxième (b) correspond à la discrétisation permettant d'obtenir une résolution similaire à notre caméra infrarouge ( $\approx 0,5$ mm à nos distances) soit une discrétisation de  $20 \times 20$  de la zone chaude de 10mm de coté.

La figure 3.23 a permis de mettre en évidence différents points importants. Par exemple, on remarque que plus la discrétisation est fine (bonne résolution spatiale), et plus on est capable de "capturer" la divergence et la convergence des rayons et donc de repérer un  $\Delta T_{max} = (T_{max} - T_{min})$  important (voir Fig. 3.24(a) pour voir l'évolution). On montre qu'avec un corps noir à 500K, on pourra a priori noter avec notre caméra des écarts maximums de 0,1K (soit des variations de  $\pm 0,05$ K), mais avec une température plus élevée il est possible d'atteindre des variations plus

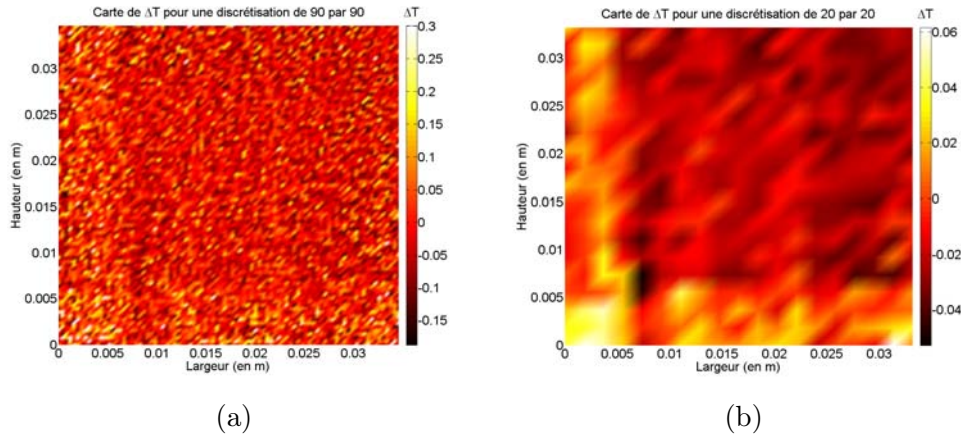


FIGURE 3.23: Carte de variations de températures à la distance de 37cm pour deux discrétisations (a)  $90 \times 90$  (b)  $20 \times 20$

grandes (voir tendance Fig. 3.24(b)). Il est important de comparer ces valeurs de variations de températures avec le DTEB de la caméra utilisée. Dans notre cas, la caméra SC325 a une résolution thermique de 0,05K, c'est à dire la même valeur que la variation de température calculée pour un corps noir à 500K. A priori, la caméra infrarouge dont nous disposons ne pourra donc mettre en évidence l'effet mirage que pour des températures de corps noir supérieures ou égales à 500K.

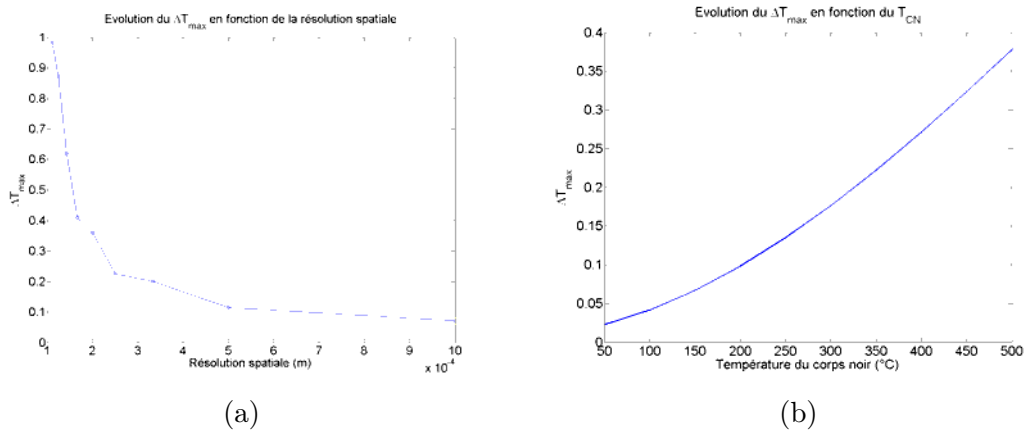


FIGURE 3.24: Evolution du  $\Delta T_{max}$  en fonction de la résolution spatiale ( $T_{CN}=500K$ ) (a) et de la température du corps noir ( $20 \times 20$ ) (b)

La conséquence de l'effet mirage est donc la génération d'une légère variation de température d'un pixel à un autre, mais pas une variation de la température globale (moyenne) de la zone chaude. En effet, la déviation n'est pas assez forte pour faire changer le nombre de rayons total arrivant au niveau du détecteur. D'un point de vue thermographique, cet effet pourra être observé en regardant l'évolution de la différence entre le  $T_{max}$  et  $T_{min}$  de la zone en présence du panache ou non, soit :

$$\Delta T = (T_{max \text{ avec panache}} - T_{min \text{ avec panache}}) - (T_{max \text{ sans panache}} - T_{min \text{ sans panache}})$$

## Conclusion

Ce chapitre a permis de dégager les principaux points suivants :

- Le champ de température calculé au chapitre 2 a permis de *déduire le champ d'indice de réfraction* du panache à l'aide de la loi de Gladstone-Dale ensuite *intégré au code de lancer de rayons modifié* spécifiquement pour notre application.
- Le code de lancer de rayons a permis de *prédire le champ de déplacements* pour les longueurs d'onde souhaitées. Il a montré la faible dépendance de l'effet mirage aux longueurs d'onde prises en compte dans cette thèse ( $0,4\mu$ - $13,5\mu$ ). Les déplacements sont, au maximum, de **0,27mm** à fleur du disque et de **0,125mm** dans le panache.
- D'un point de vue énergétique, après avoir montré le rôle émissif et absorbant du panache, le code de lancer de rayons a été utilisé pour montrer l'aspect convergent et divergent des rayons et quantifier les erreurs induites par la présence du panache.
- Il apparaît que l'effet mirage joue un rôle très faible voire négligeable dans l'erreur de mesure sur la température ( $<0,4^{\circ}\text{C}$ ) alors que l'effet émissif du panache peut engendrer des surestimation notables de la température notamment dans le proche infrarouge pour des températures inférieures à  $350^{\circ}\text{C}$ . Le Tab. 3.4 fait une synthèse des variations de température liées à l'aspect d'émission et de transmission du panache :

Température du CN ( $^{\circ}\text{C}$ )	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500
Variations dans l'IR (K)	1,1	0,77	0,51	0,31	0,16	0,02	-0,11	-0,24	-0,36	-0,33
Variations dans le NIR (K)				12,99	11,38	6,13	0,76	0,48	0,09	-0,06

TABLEAU 3.4 – Variations des températures pour les bande spectrales de l'IR et du NIR pour un corps noir variant entre  $50^{\circ}\text{C}$  et  $500^{\circ}\text{C}$

Le chapitre suivant a pour objet la comparaison des prédictions de déplacements et de variations de température obtenues dans ce chapitre avec les résultats expérimentaux. Une installation originale sera mis en œuvre pour permettre la mesure du champ de déplacements dans les bandes spectrales du visible, du proche infrarouge et de l'infrarouge ainsi que les variations de températures liées à la présence du panache.

# Comparaison expériences/simulations faites pour différentes bandes spectrales

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Présentation de l'installation</b>	<b>113</b>
<b>4.2</b>	<b>Aspect dimensionnel</b>	<b>116</b>
4.2.1	Présentation de la méthode et des outils	116
4.2.2	Résultats	117
<b>4.3</b>	<b>Aspect énergétique</b>	<b>125</b>
4.3.1	Infrarouge	125
4.3.2	Proche infrarouge	129

---

Il a été présenté dans les chapitres précédents les phénomènes mis en jeu dans l'effet mirage, les différentes méthodes permettant de le mettre en évidence ainsi qu'une méthode numérique permettant de modéliser à l'aide du couplage d'un logiciel de CFD et de lancer de rayons. Le présent chapitre a pour objectif de décrire la méthode expérimentale utilisée afin de quantifier d'un point de vue dimensionnel et énergétique le rôle de l'effet mirage sur la mesure. Dans un premier temps, le montage utilisé pour les expériences est présenté, puis dans un second temps l'erreur engendrée par la présence du panache convectif est mesurée respectivement pour les aspects dimensionnel et énergétique. Les résultats obtenus sont alors comparés avec ceux obtenus numériquement lors du chapitre 3 .

## 4.1 Présentation de l'installation

Après avoir utiliser l'enceinte en plexiglas (voir Fig. 2.4) pour différentes expériences, certaines remarques et limites ont été relevées, comme par exemple la réflexion du rayonnement émis par le disque chaud sur les parois de l'enceinte, l'opacité du plexiglas dans l'infrarouge... Une nouvelle enceinte a donc été construite pour rendre possible les différentes expériences nécessaires pour permettre de comparer les résultats numériques à des résultats expérimentaux. Cette enceinte a été

fabriquée en utilisant des parois d'acier (2mm d'épaisseur) dont les face intérieures ont été peintes en noir afin de diminuer les réflexions. Ces dernières sont également équipés d'ouvertures utilisées pour les expériences : 4 des 5 ouvertures avant sont utilisées pour fixer les lampes halogènes (Fig 4.1(a)) permettant d'éclairer l'arrière plan dans la bande spectrale du visible et du proche infrarouge (voir Fig. 4.3), la dernière ouverture de la face avant sert à l'observation de l'arrière-plan à l'aide d'une caméra, et enfin une ouverture est réalisée en face arrière, face à la caméra, mais sera obturée lors des expériences dimensionnelles par le motif constituant l'arrière-plan (Fig 4.1(b)).

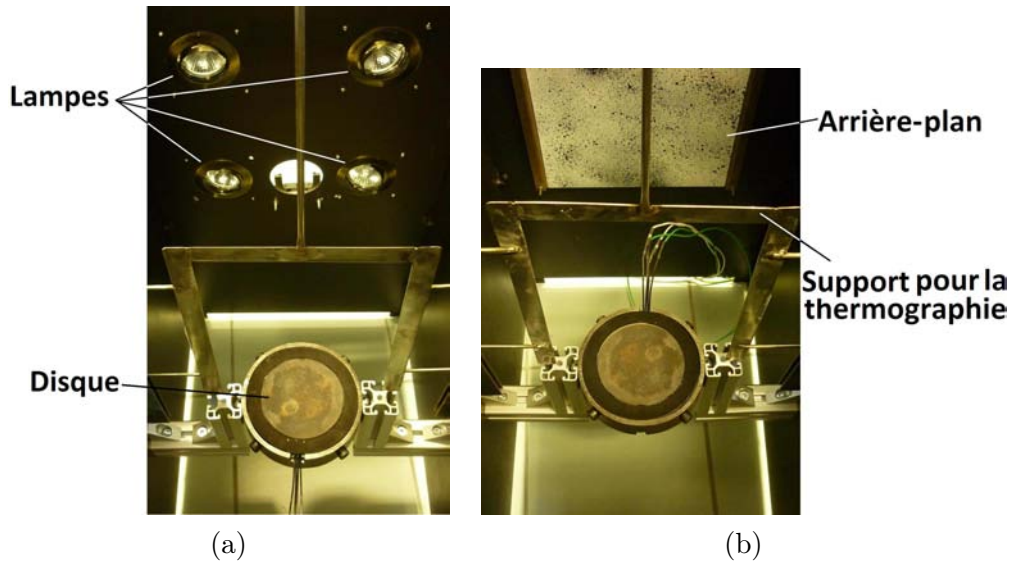


FIGURE 4.1: Photographie de la face intérieure avant (a) et arrière (b) de l'enceinte

Suite aux différentes observations faites sur la sensibilité du panache dans le chapitre 2, une deuxième enceinte plus grande est construite afin de contenir la première ainsi que la caméra opérant la mesure en cours (Fig. 4.2).

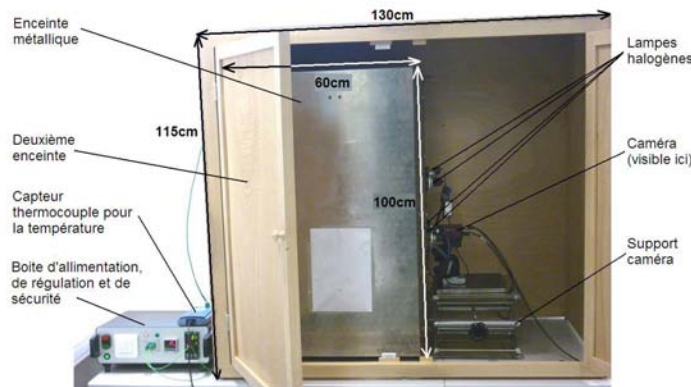


FIGURE 4.2: Photographie de la face intérieure avant (a) et arrière (b) de l'enceinte

Les différentes caractéristiques de la manipulation et des équipements utilisés sont donc :

- Enceinte primaire en acier de 100cm de haut, 60cm de profondeur et 41cm de large contenant le disque (plus grande que celle en plexiglas ne présentant déjà aucun soucis liés aux effets de bord).
- Enceinte secondaire en bois de 115cm de haut, 130cm de profondeur et 70cm de large contenant l'enceinte primaire et la caméra utilisée pour l'expérience en cours. Il faut noter que l'enceinte secondaire comporte bien évidemment une ouverture sur le dessus afin d'évacuer le panache convectif montant en son sein, une grille est fixée à cette ouverture afin de d'éviter au maximum l'entrée les mouvements d'air externe. Deux portes sur le coté de l'enceinte extérieure permettent d'avoir accès à l'enceinte intérieure et à la caméra. Les deux enceintes sont surélevés de quelques centimètres (environ 2cm pour l'extérieure et 3cm pour l'intérieure) pour rendre possible la circulation d'air nécessaire en convection libre
- Le disque est fixé au centre du l'enceinte primaire en le rendant solidaire des parois latérale de l'enceinte. Un rail vertical et un support coulissant permettent de réaliser l'expérience de thermographie (voir Sec. 2.2.2.2.b).
- Les lampes halogènes utilisées éclairent dans le visible et le proche infrarouge comme le montre la figure 4.3 (Température filament  $\approx 2900\text{K}$ ). De plus, on voit que l'arrière-plan plan, fait de peinture blanche et noire, reste nettement visualisable dans les deux bandes spectrales du fait d'une grande différence dans le spectre de réflectivités des peintures. Comme dans le visible, on observera dans le proche infrarouge un contraste de réflectivité entre les deux peintures nous permettant alors d'utiliser le même mouchetis.

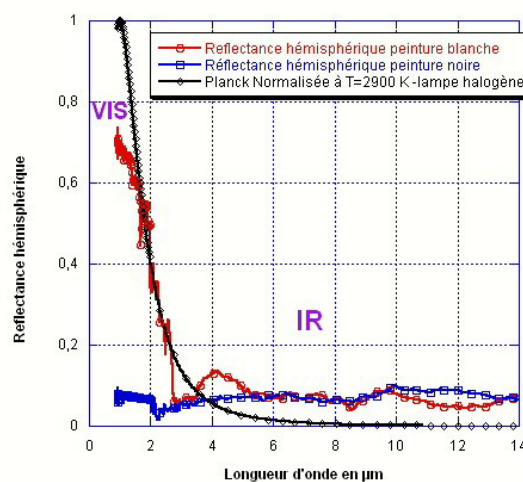


FIGURE 4.3: Plage spectrale d'émission d'une lampe halogène



- Le boîtier à gauche de l'enceinte secondaire permet l'alimentation du disque et des lampes, la régulation et la sécurité du disque chauffant.

Disposant maintenant d'une installation fonctionnelle pour les expériences souhaitées, nous allons présenter les méthodes et les outils utilisés pour obtenir les résultats correspondant respectivement aux déplacements et à la variation de températures engendrés par le panache.

## 4.2 Aspect dimensionnel

Les déformations dimensionnelles induites par la présence d'une variation de densité dans l'air sont très fréquentes et relativement facile à observer. Bien que la perturbation visuelle soit clairement visible, il n'est pas toujours évident d'estimer quantitativement le déplacement associé. Une méthode présentée dans le chapitre 1 (Sec. 1.1.3.4) appelée strioscopie orientée sur l'arrière-plan (couramment abrégé par BOS pour *Background Oriented Schlieren*) permet non seulement de visualiser nettement l'effet mirage mais aussi, avec l'outil adéquat, de le quantifier.

### 4.2.1 Présentation de la méthode et des outils

Le principe de la méthode BOS est illustré par la figure 4.4, il consiste à observer à l'aide d'une caméra, un motif, constitué de points distribués de façon aléatoire, situé à l'arrière plan. Deux images sont alors enregistrées avec la caméra, une en présence de la perturbation et une autre sans.

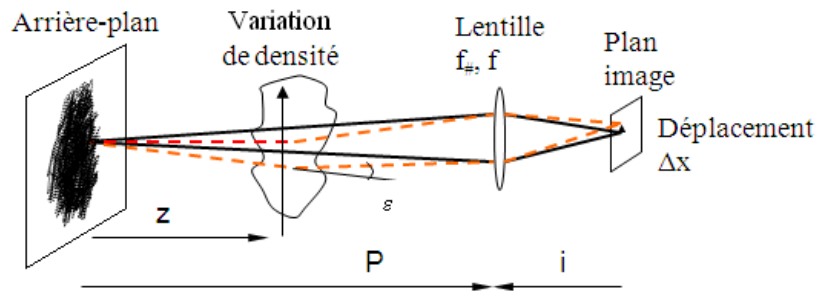


FIGURE 4.4: Schéma du principe de la méthode de BOS

Les images typiques enregistrées par la caméra sont représentées sur la figure 4.5. La caméra est positionnée, à l'aide du support élévateur, de façon à prendre des images de l'arrière plan avec un champ de vue rasant (voire contenant) le disque afin de permettre une meilleure comparaison des valeurs de déplacements maximaux. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le déplacement engendré par la présence du panache et mesuré par la caméra dépend directement de la distance entre celle-

ci et la perturbation. La distance  $Z$  est fixé à 30cm et la distance  $P+I$  à 67cm (Fig. 4.4).

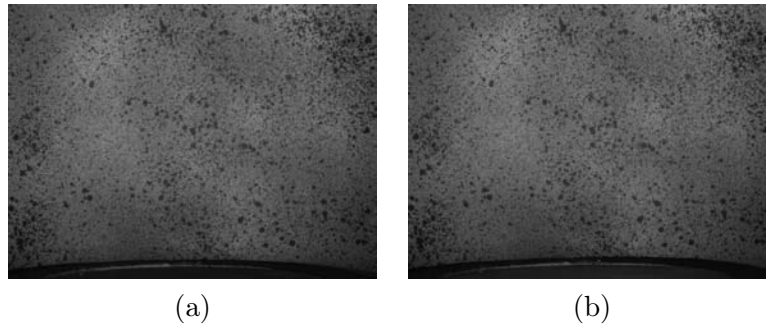


FIGURE 4.5: Images enregistré par la caméra visible en absence du panache (a) et en sa présence (b)

Le motif utilisé pour le visible et le proche infrarouge a été réalisé manuellement en appliquant sur une plaque métallique une première couche de peinture blanche pour le fond après quoi un mouchetis de peinture noire a été déposé. Concernant le motif infrarouge (au-delà de  $\lambda=4\mu\text{m}$ ), il était impossible de voir un contraste de réflexion entre la peinture noire et blanche (voir courbes de la figure 4.3), un système particulier a donc été fabriqué, il sera présenté plus loin, dans la partie présentant les résultats des déplacements dans la bande spectrale infrarouge.

Une fois les couples d'image enregistrés, ils ont été ensuite post-traités à l'aide d'un logiciel de corrélation d'image appelé VIC2D [VV] permettant de déduire à partir d'une image de référence et une image perturbée, le champ de déplacements. Concernant la précision obtenue sur le déplacement, la méthode couramment employée [WSBS09] est de faire une corrélation sur deux images de référence, le déplacement obtenu correspondant au bruit de notre système (mouchetis, distances, objectif, caméra, logiciel...) fixe donc la limite basse du déplacement mesurable. Tout déplacement supérieur au bruit pourra être détecté. Dans les résultats présentés dans la section suivante, les valeurs de déplacements données ont une précision de  $\pm 3\mu\text{m}$  dans le visible,  $\pm 2,5\mu\text{m}$  dans le proche infrarouge et  $\pm 1,5\mu\text{m}$  dans l'infrarouge. Les tailles des fenêtres de corrélation suite au changement de l'arrière-plan étaient de 21 pixels pour le visible et le proche infrarouge et de 30 pixels pour l'infrarouge.

### 4.2.2 Résultats

Les champs de déplacements induits par la présence du panache créé par le disque à  $800^\circ\text{C}$  ont été mesurés dans trois bandes spectrales différentes à l'aide des caméra fonctionnant dans les bandes spectrales souhaitée, à savoir visible, proche infrarouge et infrarouge.

#### 4.2.2.1 Déplacements dans le visible

La caméra employé pour le visible est une Pike F-145B/C avec un capteur CCD Sony ICX285 bénéficiant d'une résolution de  $1388 \times 1038$  et fonctionnant entre 400nm et 800nm. Un objectif avec une focale de 35mm est utilisé, donnant la possibilité d'explorer environ 7,5cm du panache en largeur juste au-dessus du disque (Fig. 4.6(a)). A noter que la largeur explorée du panache ne correspond pas à la largeur du champ de vue sur l'arrière-plan du fait de l'angle de vue. La résolution spatiale correspondante est donc de 0,45mm au niveau de l'arrière-plan. Comme il a été expliqué dans le chapitre précédent, et malgré la présence de deux enceintes, à  $800^\circ\text{C}$  le panache convectif est très facilement déstabilisé et une moyenne des images doit donc être réalisée pour avoir un champ de déplacements représentatif d'un écoulement stable (Fig. 4.6(b)). En revanche, si on utilise un nombre trop élevé d'images pour réaliser ce champ de déplacements moyens, l'image obtenue sera alors quasiment dénuée de contraste et la distinction du panache sur celle-ci impossible. Un compromis a donc dû être réalisé ; le nombre d'images moyennées choisi, se situe autour de 20 images pour le visible.

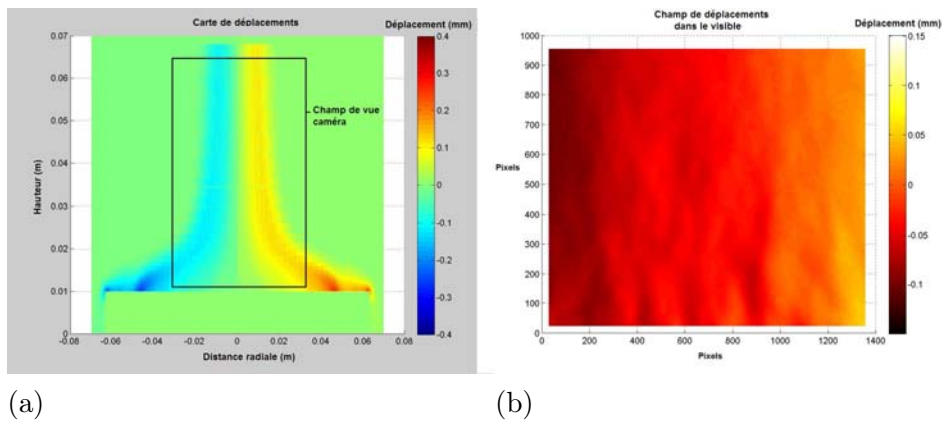


FIGURE 4.6: (a) Champ de vue de la caméra sur la plan d'arrivée (b) champ de déplacements dans la bande spectrale du visible (moyenné sur 20 images)

La figure 4.6 est en accord avec les observations faites lors de l'obtention des résultats numériques, soit un déplacement nul au centre du panache avec un déplacement positif (donc dans le sens  $Oy$  selon la figure 3.2) sur la droite et négatif sur la gauche du panache. Par contre, la figure ne peut pas être considérée quantitativement du fait du moyennage réalisé. De la même manière que pour l'expérience de vélocimétrie par image de particules, les déplacements des extréma d'une image à l'autre a tendance à diminuer les valeurs de ces-derniers sur l'image moyennée. Un exemple de champ de déplacements instantané est donné sur la figure 4.7.

Cette figure permet de voir la non uniformité de l'écoulement et la nécessité de réaliser une moyenne sur plusieurs champs de déplacements pour "simuler" un écoulement non perturbé. Malgré ce problème d'uniformité dans l'écoulement, les valeurs de déplacements engendrés par celui-ci reste du même ordre et la recherche

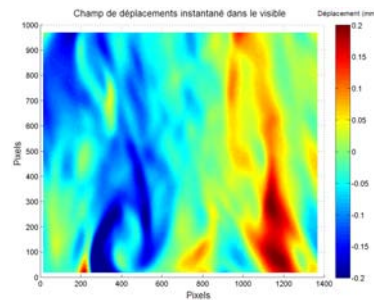


FIGURE 4.7: Image du champ de vitesses instantanées au-dessus du disque

de la valeur absolue maximale moyenne du déplacement permet un point de comparaison aisé. Les extrêmes de chaque image (Fig. 4.7) ont donc été relevés puis moyennés afin de permettre la comparaison avec les déplacements maximums obtenus numériquement. La figure 4.8 représente les valeurs minimales et maximales de chaque image et la ligne horizontale correspond à la moyenne de chaque nuage de points.

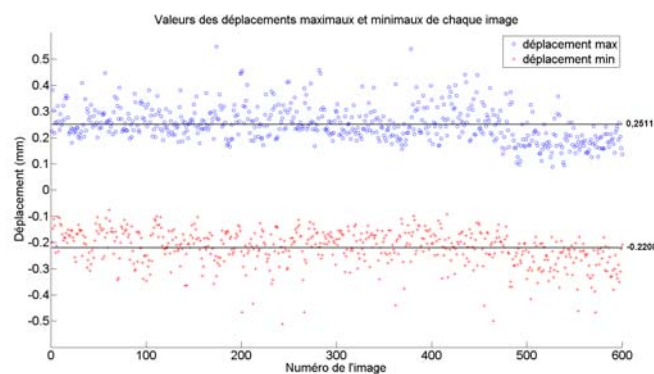


FIGURE 4.8: Valeurs maximales et minimales pour chaque image et leur moyenne

La figure montre clairement la création de deux zones distinctes correspondant respectivement aux maxima et minima des champs de déplacements mesurés. Si on prend la moyenne des valeurs absolues de ces deux zones, nous trouvons alors une valeur moyenne des déplacements maximums de **0,236mm**. Cette valeur correspond en fait au déplacement se produisant 2mm au-dessus du disque et doit donc être une valeur comprise entre le déplacement maximum possible mesurable 0,282mm (valeur moyenne du point 1 dans le visible : Tab. 3.1) et le déplacement 1cm au-dessus du disque, soit 0.127mm (point 2). La raison de ces 2 millimètres au-dessus du disque est expliquée par la figure 4.9.

Comme illustré sur la Fig 4.9, la raison de ces 2mm au-dessus du disque vient de l'angle de vue de l'objectif rendant impossible une vision complètement à fleur du disque (à part en le positionnant complètement au milieu du champ de vu). Le déplacement maximum obtenu numériquement à cette hauteur est de **0,224mm**.

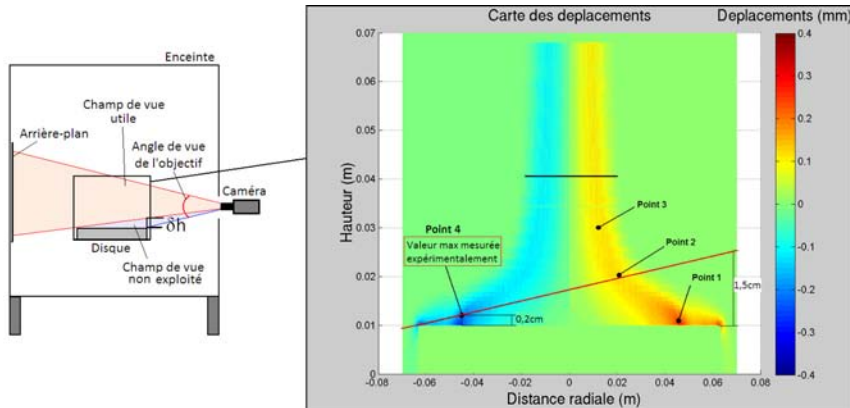


FIGURE 4.9: Illustration de l'angle de vue créée par l'objectif empêchant d'observer le disque de façon rasante

On est alors capable de dire que notre résultat expérimental a un écart relatif de 5,3% comparé aux résultats numériques.

#### 4.2.2.2 Déplacements dans le proche infrarouge

Pour la bande spectrale proche infrarouge, nous avons utilisé une camera XenICs (cf. Tab 3.3). Le caméra fonctionnant entre  $0,4\mu\text{m}$  et  $1,7\mu\text{m}$ , nous avons donc inséré un filtre entre l'objectif et le panache convectif afin de couper la bande spectrale du visible. Le filtre utilisé a été fourni par la société Optosigma et il bloque 100% du rayonnement inférieur à 850nm. Du fait d'un détecteur moins résolu sur cette caméra, un objectif avec une distance focale légèrement supérieure fut utilisé afin de permettre une bonne détection des déplacements. La distance focale choisi a été cette fois-ci de 50mm, ce qui nous permis d'obtenir un champ de vue de 6cm de largeur au niveau du panache (voir Fig. 4.10(a)). Suite à un problème de corrélation sur les bords de l'image, la zone d'intérêt a été réduit à  $290 \times 225$  pixels.

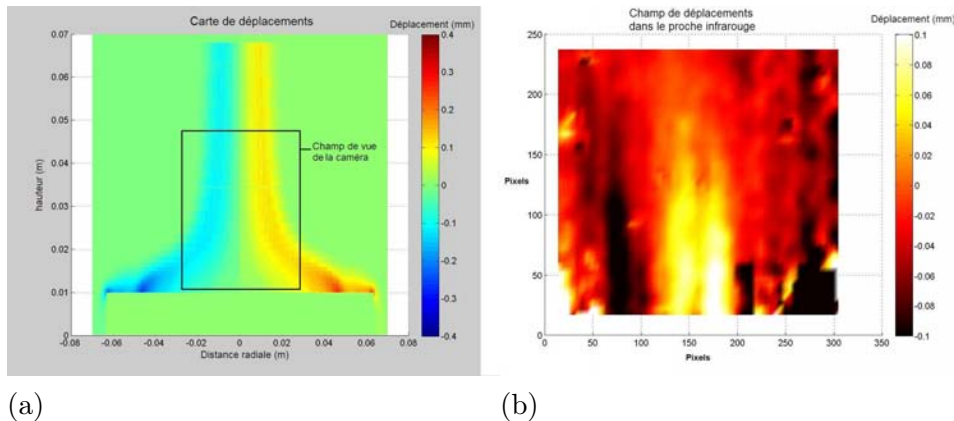


FIGURE 4.10: (a) Champ de vue de la caméra sur la plan d'arrivée (b) champ de déplacements dans la bande spectrale du proche infrarouge (moyenné sur 10 images)

Il est possible, de la même façon que pour la figure 4.6(b), de positionner le centre du panache entre les deux zones de déplacements positifs et négatifs (noir et blanc). De plus, on peut voir sur la figure 4.10(b) un angle noir correspondant à un souci de corrélation. A titre d'exemple, un champ de déplacements instantané est représenté sur la figure 4.11.

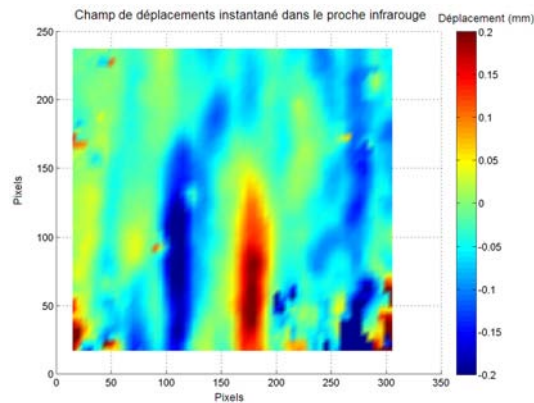


FIGURE 4.11: Image du champ de vitesses instantané au-dessus du disque

Comme pour la figure 4.10(b), on voit se dessiner sur la figure 4.11 deux zones de déplacements correspondant aux deux cotés du panache (plus étroites que sur l'image moyenne). On peut noter également différents "pixels morts" sur le détecteur, se traduisant sur l'image par de très petites zones de déplacements trop faibles ou trop élevés. La recherche des extrémums a donc été réalisée en prenant soin de positionner la zone d'intérêt bien autour de ces zones où les déplacements sont erronés, les extrémums sont représentés sur la figure 4.12.

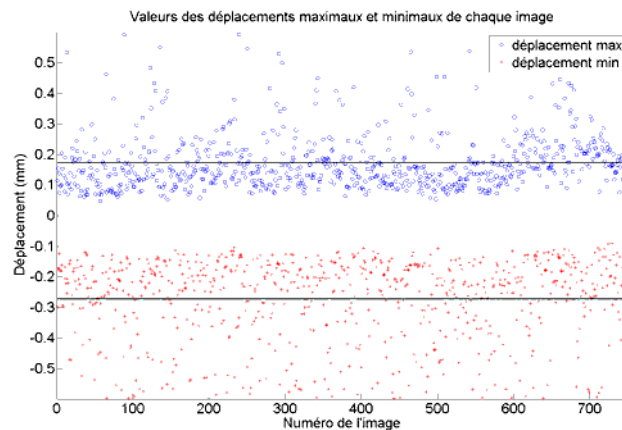


FIGURE 4.12: Valeurs maximales et minimales pour chaque image et leur moyenne

Nous obtenons un déplacement absolu moyen de **0,223mm**. Cette valeur de déplacement est en accord avec le résultat numérique puisqu'elle se trouve entre les valeurs de déplacement du point 1 et 2 (soit 0,274mm et 0,124mm) tout en

étant normalement plus proche de la valeur élevée du point 1. La raison de cet intervalle est la même que celle donnée pour le visible et illustrée par la Fig 4.9, il faut comparer ce résultat avec le déplacement maximum 2mm au-dessus du disque. Le déplacement maximal calculé par le code de lancer de rayons à 2 mm au-dessus du disque est de **0,222mm**. L'écart est donc de 0,5%. Regardons maintenant ce qu'il en est pour le champ de déplacements dans l'infrarouge.

#### 4.2.2.3 Déplacements dans l'infrarouge

Afin de réaliser la mesure de déplacements dans l'infrarouge, nous avons utilisé la caméra FLIR SC325 (cf. Tab 2.1). L'objectif employé pour cette expérience avait une distance focale de 30mm, nous donnant ainsi la possibilité d'explorer 10cm (en largeur) du panache (voir distances au niveau de la figure 4.4), 1cm au-dessus du disque (nous verrons un peu plus loin pourquoi). L'arrière-plan observé avec la caméra dans ce cas a dû être différent des essais faits dans les bandes spectrales précédentes. Nous avons créé un motif infrarouge [SLPM10] à l'aide d'une plaque de cuivre peinte en noir (cf. Fig. 2.7) et chauffée ( $\approx 250^{\circ}\text{C}$ ) par une résistance MICA, et associée à une plaque d'aluminium percée de trous (Fig. 4.13).

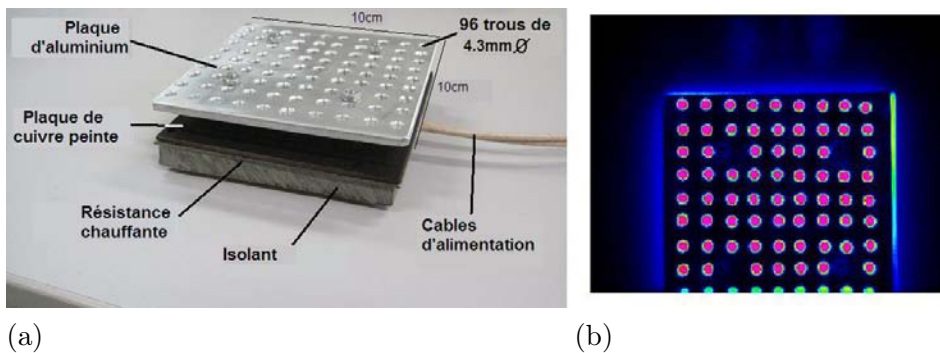


FIGURE 4.13: Photographie de l'équipement (a) permettant de créer un motif infrarouge (b)

On peut voir que l'arrière-plan n'occupe pas tout le champ de vue de la caméra et c'est pourquoi la figure 4.14 représentant le champ de déplacements instantanés dans l'infrarouge a une dimension de seulement  $175 \times 140$  pixels.

On repère facilement sur le champ de déplacements instantané la présence de la déviation positive et négative du panache. La présence de deux points sombre au milieu du panache correspond à une erreur de corrélation et correspond au deux vis permettant de lier les plaques d'aluminium et de cuivre (voir Fig. 4.13). Dans le souci d'obtenir une figure d'un champ de déplacements engendré par d'un écoulement non perturbé, une moyenne sur 10 images a été réalisée et présentée par la figure 4.15.

De toute évidence, la densité de points du champ de déplacements avec un tel motif est inférieure à ceux obtenus avec l'arrière-plan précédent. Néanmoins, grâce à des interpolations mathématiques faites par le logiciel VIC2D, nous avons pu

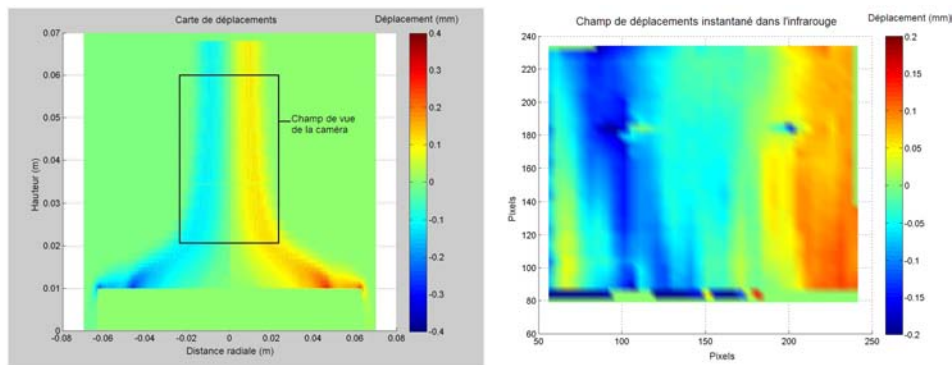


FIGURE 4.14: (a) Champ de vue de la caméra sur la plan d'arrivée (b) Image du champ de vitesses instantané au-dessus du disque

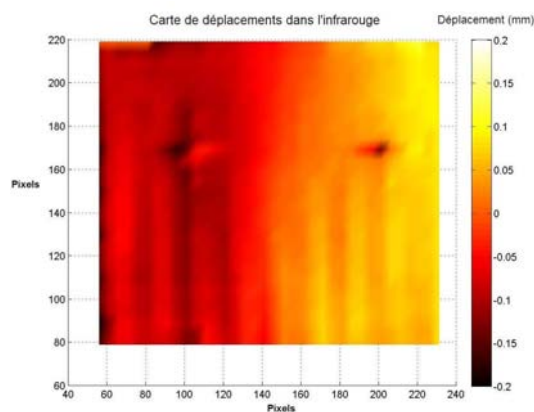


FIGURE 4.15: Champ de déplacements dans la bande spectrale de l'infrarouge (moyenné sur 10 images)

avoir un résultat similaire (Fig. 4.14(b)). Nous remarquons cependant la présence de bandes verticales sur le champ de déplacements moyenné qui correspondent aux zones verticales sans trous (et donc résultats) du motif. De façon identique aux champs de déplacements dans le visible et proche infrarouge, nous pouvons repérer le centre du panache aux valeurs de déplacement nulles, c'est à dire au centre de l'image, avec respectivement un déplacement positif et négatif sur ses cotés droit et gauche. Les déplacements ici sont inférieurs à ceux mesurés dans les cas précédents car les images enregistrées par la caméra ont été prise légèrement plus haut dans le panache (1cm au-dessus du disque : Fig. 4.14(a)). En effet, le contraste du motif de l'arrière-plan infrarouge diminuait avec le temps sur le bas du motif à cause du rayonnement thermique du disque sur la plaque d'aluminium. La moyenne des extrémums réalisée sur les images prises par la caméra infrarouge est illustrée par la figure 4.16.

Nous avons ainsi trouvé une valeur moyenne de déplacement absolue de 0.123mm. En sachant que la zone corrélée par le logiciel VIC2D (Fig. 4.15(b)) correspond à un



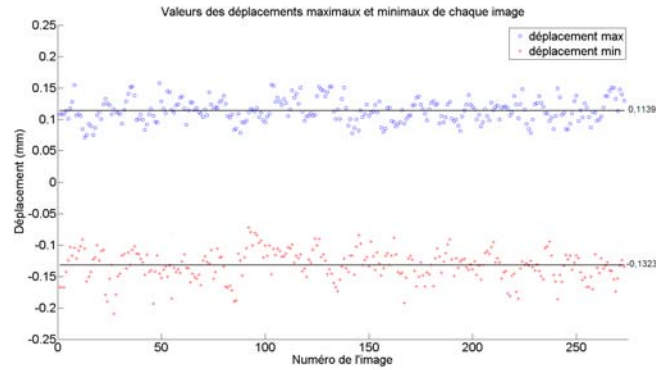


FIGURE 4.16: Valeurs maximales et minimales pour chaque image et leur moyenne

champ de vue passant 1cm au-dessus le disque, nous pouvons comparer ce résultat de déplacement expérimental à celui obtenu numériquement au niveau du point 2 (déplacement de 0.122mm 1cm au-dessus du panache). Il apparait alors que le déplacement mesuré est en très bon accord avec le déplacement calculé par la méthode du lancer de rayons (erreur relative < 1%).

Cette section nous a permis de confronter les résultats de déplacements obtenus par la méthode de lancer de rayons avec une nouvelle expérience que nous avons développée (voir Tab. 4.1). Il nous a été possible de mesurer dans chaque bande spectrale des déplacements en accord avec ceux calculés dans le chapitre 2 : à une distance  $Z=30\text{cm}$  et  $P+I=67\text{cm}$  (voir Fig. 4.4) nous trouvons en moyenne un déplacement de **0,23mm** 2mm au-dessus du disque (point 4) et **0,12mm** 1cm au-dessus du disque (point 2). Une fois expliquée la raison du positionnement du déplacement maximum expérimental 2mm au-dessus du disque, nous avons vu que les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats expérimentaux puisque nous un obtenons un écart relatif maximal de 5,3%.

Tableau de synthèse :

Type de caméras	Caméra visible CCD	Caméra NIR <sup>1</sup>	Caméra IR
Résolution	1388×1038	320×256	320×240
Bande spectrale	Visible (400-750nm)	Proche infrarouge (0,85-1,7μm)	Infrarouge (7,5-13,5μm)
Déplacements max numérique : Point 1 (mm)	0,282	0,274	0,271
Déplacement max numérique : Point 2 (mm)	0,127	0,124	0,122
Déplacement max numérique : Point 3 (mm)	0,127	0,123	0,122
Déplacement max numérique : Point 4	0,224	0,222	0,220
Déplacement max expérimental (mm)	0,236 (point 4)	0,223 (point 4)	0.123 (point 2)

TABLEAU 4.1 – Déplacements induits par la perturbation calculés par lancer de rayons et mesurés par BOS

La deuxième étape de ce chapitre, dédié à la comparaison des résultats nu-

mériques aux résultats expérimentaux, est l'obtention de résultats sur l'erreur de température que peut engendrer la présence du panache entre la caméra et l'objet observé.

### 4.3 Aspect énergétique

L'aspect énergétique est une des conséquences, liées à la présence d'un écoulement chaud, qui est souvent ignorée. Nous nous proposons ici de mettre en évidence l'existence d'une variation de température liée à la présence d'un panache convectif entre la caméra et sa cible. Ces mesures expérimentales ont été menées sur deux plages spectrales, la bande III de l'infrarouge et sur le proche infrarouge correspondant aux bandes extrêmes de notre domaine d'analyse. Faute de temps, la bande II ( $3\text{-}5\mu\text{m}$ ) n'a pu être testée.

#### 4.3.1 Infrarouge

##### 4.3.1.1 Estimation de l'erreur de température due à la transmittivité et l'émissivité propres du panache

Comme nous l'avons précisé dans la Sec. 3.3.1, l'effet de la transmission et de l'émission du panache se fera sentir au niveau de la température *moyenne* mesurée. D'après les résultats numériques obtenus (Fig. 3.15(a) et 3.16), dans l'infrarouge comme dans le proche infrarouge, l'observation d'un corps noir à de faibles températures et en présence du panache devrait entraîner une augmentation de la température apparente moyenne mesurée. Par contre, pour de plus hautes températures de corps noir, l'absorption de l'atmosphère devient prépondérante devant l'émission propre du panache. La méthode expérimentale adoptée a été la suivante : nous avons observé à l'aide des caméras infrarouge FLIR SC325 et proche infrarouge Xenics Xeva-FOA-1.7-320 le corps noir, pour différentes températures de consigne et en présence du panache ou non (Fig. 4.17).

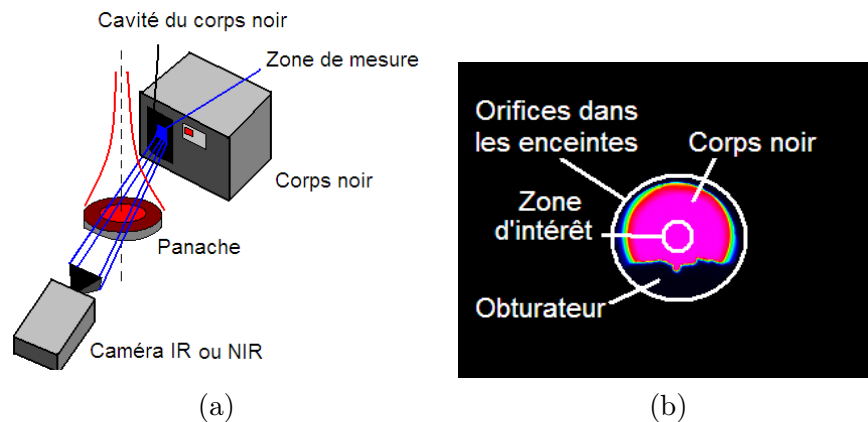


FIGURE 4.17: Schéma de principe de l'expérimentation

La visée du corps noir se fait au centre du panache de façon à traverser la plus grande épaisseur possible de panache. Les déviations lumineuses au sein du panache, et entraînant un parcours légèrement plus long des rayons au sein de celui-ci, sont supposées négligeables sur les variations de températures liées à la transmission/émission du panache.

A l'aide des logiciels d'analyse d'images infrarouges et proche infrarouges fournis avec la caméra, une zone d'intérêt est définie au centre de la cavité du corps noir sur laquelle, pour une température de corps noir donnée, les niveaux numériques moyens de la zone sont relevés au cours du temps ; une moyenne temporelle est alors réalisée sur la mesure des niveaux numériques. La température est alors déduite à l'aide des niveaux numériques acquis et de l'étalonnage réalisés pour les deux caméras (cf. annexe H). Ce type de mesure a été mené en présence et en absence du panache afin d'estimer l'erreur sur la mesure de température pouvant être engendrée par les phénomènes d'absorption et d'émission du panache. Une photographie de l'installation utilisée est présentée sur la figure 4.18.

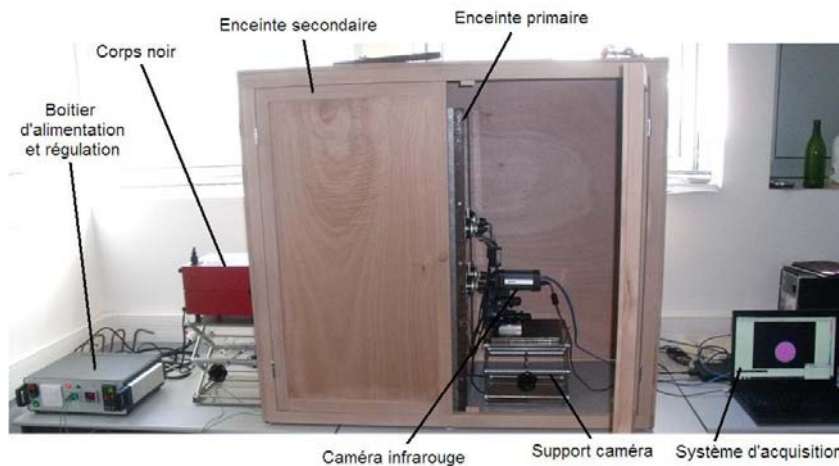


FIGURE 4.18: Photographie de l'installation utilisée pour l'estimation de l'erreur de température liée à la transmission/émission du panache et à l'effet mirage

Les niveaux numériques moyens acquis par la caméra infrarouge pour chaque température de corps noir et leurs  $\Delta T$  associés sont donnés dans le Tab. 4.2. Les valeurs de niveaux numériques données dans le tableau sont des moyennes de la zone d'intérêt, elles-même moyennées sur 1000 images (correspondant à une acquisition de 17 secondes à 60Hz).

Afin d'obtenir ces variations de niveaux numériques, il a d'abord fallu éviter un échauffement du corps noir ou de l'objectif par les rayonnements parasites provenant du disque. Pour cela, un simple obturateur opaque a été placé sur la partie inférieures des ouvertures de l'enceinte et ainsi mettre à l'abri du rayonnement parasite le corps noir et la caméra (voir Fig. 4.18(b)). Le Tab. 4.2 permet de mettre en évidence l'aspect émissif du panache puisque que l'on peut noter une augmentation jusqu'à  $0,5^{\circ}\text{C}$  pour les faibles températures de corps noir. On retrouve bien la

$T_{\text{Corps noir}}$		Niveaux numériques moyens	$\Delta T$
58°C	<i>panache</i>	10307,27	0,489
	<i>sans panache</i>	10292,62	
100°C	<i>panache</i>	11674,57	0,225
	<i>sans panache</i>	11666,37	
200°C	<i>panache</i>	16318,26	0,268
	<i>sans panache</i>	16303,29	
300°C	<i>panache</i>	22586,01	0,148
	<i>sans panache</i>	22575,78	
400°C	<i>panache</i>	30130,71	0,146
	<i>sans panache</i>	30118,77	
500°C	<i>panache</i>	38652,99	0,041
	<i>sans panache</i>	38648,89	

TABLEAU 4.2 – Niveaux numériques mesurés par la caméra en présence ou non du panache et les  $\Delta T$  associés dans l'infrarouge

tendance que l'on avait obtenu numériquement dans le chapitre 3 et illustrée par la figure 3.15(a). Cependant bien qu'on prévoyait voir l'effet absorbant du panache devenir prédominant au-dessus de 300°C, on observe que cette prédominance se fait à de plus hautes températures de corps noir. Une possible explication pourrait être la différence d'épaisseur de panache traversé dans le cas expérimental et numérique. En effet, dans un souci d'éviter les rayonnements issus du disque, l'observation du corps noir se faisant légèrement plus haut dans le panache que lors du cas développé numériquement, on explore avec la caméra une zone de panache légèrement plus étroite. Cette largeur de panache plus faible entraîne alors une contribution de l'absorption du panache moins importante et donc un décalage vers les hautes températures du passage prédominant de l'absorption devant l'émission (voir Fig. 3.15(b)). Cette même raison permet également d'expliquer le  $\Delta T$  de  $0,5^\circ\text{C} \pm 0,2^\circ\text{C}$  mesuré et non de  $1^\circ\text{C}$  calculé pour un corps noir de 58°C. De plus, une deuxième raison à cette différence pourrait être des fluctuations d'épaisseur à causes de perturbations dans l'écoulement (fréquemment déjà remarquées).

#### 4.3.1.2 Estimation de l'écart de température à travers le panache due à l'effet mirage

L'expérience réalisée ici a pour but de mettre en évidence la variation de température liée cette fois-ci à l'effet mirage. La manipulation consiste à faire exactement la même chose que dans la partie précédente mais cette fois-ci, nous allons observer l'évolution de la différence entre la  $T_{max}$  et la  $T_{min}$  de la zone d'intérêt définie sur le corps noir en présence du panache ou non. Bien que la zone d'intérêt subisse une légère augmentation de température du fait de la transmission/émission du panache comme nous l'avons vu dans la section précédente, la méthode adoptée ici permet de comparer uniquement l'effet de déviation des rayons. En effet, les phénomène

de transmission et/ou d'émission du panache mis en évidence plus tôt jouent un rôle équivalent sur la  $T_{max}$  et la  $T_{min}$ , seul l'effet mirage les affectes. Les variations de températures, des écarts entre  $T_{max}$  et  $T_{min}$  en présence du panache et en son absence, sont présentés dans le Tab. 4.3. Les  $\Delta T$  donnés dans le tableau ont été moyennés sur 1000 images, ce qui explique la possibilité d'obtenir des valeurs très faible.

Température du CN (°C)	58	100	200	300	400	500
$\Delta T$	0.0007	0.1521	0.0558	0.0287	0.0207	0.1872

TABLEAU 4.3 –  $\Delta T$  mesurés du à l'effet mirage pour la bande spectrale de l'infrarouge

Le Tab. 4.3 montre bien que l'effet mirage ne joue pas un rôle très important sur la variation de température pour les faibles températures. Il apparait même que certaines valeurs obtenues sont inférieures au DTEB de la caméra (50mK), ce qui veut dire que l'effet ne pourra être constaté expérimentalement par cette caméra (du moins pour de faibles températures de corps noir). Il peut devenir cependant plus important que l'effet lié à la transmission du panache pour les hautes températures. Les résultats obtenus numériquement semblent encore une fois légèrement surestimer les résultats expérimentaux, nous trouvions numériquement des variations s'étalant de 0,02°C à 0,4°C. Cependant la tendance des résultats et l'ordre de grandeur restent en bon accord avec ceux trouvés par les calculs.

Les résultats expérimentaux concernant l'aspect énergétique dans la bande spectrale de l'infrarouge sont synthétisés par la figure 4.19.

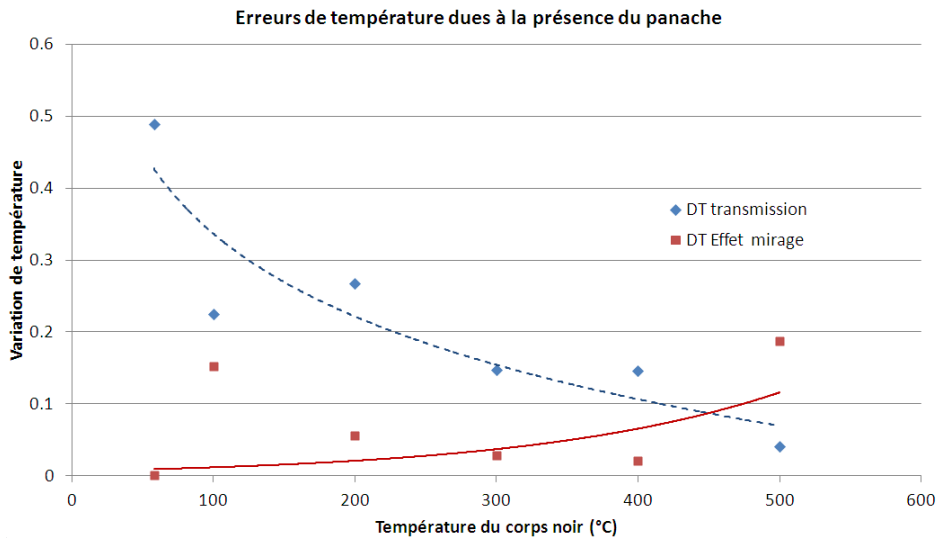


FIGURE 4.19: Évolution des erreurs de température par transmission et effet mirage dues à la présence du panache pour la bande spectrale infrarouge

Il est possible de distinguer facilement sur la figure 4.19 des tendances de résul-

tats en accord avec celles prédites (la mesure à 100°C est jugée aberrante). De plus il apparait une température optimum de mesure ; en effet, il existe une température de corps noir pour laquelle la somme des deux effets est moindre, aux alentours de 450°C dans notre cas.

La partie suivante traite cette fois-ci de la bande spectrale proche infrarouge.

### 4.3.2 Proche infrarouge

#### 4.3.2.1 Estimation de l'erreur de température due à la transmittivité et l'émissivité propres du panache

Le même principe que pour la caméra infrarouge a été utilisé pour réaliser les mesures dans le proche infrarouge. Les deux seules différences notables sont la présence d'un filtre visible pour travailler uniquement sur la plage 850nm-1,7 $\mu$ m et la présence d'un temps d'intégration du capteur pouvant varier d'une température de corps noir à l'autre (ce temps était fixe pour la caméra infrarouge). Cette variation du temps d'intégration explique l'absence d'une évolution croissante des niveaux numériques avec l'augmentation de la température du corps noir. En revanche, le rapport des niveaux numériques sur le temps d'intégration permet de revenir à une valeur proportionnelle aux flux émis par le corps noir (c'est ce rapport qui est utilisé pour l'étalonnage de la caméra présenté dans l'annexe H). Le tableau 4.4 donne les résultats expérimentaux obtenus avec la caméra Xenics fonctionnant dans le proche infrarouge.

$T_{\text{Corps noir}}$	Niveaux numériques moyens	Temps d'intégration ( $\mu$ s)	$\Delta T$
200°C	<i>panache</i> 5208,40	100000	7,78
	<i>sans panache</i> 3886,31		
250°C	<i>panache</i> 7081,7	20000	6,69
	<i>sans panache</i> 5288,58		
300°C	<i>panache</i> 6694,35	5000	3,6
	<i>sans panache</i> 6250,02		
350°C	<i>panache</i> 8823,14	2000	0,47
	<i>sans panache</i> 8659,56		
400°C	<i>panache</i> 6860,65	500	0,26
	<i>sans panache</i> 6830,28		
450°C	<i>panache</i> 7157,15	200	0,28
	<i>sans panache</i> 7126,14		
500°C	<i>panache</i> 6880,36	80	0,14
	<i>sans panache</i> 6869,09		
550°C	<i>panache</i> 7423,03	40	0,11
	<i>sans panache</i> 7418,18		

TABLEAU 4.4 – Niveaux numériques mesurés par la caméra en présence ou non du panache et les  $\Delta T$  associés pour le proche infrarouge

Les erreurs entrainées par la présence du panache dans le proche infrarouge sont clairement plus élevée que dans l'infrarouge. On atteint 7,8°C $\pm$ 0,75°C de plus

en présence du panache lorsque le corps noir se trouve à 200°C mais on chute rapidement à des  $\Delta T$  inférieurs à 0,5°C pour finalement tendre autour de 0°C. Nous obtenons des résultats en bon accord avec ceux obtenus numériquement (Fig. 3.16).

**4.3.2.2 Estimation de l'écart de température à travers le panache due à l'effet mirage**

Si nous observons maintenant la variation des différences entre  $T_{min}$  et  $T_{max}$  entre les mesures en présence du panache ou non, nous obtenons la variation de température pouvant être reliée à l'effet mirage. Les résultats sont retranscrit dans le tableau 4.5 :

Température du CN (°C)	200	250	300	350	400	450	500
$\Delta T$	1,78	0.26	0.52	0.01	0.04	0.08	0.10

TABLEAU 4.5 – Niveaux numériques mesurés par la caméra en présence ou non du panache et les  $\Delta T$  associés pour la bande spectrale proche infrarouge

Comme nous l'avions observé pour la bande spectrale de l'infrarouge, la variation de température induite par l'effet mirage est clairement inférieure à celle due à l'émission et transmission du panache (du moins sur cette gamme de température). Nous obtenons ainsi une variation moyenne autour de 0,2°C (en ignorant le 1er point qui est aberrant probablement du fait de la faible sensibilité de la caméra à cette température) contre légèrement moins dans l'infrarouge (0,1°C). Les écarts de températures donnés sont, comme pour le cas de l'infrarouge, des moyennes arithmétiques faites sur un très grand nombre d'images, ce qui explique la possibilité d'obtenir parfois des valeurs en-dessous du DTEB de la caméra proche infrarouge (100mK). Ces différents résultats nous permette de tracer sur la figure 4.20 la contribution des deux effets abordés dans l'aspect énergétique du panache convectif et donc de valider une tendance des variations de température prédite pour la transmission en très bon accord avec celle obtenue expérimentalement (voir Fig. 3.16).

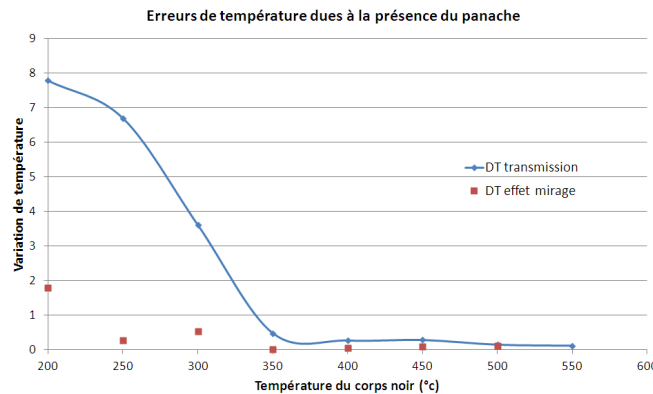


FIGURE 4.20: Évolution des erreurs de température par transmission et effet mirage dues à la présence du panache pour la bande spectrale proche infrarouge

L'ordre de grandeur des variations entre les deux caméras est similaire concernant l'effet mirage. Ce résultat est en accord avec la théorie et les résultats expérimentaux précédents : en effet, nous avons montré plus tôt que la déviation des ondes électromagnétiques (l'effet mirage) restait quasiment constante au-delà d'une longueur d'onde de  $1\mu\text{m}$  (voir Fig. 1.5 et Table 4.1). La température maximale due à l'émission du panache est légèrement inférieure à celle obtenue numériquement mais cela peut être expliqué par les mêmes raisons données dans la partie concernant la bande infrarouge. Toutefois, la chute rapide de l'écart de température pour tendre à partir de  $400^\circ\text{C}$  vers  $0^\circ\text{C}$  avait été prédite par les calculs. De plus, l'ordre de grandeur des résultats observés est le même. La figure 4.21 synthétise les résultats numériques et expérimentaux concernant l'écart de température lié à l'effet émissif et absorbant du panache.

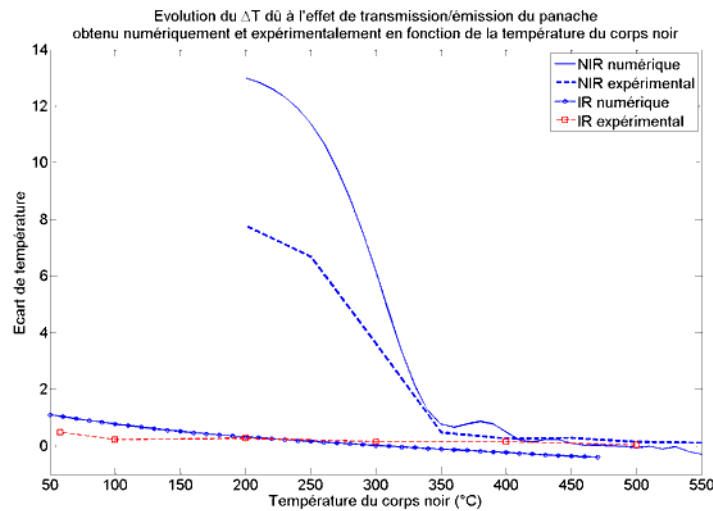


FIGURE 4.21: Évolution de l'écart de température dû à l'effet d'émission et de transmission du panache obtenu numériquement et expérimentalement en fonction de la température du corps noir

Concernant les écarts existants entre l'expérience et les calculs numériques sur les effets de transmissions, il faut bien avoir en tête que lors du calcul numérique, la forme du panache, le nombre de couches, leurs compositions ( $X_{CO_2}$  et  $X_{H_2O}$ ) et leurs températures ont été idéalisés ; si on "bruitait" ce modèle on verrait certainement des variations. L'objectif était bel et bien de montrer l'existence du modèle et le bon fonctionnement de celui-ci en terme d'ordre de grandeur entre numérique et expérience.

Ce chapitre dédié aux mesures expérimentales a permis de *confronter les différents résultats numériques* obtenus dans le chapitre 3 à l'aide de différents outils de calculs et de simulations d'un point de vue dimensionnel et énergétique.

- Les déplacements maximaux observés expérimentalement et numériquement



sont très proches ( $<5,3\%$ ) et d'environ **0,223mm** 2mm au-dessus du disque et de **0,12mm** dans le panache.

- La très faible dépendance de l'indice de réfraction sur les bandes étudiées a également été prouvée puisque nous n'avons pas obtenu de variations notables entre les bandes du visible, proche infrarouge et infrarouge dues à l'effet mirage que ce soit pour l'aspect dimensionnel ou énergétique ( $\pm 0,15^\circ\text{C}$  à 67cm).
- Nous pouvons même ajouter, qu'étant donné les très faibles valeurs de variations de température induites par l'effet mirage (souvent inférieures au DTEB des caméras), *l'effet mirage joue un rôle négligeable sur l'erreur commise lors de mesures de températures* (pour notre résolution spatiale et thermique de caméra thermique).
- Par contre, la variation de la transmission/émission du panache selon la bande spectrale d'observation peut jouer un rôle relativement important spécialement pour les faibles températures de la bande proche infrarouge, soit  $200^\circ\text{C}$  (jusqu'à  $7,8^\circ\text{C}$ ).

Le phénomène a maintenant été expliqué, mis en évidence, et quantifié de façons numérique et expérimentale. Le dernier chapitre va donc porter sur les stratégies de corrections existantes et ce qui est possible d'envisager dans notre cas. Une première approche de correction sera réalisée dans le cas de notre perturbation laminaire, établie et axisymétrique.

# Stratégie de correction des effets de la perturbation

---

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>État de l'art</b> . . . . .	<b>133</b>
5.1.1	Écoulement turbulent . . . . .	134
5.1.2	Écoulement laminaire . . . . .	138
<b>5.2</b>	<b>Reconstruction du champ d'indices de réfraction dans le cas d'un écoulement laminaire</b> . . . . .	<b>141</b>
<b>5.3</b>	<b>Reconstruction du champ d'indices dans le cas d'un écoulement turbulent</b> . . . . .	<b>145</b>

---

Nous avons montré au cours de notre travail les différentes erreurs liées à l'effet mirage, tout d'abord avec une méthode de calcul numérique et ensuite de façon expérimentale. Dans les deux cas la présence du panache convectif a entraîné un déplacement des rayons rendant les images, acquises en présence de la variation de densité, perturbées. L'objectif de ce chapitre est de donner des pistes sur les techniques de correction existantes et d'introduire une méthode de correction illustrée par de premiers résultats .

## 5.1 État de l'art

Il est important tout d'abord de bien distinguer deux types de correction, selon que l'écoulement est laminaire ou turbulent. Un écoulement laminaire créera une déformation de l'image temporellement stable, alors qu'un écoulement turbulent aura par définition tendance à entraîner des mouvements aléatoires des points de l'image spatialement et temporellement. Pour ce qui concerne le traitement des images perturbées par des écoulements turbulents, une très grande partie des corrections ont été développées dans une problématique liée à la turbulence atmosphérique. Les thèses de Lemaître [Lem07], de Berdia [Ber07] et de Rondeau [Ron07] sur la turbulence atmosphérique et la restauration de séquences dégradées dans le visible et l'infrarouge permettent de distinguer un grand nombre de techniques de correction.

## 5.1.1 Écoulement turbulent

### 5.1.1.1 Description physique de la turbulence

Le phénomène de turbulence correspond aux mouvements aléatoires d'un fluide lorsque celui-ci atteint un nombre de Reynolds suffisant. De tels écoulements apparaissent lorsque la source d'énergie cinétique qui met le fluide en mouvement est relativement intense devant les forces de viscosité que le fluide oppose pour se déplacer. La première description générale et réaliste du mouvement des fluides a été faite par Navier en 1823. Celui-ci a en effet repris le travail d'écriture des équations de Newton pour les particules individuelles d'un fluide, réalisé par Euler, en y ajoutant un terme de friction entre les couches de fluide, proportionnel au coefficient de viscosité  $\mu$  et aux variations  $v$  de la vitesse moyenne du fluide. Le travail expérimental de Reynolds a ensuite permis de caractériser la turbulence comme un état succédant à l'état d'écoulement laminaire pour un nombre de Reynolds ( $Re$ ) suffisamment élevé. Reynolds a également mis en évidence certaines propriétés fondamentales de la turbulence, comme l'augmentation du nombre de petits tourbillons avec le nombre  $Re$  ; les tourbillons de petites tailles étant transportés par les plus grands.

Dans le cas d'une turbulence pleinement développée il est donc quasiment impossible de prédire de manière causale les variations spatiales et temporelles des observables fluctuants telles que la vitesse ou la température. Il se dégage néanmoins de l'observation de la formation de la turbulence à partir d'un écoulement initialement laminaire une tendance phénoménologique d'ensemble que l'on peut associer aux propriétés statistiques de la turbulence sans être en conflit avec l'imprédictibilité de la turbulence. Ce processus d'ensemble mène à l'image de la cascade d'énergie de Richardson [TL72]. En 1922 Lewis Fry Richardson formule la première description en cascade radiative des turbulences pleinement développées, c'est à dire des turbulences à grand nombre de Reynolds. Il montre que la turbulence développée est de nature fractale : des tourbillons de grande taille transfèrent leur énergie à des tourbillons de plus petite taille et ainsi de suite jusqu'à dissipation de l'énergie par frottement visqueux. Avec un raisonnement dimensionnel appliqué aux équations de Navier-Stokes et à l'aide de l'image mentale de la cascade d'énergie de Richardson, la théorie de Kolmogorov [Kol41] décrit la distribution d'énergie dans les structures turbulentes en fonction de leur dimension. La théorie de Kolmogorov s'applique à un domaine d'échelles spatiales appelé le domaine inertiel dans un cas stationnaire d'injection d'énergie. Le domaine inertiel peut se définir comme étant un domaine d'échelles intermédiaires où la turbulence est isotrope, homogène (statistiquement parlant) et où il n'y a ni injection d'énergie cinétique, ni dissipation d'énergie. Sous ces hypothèses, il déduit l'universalité de la turbulence dans le domaine inertiel et prédit le (robuste) spectre d'énergie : la densité spectrale monodimensionnelle d'énergie cinétique turbulente dans le domaine inertiel.

$$E(k) \propto k^{-5/3} \quad (5.1)$$

où

$k$  est le module du vecteur d'onde spatiale

En réalité la dimension fractale de dissipation de l'énergie de la turbulence n'est pas tout à fait égale à trois. La statistique dérivée de la loi de Kolmogorov ne rend parfois pas bien compte de l'évolution temporelle de la turbulence. L'hypothèse forte d'un point de vue statistique de la turbulence est généralement de considérer que les fonctions aléatoires de la turbulence sont localement stationnaires et isotropes dans le domaine inertiel. Ainsi les variables aléatoires ne dépendent localement que de la distance entre deux points du champ.

### 5.1.1.2 Description optique de la turbulence

Les fluctuations de vitesse turbulente sont accompagnées de fluctuations de pression, température et humidité. L'indice de réfraction dans l'air dépend de la température et de la concentration d'humidité, ce qui fait que la turbulence induit des variations spatiales et temporelles de l'indice de réfraction. Dans le cas des observations astronomiques qui sont le plus souvent basées sur des propagations lumineuses quasi-verticales, les fluctuations d'indice de réfraction sont au premier ordre quasiment insensibles aux variations d'humidité et sont donc presque exclusivement dépendantes des fluctuations de température ce qui est également notre cas lors de l'observation d'un objet chaud. Il a été ainsi démontré par Obukhov [Obu83] que la densité spectrale spatiale tridimensionnelle des fluctuations d'indice de réfraction était donnée dans le domaine inertiel par :

$$\Phi_n(\bar{e}) = 0,033.C_n^2.k^{-11/3} \quad (5.2)$$

avec

$\Phi_n$  est la densité spectrale spatiale des fluctuations de l'indice de réfraction

$\bar{e}$  est le vecteur d'onde spatial tridimensionnel

$C_n^2$  est la constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction. Elle représente l'énergie turbulente correspondant à une couche donnée (si plusieurs couche turbulente sont présentes). Elle peut être déduites à partir du modèle de turbulence de Kolmogorov-Tatarskii ou bien mesurée optiquement par différents instruments (SCIDAR, MASS...).

On ajoutera que pour des conditions de température et pression identiques, les variations d'indice de réfraction en amplitude dépendront aussi de la longueur d'onde du rayonnement concerné.

La turbulence optique peut se définir comme le comportement de la lumière lorsqu'elle se propage à travers un milieu turbulent puisque ce dernier induit des variations spatiales et temporelles du champ d'indice de réfraction. Lorsqu'une onde lumineuse traverse un tel milieu, il s'ensuit des variations aléatoires et localement

imprédictibles dans sa phase et son intensité, tant spatialement que temporellement. Les propriétés statistiques et spectrales des fluctuations d'indice de réfraction permettent également une description statistique et spectrale des perturbations que subit la lumière, et qui affectent les images obtenues acquises par une caméra. Toutefois, on souligne que les variations d'indice de réfraction sont extrêmement petites, de sorte que les perturbations affectant les ondes lumineuses peuvent être considérées comme suffisamment faibles pour pouvoir adopter un modèle perturbatif du premier ordre (moyenne + variations) qui décrit d'une manière assez simple la turbulence optique.

### 5.1.1.3 Méthodes algorithmiques et statistiques

Les zones de perturbations dues à la turbulence étant aléatoires, chaque image de la séquence à traiter apporte une information différente sur l'image originale de la scène observée. Si on fusionne les apports de chaque image, on obtient une moyenne temporelle du phénomène aléatoire qui est équivalente à une moyenne statistique si l'on considère le cas limite d'un nombre d'image moyennée infini. En pratique, on parlera d'un nombre d'image suffisamment important à partir duquel l'image moyennée n'évolue plus (à un seuil de tolérance près). A l'aide de cette image contenant la contribution de nombreuses images et dépendant (entre autre) des propriétés statistiques de la turbulence optique, il est alors possible d'améliorer la qualité de l'image restaurée. De plus, le bruit d'acquisition (souvent négligé mais tout de même présent) peut être également supprimé par moyennage. En sachant ces avantages, nous allons rappeler les différentes méthodes existantes concernant le traitement de séquences d'images quelconques (c'est à dire dont nous avons aucune connaissance a priori) et dégradées par la turbulence atmosphérique.

### Séquences "quelconques"

De nombreux auteurs se sont intéressés à la restauration de séquence basse résolution, soit pour obtenir une image haute résolution [EF97], soit pour obtenir une séquence de résolution supérieure [BS98], en utilisant la redondance d'informations entre les images successives de la séquence.

Un grand nombre de travaux concernent la suppression du mouvement apparent (déplacement de points d'une image à l'autre). Pour cela, les auteurs utilisent différentes méthodes. Un des algorithmes de super-résolution les plus simples est proposé par Irani et Peleg [IP93]. Cette méthode définit tout d'abord une première image haute-résolution (HR) à l'aide des images basses résolution (BR) originelle. Il va itérativement *créer* ensuite des images BR à l'aide de celle HR, puis comparer les BR simulées avec les BR d'origine. Les différences existantes entre les BR simulées et BR originelles sont alors utilisées pour améliorer l'image HR de départ. Cet algorithme relativement simple est efficace mais ne tient pas compte de la présence de bruit dans la séquence. Pour réduire le bruit, plusieurs schémas de filtrages temporels et spatio-temporels ont été proposés. Le filtre de Wiener spatio-

temporel se présente comme un bon compromis entre l'efficacité et le temps de calcul. Samy [Sam85] l'a utilisé en se basant sur des statistiques locales. Özkan et al. [OEST92] ont présenté un filtre dit "filtre de Wiener" qui calcule la corrélation entre les images de la séquence. D'autres méthodes ont été développées pour le traitement de séquences, telle la méthode de moyennage pondérée adaptative proposées par Özkan [OST93] ou la méthode des ondelettes pour le débruitage de la séquence [VWLB99].

En absence de mouvement de l'objet ou de la caméra, un filtrage spatio-temporel simple semble le mieux adapté. En effet, une séquence d'images (2D+t) peut être vue comme un volume dans l'espace (x,y,t) par exemple. Dans cet espace tridimensionnel, la structure locale du volume de données renseigne sur l'information spatiale ainsi que sur sa variation temporelle. A titre d'exemple, un objet en translation (ou une variation d'indice de réfraction entraînant l'effet équivalent) va ainsi faire apparaître une trace au sein du volume spatiotemporel. Des outils mathématiques tels que la transformée de Fourier spatiale, le filtrage de Fresnel ou encore de Gabor [Gab46] permettent de faire des filtrages spatiotemporels.

Dans le cas particulier de la turbulence atmosphérique, d'autres méthodes et outils sont développés. Il est vrai que notre cas d'effet mirage reste relativement éloigné des problématiques liées aux turbulences atmosphériques, mais certains outils développés dans ce cadre pourraient toutefois être utiles dans la restauration de nos images perturbées.

### Turbulence atmosphérique

La plus part des travaux liés à la correction d'image perturbée par la turbulence atmosphérique concerne le domaine de l'astronomie. McGlamery est un des premiers auteurs à s'être intéressé à la suppression des effets de l'atmosphère sur les images par simple filtrage [McG67]. Quelques techniques ont ensuite été développées pour augmenter la résolution du système d'observation à travers la turbulence : l'interférométrie [Tub05, LSG10], l'analyse de front d'onde [PRF90], l'optique adaptative [Rod98], la déconvolution a posteriori [Con94]. Cependant, ces méthodes ne sont pas adaptées à notre cas d'étude où la distance de visée n'est seulement que de quelques centimètres ou mètres.

Une méthode pour améliorer la qualité de l'image restaurée est de pré-sélectionner les images ou les zones d'images les moins dégradées de la séquence, aussi appelées *lucky images*. En effet, comme la turbulence atmosphérique varie aléatoirement au cours du temps, il arrive que quelques zones d'images soient pratiquement nettes à certains moments. Cette méthode est de plus en plus employée [CV98] bien qu'elle nécessite un grand nombre de données pour avoir le maximum de zones nettes possibles.

Parmi les autres méthodes de restauration de la turbulence, il est possible de mesurer un "champ de vecteurs" atmosphérique décrivant les structures de l'atmosphère qui est ensuite utilisé dans un processus de compensation de la distor-

sion [FMS01]. Il existe aussi une méthode permettant de traiter puis de fusionner la même séquence d'images à des longueurs d'onde différentes afin d'obtenir de meilleurs résultats [YFSS04]. Les distorsions n'étant pas identiques selon la longueur d'onde, il s'agit ici d'utiliser cette propriété et de fusionner des images du visible et de l'infrarouge (ayant subi au préalable un premier traitement).

Certaines des méthodes et algorithmes cités précédemment peuvent être adaptés voire utilisés à notre cas précis d'étude qu'est l'effet mirage sur un objet à haute température.

### 5.1.2 Écoulement laminaire

Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre 1 et illustré par la figure 1.28, la très grande partie des écoulements observés en laboratoire sont, en absence de perturbations extérieures, laminaires. La turbulence pouvant être amorcée très facilement dans les cas de convection naturelle, une observation relativement longue de l'écoulement et une moyenne des images sera souvent nécessaire afin d'obtenir une image représentative d'un écoulement homogène. L'écoulement moyenné, bien que non laminaire, présente alors des propriétés similaires à un écoulement laminaire. En sachant cela, il devient alors très intéressant d'utiliser l'image de l'écoulement moyennée homogène, c'est à dire prédictible et structurée, comme on le ferait dans le cas d'un écoulement laminaire. En effet, un écoulement laminaire par définition ne varie pas temporellement, *la déviation des rayons lumineux entraînée par cette perturbation est donc constante dans le temps*, c'est cet aspect important de l'écoulement moyenné ou laminaire qui va nous intéresser ici. Il existe des méthodes, que nous allons expliquer plus loin, permettant, à l'aide de cette déviation constante des rayons, de reconstruire le champ 2D axisymétrique (parfois même 3D) d'indices de réfraction. Ce champ d'indices de réfraction reconstruit peut alors être intégré à un outil de lancer de rayons comme le notre et ainsi permettre le calcul des déplacements induits par la perturbation quelque soit la longueur d'onde ou les distances de travail.

#### 5.1.2.1 Méthode de reconstruction du champ d'indice de réfraction

La méthode de reconstruction du champ d'indice de réfraction repose dans un premier temps sur le principe du calcul expérimental de l'angle de déviation du rayon lumineux  $\varepsilon_y$  comme schématisé à la figure 5.1. La très grande majorité des calculs de l'angle de déviation sont réalisés en utilisant la technique de strioscopie orientée sur l'arrière-plan (BOS) [DAAG08, SR06, Kli01, SHR04] qui consiste à déterminer dans un premier temps le déplacement des points de l'arrière-plan. Le terme arrière-plan, comme on le voit sur la figure 5.1, fait référence à une image faite de points aléatoires située derrière la perturbation étudiée, dans le plan image de la caméra utilisée. Il est également possible d'utiliser les distorsions des franges d'interférence créées par l'objet de phase [SN99, TVS01, Efc11, CMG06] ou enfin, on peut remonter à cet angle de déviation en analysant les variations d'intensité

lumineuse obtenues avec une méthode d'ombroscopie ou de strioscopie [BOSu06].

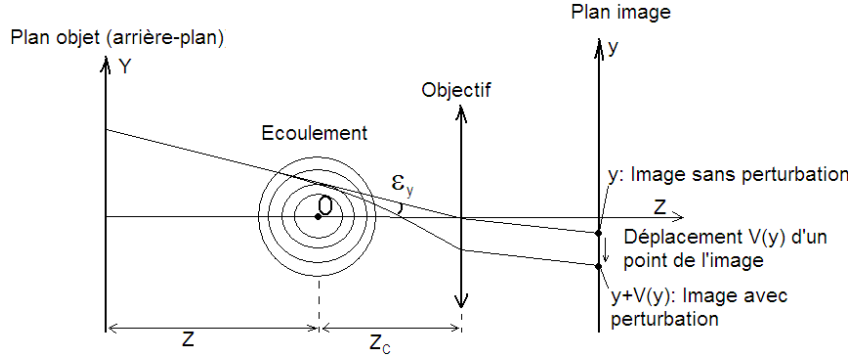


FIGURE 5.1: Schéma générique du dispositif expérimental de BOS simplifié à un déplacement 1D selon  $y$

La figure 5.1 illustre la déviation  $\varepsilon_y$  engendrée par la présence d'une variation d'indice de réfraction. Nous avons vu dans la section 1.2.1 la relation 1.45 existante entre l'indice de réfraction et la déviation des rayons. A titre de rappel, si l'indice de réfraction est voisin de 1, si la masse volumique varie peu sur une longueur d'onde (hypothèse de l'optique géométrique) et si la direction des rayons est voisine de l'axe optique, alors la trajectoire des rayons lumineux est donnée par :

$$\frac{\partial n}{\partial x} = -x'' \quad \text{et} \quad \frac{\partial n}{\partial y} = -y'' \quad (5.3)$$

La masse volumique est liée, nous l'avons vu, à l'indice de réfraction par la loi de Gladstone-Dale (Eq. (1.5)). Un rayon issu du point  $Z=0$ ,  $x=x_0$  et  $y=y_0$ , dans la direction  $(1, x'_0, y'_0)$  émergera dans la direction  $(1, x', y')$  après avoir traversé un milieu où l'indice de réfraction est variable entre  $z_1$  et  $z_2$  :

$$x' = \varepsilon_x = - \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{\partial n}{\partial x} dz + x'_0 \quad \text{et} \quad y' = \varepsilon_y = - \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{\partial n}{\partial y} dz + y'_0 \quad (5.4)$$

En notant  $\varepsilon_x$  et  $\varepsilon_y$  la déviation des rayons causée par la perturbation dans les directions respectives  $x$  et  $y$ , on a finalement :

$$\varepsilon_x = - \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{\partial n}{\partial x} dz \quad (5.5)$$

$$\varepsilon_y = - \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (5.6)$$

Maintenant, si on s'intéresse au cas particulier d'un écoulement à symétrie de révolution autour de l'axe  $Ox$ , on a l'indice de réfraction de la perturbation qui dépend de  $x$  et de  $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ . De plus, on a  $z = \pm \sqrt{r^2 - y^2}$  et  $dz = \frac{r dr}{z}$ . L'équation 5.5 s'écrit alors :



$$\begin{aligned}\varepsilon_x(x, y) &= -2 \int_{r=y}^{\infty} \frac{\partial n(x, r)}{\partial x} \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} = -2 \frac{\partial}{\partial x} \int_{r=y}^{\infty} n(x, r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x} TA[n(x, r)] = -\frac{\partial}{\partial x} [\tilde{n}(x, y)]\end{aligned}\quad (5.7)$$

où on a noté  $\tilde{n}(x, y)$  la transformée d'Abel de  $n(x, r)$  :

$$\tilde{n}(x, y) = TA[n(x, r)] = 2 \int_{r=y}^{\infty} n(x, r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (5.8)$$

La transformation d'Abel inverse s'écrit :

$$n(x, r) = TA^{-1}[\tilde{n}(x, r)] = -\frac{1}{\pi} \int_{y=r}^{\infty} \left( \frac{\partial}{\partial y} \tilde{n}(x, y) \right) \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (5.9)$$

De même, l'équation 5.6 permet d'écrire :

$$\varepsilon_y(x, y) = -2 \int_{r=y}^{\infty} \frac{\partial n(x, r)}{\partial y} \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} = -2y \int_{r=y}^{\infty} \frac{\partial n(x, r)}{\partial r} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (5.10)$$

et on obtient soit :

$$\varepsilon_y(x, y) = -y.TA \left[ \frac{\partial n(x, r)}{r \partial r} \right] \quad (5.11)$$

soit

$$\varepsilon_y(x, y) = 2\pi y.TA^{-1}[n(x, r)] \quad (5.12)$$

Conformément à l'équation 5.6, on trouve que pour un écoulement à symétrie de révolution Ox :

$$\varepsilon_y(x, -y) = \varepsilon_y(x, y) \text{ et } \varepsilon_y(x, 0) = 0 \quad (5.13)$$

L'équation 5.12 ne nécessite que la transformée d'Abel directe de  $\varepsilon_y(x, y)/y$ . C'est cette méthode qui va être adoptée pour mesurer  $n(x, r)$  en utilisant :

$$n(x, r) = TA \left[ \frac{\varepsilon_y(x, y)}{2\pi y} \right] = 2 \int_{y=r}^{\infty} \left[ \frac{\varepsilon_y(x, y)}{2\pi y} \right] \frac{y dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (5.14)$$

Cette équation 5.14 est la base de l'exploitation des images de BOS.

L'indétermination sur la singularité en  $y=0$  peut-être levée en écrivant :

$$\left[ \frac{\varepsilon_y(y)}{y} \right]_{y=0} = [\varepsilon'_y]_{y=0} = \frac{\varepsilon(h)}{h} = \left[ \frac{\varepsilon_y(y)}{y} \right]_{y=h} \quad (5.15)$$

où  $h$  est le pas de discrétisation de la variable  $y$ .

En résumé pour obtenir l'indice de réfraction voire la température dans un écoulement gazeux à symétrie de révolution autour de l'axe  $x$ , il faut :

- Déterminer la déviation des rayons lumineux  $\varepsilon_y(x,y)$  à la traversée de l'écoulement
- Faire une transformation d'Abel en  $y$  de  $\frac{\varepsilon_y(x,y)}{2\pi y}$  (Eq. (5.14))
- Connaitre le paramètre K de Gladstone-Dale du gaz en question (si on souhaite remonter à la température, masse volumique...)

La détermination de  $\varepsilon_y(x,y)$  se fait à l'aide de la méthode BOS utilisée dans le chapitre 4. Cette méthode nous donne le champ de déplacement induit par la perturbation mais on peut relier de façon simple la déviation au déplacement ( $V(y)$ ) de l'image géométrique et au grandissement  $G$  (image/écran) :

$$\varepsilon_y(y) = \frac{-1}{G.Z} V(y) \tag{5.16}$$

avec

le grandissement  $G = \frac{f}{Z_C + Z - f}$   
 où

$f$  est la focale de l'objectif

Il est alors possible d'écrire l'Eq. (5.14) en fonction du déplacement :

$$n(x, r) = \frac{-(Z + Z_C - f)_2}{f.Z} \int_{y=r}^{\infty} \left[ \frac{V(x, y)}{2\pi y} \right] \frac{y dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \tag{5.17}$$

Des résultats préliminaires basés sur cette méthode sont présentés dans la section 5.2.

### 5.1.2.2 Simulation numérique de la perturbation

Cette méthode consiste à simuler à l'aide d'un logiciel de CFD, le développement de l'écoulement laminaire autour de l'objet chaud. Il s'agit en fait de réaliser ce qui a été fait au cours de ce travail de thèse, c'est à dire de simuler l'écoulement pour une géométrie et des conditions aux limites données et d'obtenir son champ de températures, en déduire son champ d'indices de réfraction à l'aide de la loi de Gladstone-Dale et de l'intégrer ensuite au code de lancer de rayons. On est ainsi capable de connaître le déplacement des rayons après leur passage dans la perturbation. La limite de cette méthode, comme cela a été vu, est l'obligation d'avoir un écoulement réellement parfaitement laminaire afin d'avoir des champs de déplacement similaires à ceux calculés numériquement.

## 5.2 Reconstruction du champ d'indices de réfraction dans le cas d'un écoulement laminaire

Nous nous proposons ici de mettre en application la méthode de reconstruction du champ d'indices de réfraction dans le cas d'un écoulement laminaire. A titre de première application de la méthode, nous avons choisi de reconstruire le champ

d'indice de réfraction à partir du champ de déplacements obtenus avec le code de lancer de rayons. Nous utilisons le champ de déplacements obtenu avec une discrétisation de  $100 \times 100 \times 100$  afin d'avoir la meilleure précision possible sur le champ de déplacements (voir Fig. 5.2). L'approche de reconstruction réalisée ici est un *résultat préliminaire* qui illustre une première stratégie de correction.

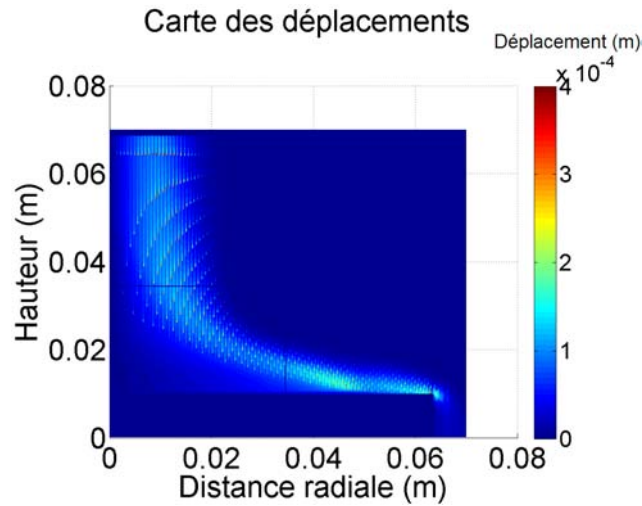


FIGURE 5.2: Carte des déplacements obtenue pour un maillage de  $100 \times 100 \times 100$  à  $800^\circ\text{C}$  et  $632,8\text{nm}$

Nous avons choisi de reconstruire seulement la partie du panache qui se développe 2cm au-dessus du disque (afin d'avoir un gradient d'indice de réfraction uniquement horizontal dans un premier temps). Nous avons appliqué l'équation 5.17, la transformée inverse d'Abel, au champ de déplacements. La cartographie de l'indice de réfraction obtenue est présentée à la figure 5.3(a). Elle est confrontée à la figure 5.3(b) au résultat initial introduit dans le code et donné par Fluent.

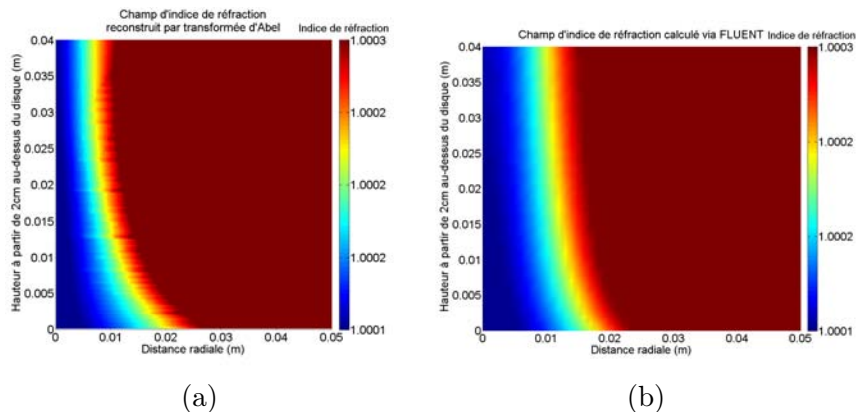


FIGURE 5.3: (a) Reconstruction du champ d'indices de réfraction (b) Champ d'indices de réfraction calculé par Fluent

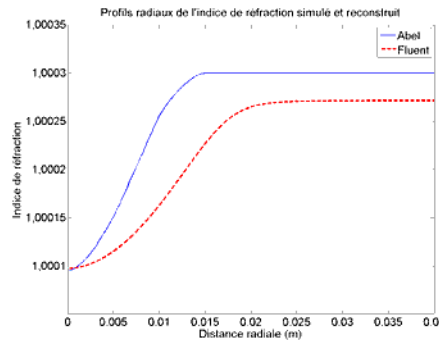


FIGURE 5.4: Profils radiaux 4cm au-dessus du disque

La figure 5.3 montre que la champ d'indices de réfraction calculé à l'aide de la transformée inverse d'Abel est légèrement plus étroit que celui introduit dans le code de lancer de rayons. Les résultats de reconstruction du champ d'indices de réfraction obtenus sont toutefois prometteurs. Ils permettent de prévoir de nombreuses perspectives d'applications de cette méthode.

Afin de tester l'efficacité de la correction à l'aide de ces résultats préliminaires, nous avons appliqué une méthode décrite à la Fig 5.5. On se trouve en présence d'une perturbation inconnue, on est seulement capable d'obtenir le champ de déplacements qu'elle induit (étape 1.). Il s'agit en fait de la modéliser à l'aide de la transformée d'Abel (étape 2.). Une fois modélisée et intégrée au code de lancer de rayons, on obtient un outil permettant de calculer un champ de déplacements quelque soit la distance de la caméra et sa longueur d'onde (étape 3.). On est alors capable de corriger une mire de référence distordue par la présence de la perturbation. Nous avons perturbé l'image d'une mire faite de traits verticaux noirs sur fond blanc (respectivement 0 et 1 numériquement).

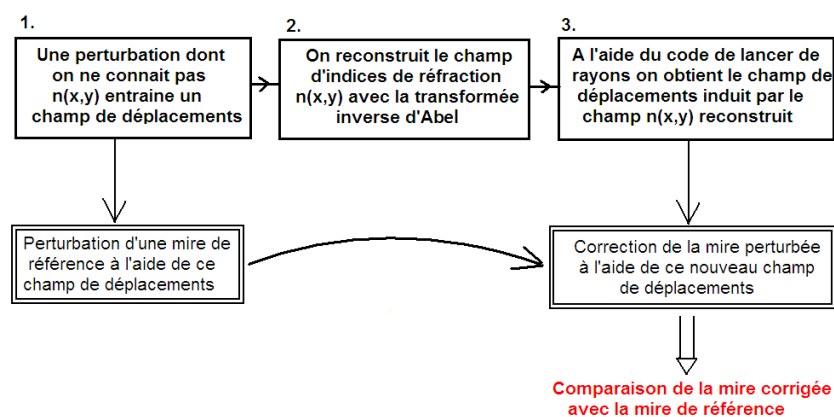


FIGURE 5.5: Étapes de la démarche adoptée pour tester l'efficacité de la correction

La figure 5.6 représente les différents états de la mire (zone zoomée de celle-ci) tout au long du processus (originale, perturbée, corrigée).

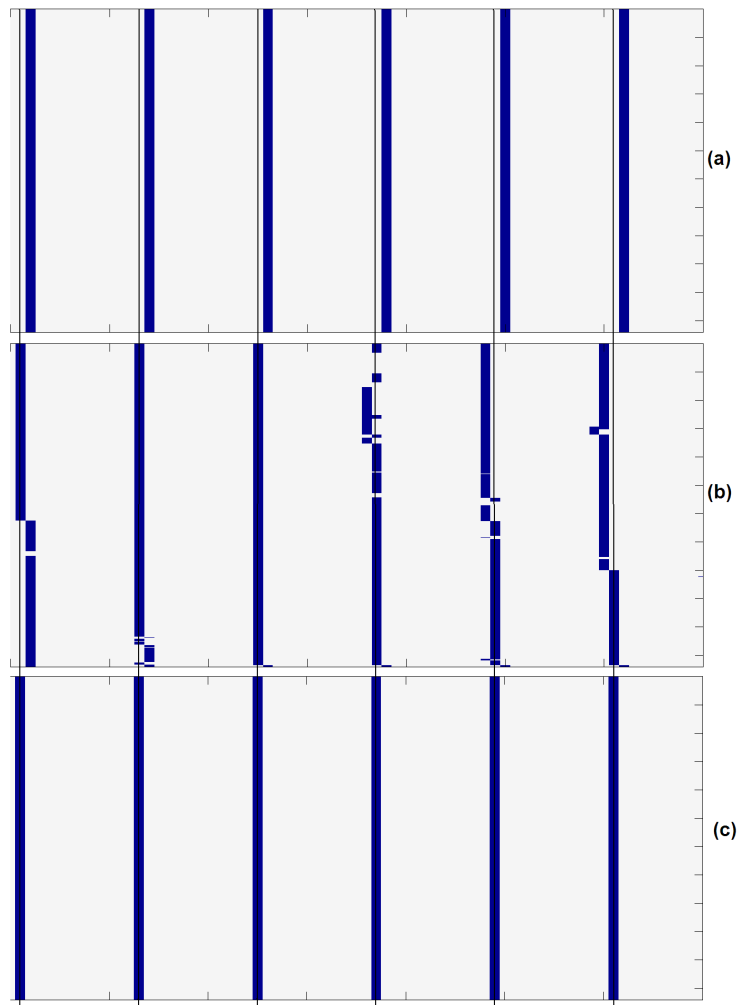


FIGURE 5.6: (a) Mire perturbée (b) Mire corrigée (c) Mire de référence (les lignes fines verticales symbolisent le centre des traits verticaux de référence)

Comme on peut le voir sur la figure 5.6, la correction, bien qu'amenant un léger bruitage des lignes verticales, les ramène néanmoins dans une grande majorité dans l'axe vertical adéquat. La correction proposée ici fonctionne donc.

Afin d'obtenir une valeur quantitative et représentative de la perturbation de la mire avant et après correction, on met en place un nouveau paramètre : *le degré de perturbation*. Celui-ci dépend de la mire utilisée et se calcule de la façon suivante :

- Ajouter 1 sur tous les pixels de deux mires.
- On réalise le rapport de la mire perturbée par la mire d'origine. Les pixels identiques prendront donc la valeur 1 et les pixels différents d'une carte à l'autre prendront soit la valeur 0.5 ( $1/2$ ) soit 2 ( $2/1$ ).
- Nous avons ensuite remplacé toutes les valeurs 0.5 par 2.
- On soustrait enfin 1 à toutes les valeurs.
- La moyenne de cette matrice donne un nombre entre 0 et 1 avec 0 correspon-

0 à une image absolument non perturbée et 1 à une image perturbée au maximum.

Le degré de perturbation pour la mire perturbée est de 10,23%. Après correction de celle-ci par reconstruction du champ d'indices de réfraction, le degré de perturbation est réduit à 6,02%. La correction est donc sensible mais doit encore être optimisée pour minimiser au maximum le degré de perturbation.

### 5.3 Reconstruction du champ d'indices dans le cas d'un écoulement turbulent

Pour un écoulement turbulent, il est également possible d'appliquer une méthode de reconstruction du champ d'indice de réfraction. La méthode employée est identique à celle expliquée précédemment pour une écoulement laminaire à symétrie de révolution (cf Sec. 5.1.2) mis à part l'utilisation dans ce cas d'un champ de déplacements moyenné temporellement afin de "gommer" les traces de la turbulence. On obtiendra obligatoirement, comme on l'a vu au chapitre 3, des valeurs du champ de déplacements moyenné plus faible que le champ de déplacements instantané mais cela ne pose pas de problème [Dav89]. En effet, à l'aide de la transformée inverse d'Abel, il sera possible d'obtenir le champ d'indice "moyenné" fonction du *nombre d'images utilisées* pour le calcul du champ de déplacements moyen. Cela veut donc dire qu'on sera capable, après intégration du champ d'indices de réfraction dans le code de lancer de rayons, d'estimer le déplacement "moyen" engendré par la perturbation pour n'importe quelles distances de travail (distance caméra/perturbation par exemple) ou longueurs d'onde. La figure 5.7 est la démarche proposée pour une stratégie de correction en présence d'un écoulement perturbateur turbulent.

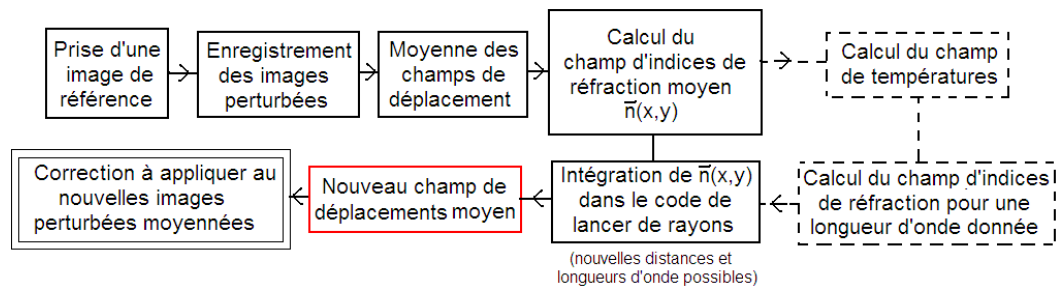


FIGURE 5.7: Démarche proposée pour la correction d'image perturbée par un écoulement turbulent

Le *nouveau* champ de déplacement calculé à l'aide du code de lancer de rayon permettra de connaître *a priori* l'erreur engendrée par la perturbation dans la nouvelle configuration de mesure. La condition pour le bon fonctionnement de la méthode est de conserver le même nombre d'images pour réaliser l'image moyennée (dans les deux configurations) sur laquelle sera appliquée le champ de déplacements calculé numériquement. Cette image, par exemple de mouchetis, moyennée sera

obligatoirement légèrement floutée par le moyennage temporel fait en présence de la perturbation, c'est à ce niveau que la section 5.1.1 concernant le traitement des images par algorithmes peut jouer un rôle très efficace : le "*défloutage*" des images est une problématique récurrente en analyse d'images (d'autant plus qu'on connaît relativement bien les caractéristiques du mouchetis utilisé).

Rappelons que l'hypothèse de départ était d'avoir une perturbation avec symétrie de révolution. Si la perturbation créée par l'objet chaud étudié n'est pas complètement axisymétrique, tout n'est pas à abandonner, il est en effet possible d'utiliser une transformée d'Abel modifiée (généralisée) [TG01] afin d'être capable néanmoins de reconstruire notre champ d'indices de réfraction moyen. Au moyen d'une expansion polynomiale de Legendre tronquée, la condition forte de symétrie axiale, lors de l'inversion de la transformée d'Abel, est "relâchée" et il devient alors possible de générer des cartes d'indices de réfraction possible pour des sources non axisymétriques.

Afin de clarifier au maximum la méthode décrite ici, voici un exemple concret d'utilisation point par point de la méthode. Imaginons que le travail réalisé soit "l'étude de la dilatation d'une éprouvette métallique cylindrique due à un effet thermique". Cette étude se fait en créant un mouchetis sur l'éprouvette afin de suivre sa déformation dans le temps et avec la température, or, pour de hautes températures (par exemple  $> 600^{\circ}\text{C}$ ) la contribution due à la dilatation ou à l'effet mirage devient de plus en plus difficile à séparer, la corrélation du mouchetis devient parfois même très difficile (contient des artefacts). Pour corriger ce problème, la stratégie pourrait être la suivante :

- Placer un mouchetis en arrière-plan de l'éprouvette (encore froide) et focaliser la caméra sur cet arrière plan. Cette caméra n'a pas obligatoirement la même résolution ou gamme spectrale que celle utilisée pour l'étude, une plus grande résolution peut être choisie afin de gagner en densité de points de mesure pour la reconstruction du champ d'indices de réfraction faite ensuite.
- On prend une image de référence de l'arrière-plan.
- On monte l'éprouvette en température, jusqu'à la température  $T$  posant des problèmes de corrélation et on acquiert des images (un nombre  $n$  représentatif sur un laps de temps  $t$  donné), par exemple une centaine d'image en 1min.
- On calcule le champ de déplacements de chaque image par rapport à l'image de référence, et on réalise la moyenne de ces champs de déplacements.
- On reconstruit le champ d'indices de réfraction à l'aide de la transformée inverse d'Abel.
- Si on souhaite observer l'éprouvette à une longueur d'onde différente de celle de la caméra utilisée pour observer l'arrière plan, il y a une étape en plus permettant le calcul du champ de température puis du nouveau champ d'indices de réfractons (à l'aide du paramètre de Gladstone-Dale approprié).
- Le champ d'indices de réfraction calculé est introduit dans le code de lancer de rayons afin de calculer un nouveau déplacement. Dans ce cas précis, c'est le

déplacement au niveau de l'éprouvette qui nous intéresse. On connaît maintenant le champ de déplacements engendré par la convection sur les parois de l'éprouvette elle-même.

- Concernant le déplacements lié uniquement à la dilatation de l'éprouvette, on prend tout d'abord une image du mouchetis de l'éprouvette à froid, c'est l'image de référence.
- A la température  $T$ , dont nous avons étudiée la perturbation plus tôt, nous prenons  $n$  images sur une période  $t$  (l'idéal serait de réaliser les mesures sur les deux mouchetis exactement en même temps).
- Une moyenne des images du mouchetis est réalisé et un traitement de l'image est réalisé afin de "déflouter" celle-ci si besoin est (cf. Sec. 5.1.1.3).
- Le mouchetis moyenné obtenu est corrigé à l'aide du champ de déplacement obtenu avec le code de lancer de rayons
- Le mouchetis corrigé peut enfin être corrélé avec celui de référence de l'éprouvette pour obtenir le champ de déplacement uniquement lié à la dilatation de l'éprouvette.

Bien entendu, de très nombreuses autres applications sont possibles pour cette stratégie de corrections.

Ce chapitre, faisant dans un premier temps l'état de l'art sur la correction des images perturbées, amène de nombreuses pistes et perspectives (développées dans le chapitre suivant).

La correction des images est un domaine vaste dont les méthodes sont d'une part nombreuses et souvent complexes. Une stratégie préliminaire a été apportée par l'utilisation de la transformée inverse d'Abel, des premiers résultats ont été obtenus afin de reconstruire le champ d'indices de réfraction et une correction a également été faite sur une mire perturbée numériquement.

Enfin, une stratégie de correction en présence d'écoulement turbulent a été proposée.





# Conclusions et Perspectives

## 1. Conclusions

L'étude réalisée dans cette thèse avait pour objectif d'amener une meilleure compréhension du phénomène physique qu'est l'effet mirage. De plus, on se proposait d'estimer les erreurs que celui-ci engendrait d'un point de vue dimensionnel et énergétique, tout ceci dans une optique d'amener une stratégie de correction efficace de ces erreurs.

Pour réaliser cette étude, nous avons découpé l'approche en 5 étapes principales en commençant dans un premier temps par décrire les mécanismes physiques jouant un rôle dans notre étude, que ce soit d'un point de vue électromagnétique (optique) ou bien thermo-aéraulique. Cette première étape nous a également permis de sélectionner différentes méthodes de visualisation et/ou de caractérisation d'écoulement qui ont pu être mis en application.

En effet, le chapitre 2 concernait le choix, le dimensionnement et la caractérisation d'une perturbation permettant de créer un effet mirage, c'est à dire une déviation optique, reproductible et de forte intensité : la perturbation choisie fut un panache convectif issu d'un disque chaud horizontal. L'intensité de l'effet mirage étant directement liée au gradient de température au sein du panache convectif, nous avons calculé par simulation numérique (Fluent) le champ de températures (et de vitesses) associé à cette perturbation pour différentes températures de disque. Ces résultats numériques ont alors été comparés à différentes méthodes expérimentales mises en œuvre :

- **Vélocimétrie par images de particules (PIV)** : elle a permis d'obtenir avec succès le *champ de vitesses* du panache convectif et ainsi valider la répartition qualitative de la vitesse. En effet, du fait de légères perturbations toujours présentes, une image moyennée aura toujours tendance à sous-estimer les grandeurs caractéristiques de l'écoulement. Cependant, en valeurs instantanées, nous trouvons des résultats expérimentaux en accord avec la simulation avec un écart relatif compris entre **1 et 10%** (selon si on considère la valeur maximale ou la valeur moyenne des maximums).
- **Vélocimétrie par Laser Doppler (LDV)** : elle donne une *mesure ponctuelle* de la vitesse de l'écoulement. Il est ainsi beaucoup plus facile de la mesurer en ce point pour différentes températures de disque (de 150°C à 500°C). L'erreur moyenne sur les points de mesures correspondant à une température de disque inférieure à 400°C est de **5%** et entre **10 et 20%** pour des températures de disque supérieures.

- **Thermocouple** : la mesure réalisée avec le thermocouple, puis corrigée par un bilan énergétique réalisé sur ce-dernier, donne un résultat en très bon accord avec Fluent : écart **inférieur à 0,5%**.
- **Thermographie IR** : on obtient cette fois-ci un *champ de températures*, mais du fait de légères fluctuations et de l'effet d'intégration du papier dans le temps, le champ obtenu est trop large et n'atteint pas les valeurs maximales souhaitées, elles ont un écart moyen de **12%**.
- **Strioscopie** : montre des formes d'écoulement en accord avec ceux obtenus à l'aide de Fluent et a également permis de mettre en évidence les fluctuations remarquées en thermographie et PIV.

Une dernière source de comparaison a été de réaliser la même simulation numérique de l'écoulement faite sous Fluent avec un autre logiciel de CFD : OpenFoam. Les tendances obtenues et les valeurs maximales atteintes sont une fois de plus en très bon accord.

Nous avons donc un outil de CFD fonctionnel permettant d'obtenir un champ de températures représentatif de celui s'établissant expérimentalement. Ce champ de températures a donc été intégré dans un outil de lancer de rayons, originellement dédié à l'étude du chauffage infrarouge de préforme en polymère, mais modifié pour notre étude et permettant d'étudier de façon efficace la déviation de rayons dans un milieu non-homogène. Cette capacité du code à pouvoir simuler l'effet mirage nous a permis d'estimer quantitativement l'erreur engendré par la présence de la perturbation convective d'un point de vu dimensionnel mais aussi thermique ; en plus de subir des distorsions optiques, le fait d'avoir des zones de convergences et divergences des rayons entraîne de légères variations locales de la température. Nous avons montré que les erreurs dimensionnelles aux distances considérées ( 37cm entre le panache et la caméra) étaient d'environ **0,27mm** très proche du disque et **0,12mm** dans le panache. En revanche, l'erreur thermique, pour une objet visée à 500°C, ne dépasse pas les **0,4°C**, c'est à dire moins de **0,1%** d'erreur. Donc, a priori, l'erreur sur la température due à l'effet est négligeable.

Une analyse analytique, faite sur Matlab, a également été réalisée afin de mettre en évidence l'effet du panache sur la température d'un point de vu émission et transmission de celui-ci. Il a été montré que l'effet émissif du panache ne pouvait être négligé pour de faibles températures de l'objet observé. Des variations de températures pour les bandes spectrales de l'infrarouge et du proche infrarouge seront, à titre d'exemple, respectivement de 0,3°C et de 6°C pour un objet (corps noir) à 200°C .

L'étape a été ensuite le développement d'une manipulation originale permettant la mesure de distorsions dues à l'effet mirage dans les bandes spectrales du visible, proche infrarouge et infrarouge, d'un aspect dimensionnel et thermique. Cela donnera alors la possibilité d'une confrontation des résultats numériques calculés par la méthode de lancer de rayons et obtenus expérimentalement :

- **Visible** : Les déplacements maximaux mesurés dans le visible sont de **0,236** soit un écart relatif de **5,4%** avec les valeurs numériques.
- **Proche infrarouge** : Les déplacements maximaux obtenus dans le proche infrarouge sont de **0,223mm**, soit un écart relatif cette fois-ci inférieur à **1%** (0,5%). Les erreurs thermiques engendrées par la présence du panache suivent des tendances similaires à celles calculées numériquement. Comme nous l'avions prévu, l'effet mirage sur la mesure de température n'a pratiquement aucun impact. En revanche, le rôle émissif du panache joue un rôle relativement important, notamment pour les faibles températures de l'objet visé en arrière-plan, mais devient finalement également négligeable au-dessus de 350°C.
- **Infrarouge** : Les déplacements mesurés ici, correspondant à une partie légèrement plus haute dans le panache (1cm au-dessus du disque), sont de **0,123mm**, en accord à moins de **1%** près des résultats provenant du code de lancer de rayons. Concernant l'aspect énergétique, l'effet mirage reste encore une fois négligeable avec des variations autour de 0,1°C, et l'effet émissif du panache décroît de 0,5°C pour tendre vers 0°C aux hautes températures de l'objet observé. L'ordre de grandeur calculé numériquement est comparable à celui observé expérimentalement.

*Nous disposons donc d'un outil numérique permettant de prédire avec succès les déviations engendrées par l'effet mirage avec ses incidences sur les mesures dimensionnelles et thermiques.*

L'étape finale de cette étude a été de proposer une stratégie de correction des images perturbées par un phénomène d'effet mirage. Il a été distingué deux types de correction :

- **Statistique et algorithmique** : Les méthodes statistiques et algorithmiques sont plutôt dédiées à des écoulements turbulents dont il est très difficile de prédire l'écoulement. Ces méthodes proviennent en très grande majorité du traitement de la turbulence atmosphérique en astronomie. Elles n'ont pas été mise en application dans notre étude mais il serait très intéressant de les tester.
- **Prédictif** : Une méthode prédictive comme son nom l'indique est une méthode permettant de connaître a priori le déplacement engendré par la perturbation. Pour cela il est donc nécessaire de connaître la perturbation avec précision. Nous avons montré lors dans notre étude qu'il était possible de reconstruire le champ d'indices de réfraction d'une perturbation laminaire établie (voir turbulente après un moyennage) et ainsi prédire le déplacement de celle-ci. Des résultats préliminaires ont permis de réduire une image perturbée d'un degré de perturbation de **10,23%** à **6,02%**

Pour conclure, ce travail a permis de modéliser en détail l'effet mirage et d'estimer avec précision de façons numérique et expérimentale les erreurs engendrées par cet effet d'un point de vue dimensionnel et thermique. Une première approche de correction des images a été proposée et une première reconstruction d'indices de réfraction avec correction d'une image a été réalisée donnant des résultats préliminaires encourageants.

## 2. Perspectives

L'étude sur l'effet mirage réalisée dans ce travail mène à différentes pistes et perspectives. On peut doré et déjà séparer les perspectives en deux grands groupes : celui concernant l'optimisation de la manipulation et les futurs travaux concernant l'étude de l'effet mirage à part entière (approche physique), et le groupe amenant des pistes quant à la correction des images perturbées (approche applicative). Voyons dans un premier temps les améliorations possibles et études réalisables pour améliorer les résultats et compréhension de l'effet mirage.

### 2.1 Approche physique

- Améliorer encore les confrontations expérimentales/numériques : la principale source engendrant ces différences est la difficulté à obtenir un écoulement laminaire à de hautes températures. Dans une optique d'amélioration et/ou de stabilisation de l'écoulement, certaines modifications plus ou moins grandes peuvent être apportées à la manipulation :
  - Positionner (souder, poser...) un cône métallique sur le centre du disque afin de "forcer" le détachement de la couche limite formant le panache à se réaliser bien au centre du disque (des essais sont en cours).
  - Changer la méthode de création de la perturbation : souffler de l'air chaud (mais plus faible gradient), couche limite d'une plaque plane verticale (mais forme géométrique de la perturbation moins intéressante), autres... Cette alternative est à prévoir seulement si la nouvelle méthode adoptée permet alors de créer un écoulement moins sensible à l'environnement.
  - Réaliser l'étude dans un autre fluide que l'air ou dans de l'air "modifié" proposant des écoulements moins sensibles au milieu environnant. A titre d'exemple, un panache convectif dans l'eau sera de toute évidence à l'abri des perturbations provenant des ventilations d'une pièce. On peut, afin de se rapprocher d'avantage de notre cas, envisager par exemple de modifier la densité du fluide mis en mouvement par convection (le saturée en vapeur d'eau, modifier la composition en ajoutant un gaz plus lourd...). Cette étude n'aurait cependant que pour but, l'étude approfondie de l'effet mirage et l'amélioration des confrontations expérimentales/numériques.
- Après avoir testé l'effet mirage sur une "primitive simple" (le disque), il faut

---

envisager maintenant de s'intéresser à des formes plus complexes intégrant des angles, des courbures... afin de se rapprocher progressivement de géométries réalistes. Notons également, que dans la vraie vie, c'est la pièce elle-même qui, étant chaude, va générer son propre panache.

- Dans la même optique, le code de lancer de rayons n'est capable en l'état que de simuler des géométries de perturbations axisymétriques ou planes. En effet, il a été prévu, en tout premier lieu, pour la modélisation du chauffage tubulaire de préformes axisymétriques. Ce serait un grand atout et à la fois très intéressant de modifier le code afin de permettre l'insertion de géométries 3D plus complexes. Le code pourrait alors par exemple traiter des champs d'indice de réfraction instantanés d'écoulement turbulent. Un nombre de traitements de ces champs instantanés suffisamment grand permettrait d'estimer avec une bonne précision le champ de déplacements moyenné que nous pourrions observer expérimentalement avec la méthode de BOS.
- Bien que les expériences et les calculs aient été réalisés sur différentes bandes spectrales, il serait intéressant de réaliser cette étude sur la bande II (3-5 $\mu\text{m}$ ). L'erreur dimensionnelle sur cette bande devrait en toute rigueur être très proche des résultats obtenus pour le proche infrarouge ou l'infrarouge. En revanche, les résultats concernant l'approche énergétique, tout particulièrement l'aspect d'émission et de transmission du panache, devrait donner des variations de températures plus importantes que dans les autres bandes. En effet, cette bande a la caractéristique d'avoir d'importantes raies d'absorption dues à la présence de  $\text{CO}_2$  et d' $\text{H}_2\text{O}$  dans l'air
- Un code de suivi de contours a également été écrit lors de cette thèse. Ce code permet de suivre le contour de disques dessinés sur l'arrière-plan et ainsi obtenir à la fois le déplacement et la déformation de chaque disque suite au passages des rayons lumineux dans la perturbation. En effet, si le motif observé à l'arrière-plan est de même ordre de grandeur ou légèrement plus grand que la couche thermique, nous observons, plus qu'un déplacement, une déformation du disque qui devient alors une ellipse (déformation horizontale et/ou verticale du disque de référence). Il se pourrait alors que pour certains cas présentant de très forts gradients thermiques, le mouchetis utilisé pour corréler subisse plus qu'un déplacement mais un changement de forme apportant une nouvelle source d'erreur pour la corrélation d'image. Utiliser un système de stéréo-corrélation permettrait de mettre en évidence les déformations du mouchetis simulant un déplacement hors plan (grossissement ou rétrécissement des marqueurs) de celui-ci et de les étudier.
- Enfin, la dernière étape serait d'améliorer le code de reconstruction du champ d'indices de réfraction par transformée inverse d'Abel afin d'obtenir une re-

construction le plus proche possible du champ d'indices de réfraction de la perturbation. La mise en place de la transformée d'Abel généralisée [TG01] serait également souhaitable afin de reconstruire le champ d'indices de réfraction de perturbations pas forcément axisymétriques comme la transformée d'Abel classique l'exige.

## 2.1 Approche applicative (correction)

Le phénomène ayant été décrit lors de la thèse, et disposant d'un outil numérique capable de simuler la distorsion due à l'effet mirage, nous pouvons envisager de l'utiliser pour différentes applications. Les possibilités de modifier la longueur d'onde ou les distances de travail rendent cet outil puissant et très utile. L'unique donnée d'entrée du code de lancer de rayons est le champ d'indices de réfraction, champ qui peut être déduit de différentes façons :

- **Simulation** : C'est la méthode que nous avons abordée lors de notre étude, elle peut tout à fait être utilisée pour d'autres géométries d'objet, voire applications. Cependant, nous avons noté quelques problèmes quant à cette solution lors des expériences ; il faut donc distinguer deux types d'écoulement :
  - Si on est capable de connaître avec suffisamment de précision la géométrie et la température de surface de l'objet, il est alors possible de reconstruire l'objet dans un logiciel de simulation, et, avec les conditions limites appropriées, simuler l'écoulement autour du dit objet. La restriction, assez forte, de cette méthode est d'avoir un écoulement établi laminaire. En effet, sur la plage de température nous concernant (20°C - 1000°C) et étant donné la longueur des pièces étudiées (quelques centimètres), l'écoulement, non perturbé, est théoriquement laminaire. Cela veut dire que l'écoulement simulé sera représenté comme laminaire ce qui, nous l'avons vu dans le corps de la thèse, n'est pas toujours évident dans le cas pratique.
  - Dans le cas d'un écoulement turbulent en pratique, nous avons vu que si nous moyennons un grand nombre de champs de déplacements engendrés par l'écoulement d'air chaud, nous obtenons un champ de déplacements moyen dont les valeurs de déplacement sont plus faibles et dont la largeur du panache est plus importante. Cette diminution des valeurs de déplacements et cet élargissement sont tout à fait compréhensibles et sont directement et essentiellement liés au degré de turbulence (ou perturbation) de l'écoulement. Nous pensons qu'il est donc possible de définir pour une température, une géométrie et des conditions de travail (ventilations, mouvements d'air résiduel...) données, un degré de turbulence ou de perturbation de l'écoulement. Ce degré de turbulence permettrait d'obtenir un

---

facteur  $x$  compris entre 0 et 1 et qui "multiplierait" (il ne s'agit peut-être pas d'une simple homothétie) alors les valeurs du champ de déplacements laminaire obtenu par simulation et "diviserait" la largeur de l'écoulement.

- **Reconstruction** : Cette technique de correction des images a été traitée de façon préliminaire dans le dernier chapitre. Elle se fait en deux étapes, une première étape permettant de reconstruire le champ d'indices de réfraction de la perturbation, et une deuxième étape correspondant à l'intégration de ce champ d'indices de réfraction dans le code de lancer de rayons et ainsi prédire les déplacements liés à la perturbation. Il faut encore une fois distinguer les deux principaux types d'écoulement :
  - Dans le cas le plus simple, l'écoulement peut être assimilé comme laminaire. La reconstruction se fait donc comme décrit dans le chapitre 5, c'est à dire une étape de reconstruction du champ d'indices de réfraction préalablement calculé via le champ de déplacements obtenu par méthode BOS et à l'aide de la transformé inverse d'Abel, puis une étape de prédiction du déplacement faite par le code de lancer de rayons après avoir intégré à celui-ci le nouveau champ d'indices de réfraction calculé précédemment. Cette méthode, nous l'avons montrée de façon très préliminaire mais cependant avec succès, permet de diminuer voire supprimer dans le cas idéal le degré de perturbation des images. L'optimisation du code de transformée inverse d'Abel, voire l'utilisation de transformées plus efficaces (Hankel, Fourier...) mais très probablement plus couteuses en temps, amélioreront sans aucun doutes ces premiers résultats.
  - En règle générale, l'écoulement, bien que théoriquement laminaire, se présente comme turbulent. La reconstruction du champ d'indices de réfraction ne peut donc se faire sur la base d'une seule image instantané du champ de déplacements. C'est la méthode proposée en fin du chapitre 5 qui pourrait alors être employée : utiliser un champ de déplacements moyen pour reconstruire un champ d'indices de réfraction "moyen" et donc prédire un champ de déplacement "moyen" au niveau de l'objet, c'est à dire correspondant à un nombre d'images moyennées donnée. Cette méthode reste encore à être testée afin de bien valider son principe et fonctionnement.
- **Analyse du front d'onde** : Une autre méthode consisterait à analyser le front d'onde arrivant à la caméra à l'aide d'un *senseur (ou analyseur) de front d'onde*. Un analyseur de front d'onde est un dispositif optique permettant d'analyser la forme d'une surface d'onde à un moment donnée. Son principe est de décomposer un front d'onde en fronts d'ondes élémentaires et de déterminer pour chaque front d'onde élémentaire son orientation. La mesure de ces orientations permet après intégration de remonter à la forme du front d'onde.



Il existe plusieurs types d'analyseurs de front d'onde et sont regroupés en deux grandes catégories : les interférométriques et les non-interférométriques. J'ai choisi de présenter uniquement ici l'analyseur le plus adapté et à la fois le plus simple, soit celui utilisant le système Shack-Hartmann. Le principe de ce système, illustré par la Fig. 5.8 [Ron07], est de décomposer un front d'onde en front d'onde élémentaire grâce à une trame de micro-lentille qui donne de chaque front d'onde élémentaire une tache lumineuse captée par une matrice CCD et analysée par un ordinateur.

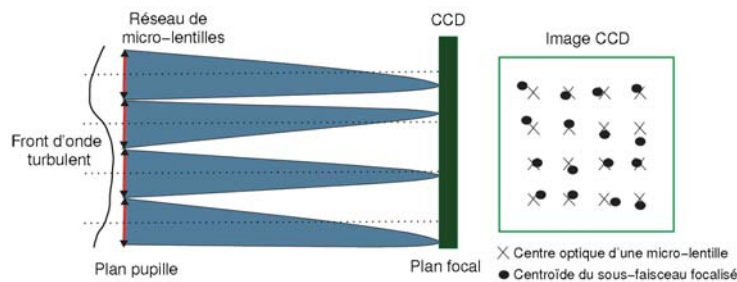


FIGURE 5.8: Principe de fonctionnement de l'analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann

Chaque micro-lentille donne une tache lumineuse sur une portion du capteur CCD que l'on appelle sous-pupille. Chaque sous-pupille correspond à un ensemble de pixel liée à une micro-lentille. La technique du Shack-Hartmann part du principe que la matrice de micro-lentille donne à partir d'un front d'onde plan des taches espacées de manière régulière. Dans ce cas, les taches se trouvent au centre des sous pupille auxquelles elles sont attribuées. Pour un front d'onde qui n'est pas plan (avec une courbure ou des aberrations optiques quelconques) les taches ne se trouvent plus au centre de leur sous pupille. Le principe est de mesurer leur position par rapport au centre de leur sous pupille sur un axe horizontale (X) et sur un axe verticale (Y). Le segment formé du centre d'une sous pupille et la position de la tâche issue de la micro-lentille attribuée à cette micro-lentille est appelé pente locale du front d'onde. La mesure de ces pentes locales correspond à la mesure de la dérivée du front d'onde. L'intégrale de cette mesure permet donc de remonter à la forme du front d'onde. Le front d'onde dépendant uniquement du milieu parcouru par les ondes le composant, il est alors possible à l'aide de ce front d'onde de remonter au champ d'indices de réfraction [RWG95]. L'utilisation couplé de plusieurs de ces senseurs permettrait de reconstruire le champ d'indice de réfraction 3D de la perturbation. Il est important de signaler que tout ce traitement du signal (pouvant paraître au premier abord complexe par rapport aux méthodes vues plus tôt) est invisible à l'utilisateur et est réalisée par le logiciel fourni avec le senseur. Le dispositif n'est pas plus gros qu'une caméra CCD visible nouvelle génération et permet d'obtenir directement la forme du front d'onde sans calcul.

- **Autre** : La dernière méthode envisageable permettant, comme la méthode d'analyse du front d'onde une correction image par image, serait d'utiliser deux caméras synchronisées. L'une d'elle serait focalisée sur un mouchetis situé dans l'arrière-plan, permettant une reconstruction de la perturbation à un temps donné, alors que l'autre caméra serait focalisée sur l'objet d'étude. Connaissant la perturbation au moment précis où l'image de l'objet a été enregistrée, il est possible de procéder à une correction. Une étude plus approfondie devra définir la faisabilité de cette méthode. Le positionnement de l'axe optique des caméras devra être à priori de  $90^\circ$  de l'une à l'autre afin de bien reconstruire la partie de la perturbation jouant un rôle dans l'observation de l'objet chaud. Il est enfin envisageable d'utiliser plusieurs caméras tout autour de l'objet afin de reconstruire la "vrai" forme 3D de la perturbation (une sorte de tomographie).



# ANNEXES



# L'origine de l'indice de réfraction

---

La démonstration suivante a été énoncé par Lorentz [Lor03] dans son livre publié pour la première fois en 1909. J'essaye ici de faire une synthèse aussi brève que claire de la technique utilisée et révélant les propriétés optiques de la matière.

## A.1 Introduction

Imaginons un corps composé d'innombrable molécules ou d'atomes, donc de "particules" comme on les appellera ici. Chaque particule contient un certain nombre d'électrons, tous ou une partie sont mis en vibration par un faisceau lumineux incident. Entre, les électrons et leur intérieur il y aura alors un certain champ magnétique, lequel peut être déterminé au moyen d'équations fondamentales si la distribution et le mouvement des charges étaient connus. Si on calculait ce champ, nous serions aussi capable de trouver son action sur les électrons en mouvement et de formuler les équation de mouvement de chacun d'eux.

C'est cette méthode, dans laquelle on recherche le mouvement de chaque électrons individuellement et leurs champs voisin associé, qui permet de décrire l'interaction de la lumière avec la matière. Il est cependant évident qu'il est horriblement complexe de suivre la course de chaque électron. Nous aurons recours à une méthode alternative, plus simple, qui, heureusement, permet de décrire avec suffisamment de précision ce qui est observé et suggéré par la nature du phénomène.

Ce n'est pas le mouvement d'un seul électron ou son champ associé qui nous intéressera directement ici. En effet, l'électron est souvent baigné dans un immense nombre d'autres particules, et le mouvement d'un seul d'entre eux reste de toute évidence invisible à l'expérimentation. Seul la résultante des effets produits par tous sera perceptible à nos sens.

## A.2 Volume d'intérêt

Posons  $P$  un point dans le milieu,  $S$  une sphere décrite autour de ce point et  $\varphi$  un vecteur de quantité se produisant dans notre équation fondamentale. la quantité moyenne de  $\varphi$  au point  $P$  sera donné en l'intégrant sur le volume  $S$  :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{S} \int \varphi \cdot dS \tag{A.1}$$

Le volume  $S$  de la sphère doit être pris ni trop petit ni trop large. En effet, le but de celle-ci est de permettre de passer outre les irrégularité de  $\varphi$  et doit donc contenir un grand nombre de particules. Cependant, il ne faut pas la prendre trop grande, de façon à ce qu'à la taille de notre observation, on puisse la considérer l'état du milieu comme uniforme au sein de la sphère. Pour faire simple, disons que la sphère doit être petite devant la longueur d'onde du faisceau incident. Heureusement pour nous, les distances moléculaires étant si petites comparées même à la plus courtes des longueurs d'onde lumineuse que les deux conditions peuvent être satisfaites en même temps.

### A.3 Grandeurs associées

La valeur moyenne de  $\varphi$  prise au point  $P$  est en général fonction des coordonnées du point et si  $\varphi$  lui-même dépend du temps alors  $\bar{\varphi}$  fera de même. On peut alors facilement écrire :

$$\frac{\overline{\partial\varphi}}{\partial x} = \frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial x} \quad , \dots , \quad \frac{\overline{\partial\varphi}}{\partial t} = \frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

Les parties à droite et à gauche du signe égal doivent de toute évidence être égales l'une à l'autre, donc tous ce que nous avons à faire pour avoir les valeurs de  $\mathbf{d}$  la force électrique,  $\mathbf{h}$  la force magnétique et  $\mathbf{V}$  la vitesse de la charge au point  $P$  est de remplacer leurs valeur par leurs valeurs moyennes. D'après les lois de l'électromagnétisme selon Maxwell :

$$\text{rot } \bar{\mathbf{h}} = \frac{1}{c_v} (\dot{\bar{\mathbf{d}}} + \bar{\rho}\mathbf{V}) \quad (\text{A.3})$$

et

$$\text{rot } \bar{\mathbf{d}} = -\frac{1}{c_v} \dot{\bar{\mathbf{h}}} \quad (\text{A.4})$$

avec  $c_v$  la constante de la vitesse de la lumière dans le vide et  $\rho$  la densité de volume de charge au sein de la particule (de manière à définir une répartition non nette de la charge dans l'électron, c'est à dire une répartition forte sur ses bords est progressivement chutant vers 0 en son centre).

Ces formules peuvent être considérée comme les équations générales du milieu pondérable. Nous signalerons également dans un souci de similarité avec l'électromagnétisme expérimental que

$$\bar{\mathbf{d}} = \mathbf{E} \quad (\text{A.5})$$

et

$$\bar{\mathbf{h}} = \mathbf{H} \quad (\text{A.6})$$

avec  $\mathbf{E}$  le vecteur de force électrique et  $\mathbf{H}$  le vecteur de force magnétique.

Il reste alors seulement le terme  $\bar{\rho}\mathbf{V}$ . Selon notre définition des valeurs moyennes, nous avons pour la composante de ce vecteur, si  $x, y, z$  sont les coordonnées d'un élément de la charge en mouvement au temps  $t$  :

$$\overline{\varrho V_x} = \frac{1}{S} \int \varrho V_x dS = \frac{1}{S} \int \varrho \frac{dx}{dt} dS \quad \text{etc.} \quad (\text{A.7})$$

ou, si on suppose que la surface de la sphère n'intersecte aucun électrons :

$$\overline{\varrho V_x} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{S} \int \varrho x dS \right) \quad \text{etc.} \quad (\text{A.8})$$

## A.4 Polarisation

Supposons un électrons réalisant ses propres vibrations au sein d'un atome ou d'une molécule de matière (particules) et occupant le petit espace  $S$ . Si la particule dans son ensemble, n'est pas chargée, elle doit contenir cependant des électrons mobiles de charge  $-e$ , soit sous la forme d'un ou de plusieurs électrons, ou distribuée de n'importe quelle autre façon. On doit supposer que si cette charge  $-e$  reste au repos dans une position déterminée, que nous prendrons pour origine, il n'y a pas de champ externe du tout, du moins pas à une distance large comparée aux dimensions de  $S$ . Ceci étant admit, la charge immobile  $-e$  doit alors produire un potentiel scalaire égal à l'opposé du potentiel scalaire inhérent au déplacement de l'électron autour de la particule, et donc si on considère le champ dans son ensemble, ce terme sera annulé. Notre hypothèse revient à ce que la charge  $-e$  soit équivalente à un seul électron  $-e$  au point  $O$ , et que si l'électron  $+e$  a les coordonnées  $x, y, z$ , alors les choses seront comme si nous avions deux charges égales et opposées à une distance faible l'une de l'autre. Nous exprimons ceci en disant que la particule est électriquement polarisée, et nous définissons son moment électrique par l'équation :

$$p = er \quad (\text{A.9})$$

ou  $r$  est le vecteur allant de  $O$  vers la position de l'électron en mouvement. Les composantes de  $\mathbf{p}$  sont :

$$p_x = ex \quad p_y = ey \quad p_z = ez \quad (\text{A.10})$$

Si on considère maintenant une particules avec son ensembles d'électrons, il suffit de calculer le potentiel de chaque électrons et de les additionner (en notant que  $\Sigma e=0$ ) :

$$p = \Sigma er \quad (\text{A.11})$$

et ses composantes

$$p_x = \Sigma ex \quad p_y = \Sigma ey \quad p_z = \Sigma ez \quad (\text{A.12})$$

Il n'est même pas nécessaire que les charges soit concentrés dans des électrons séparés. On peut également les supposer distribuées de façon continue, mais bien sûr doté de mouvements, fluctuations dans un sans ou dans l'autre. La somme est alors remplacé par une intégrale, nous donnant :



$$\int \varrho dS = 0 \quad (\text{A.13})$$

et

$$p_x = \int \varrho x dS \quad p_y = \int \varrho y dS \quad p_z = \int \varrho z dS \quad (\text{A.14})$$

L'intégrale étant étendue sur tout l'espace  $S$  occupé par la particule. Nous noterons pour finir que d'après l'Eq. A.13, l'Eq. A.14 est indépendante du choix du point  $O$ .

Nous avons vu que précédemment que :

$$\overline{\varrho V_x} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{S} \int \varrho x dS \right) \quad \text{etc.} \quad (\text{A.15})$$

et que les composantes du moment électrique étaient :

$$p_x = \int \varrho x dS \quad p_y = \int \varrho y dS \quad p_z = \int \varrho z dS \quad (\text{A.16})$$

Nous pouvons alors mettre en évidence la polarisation électrique du corps  $\mathbf{P}$  en l'écrivant :

$$\overline{\varrho V} = \dot{P} \quad (\text{A.17})$$

et

$$\dot{\bar{d}} + \overline{\varrho V} = \dot{E} + \dot{P} \quad (\text{A.18})$$

et donc en simplifiant

$$E + P = D \quad (\text{A.19})$$

ce qui nous mènes aux équations :

$$\text{rot } H = \frac{1}{c_v} \dot{D} \quad (\text{A.20})$$

$$\text{rot } E = -\frac{1}{c_v} \dot{H} \quad (\text{A.21})$$

Pour rappel :

$E$  est la force électrique

$D$  est le déplacement diélectrique

$\dot{D}$  est le déplacement du courant

$H$  est la force magnétique

## A.5 Mise en équation du mouvement d'un électron

Considérons que les particules contiennent un seul électron mobile de charge  $e$  et de masse  $m$  et  $\xi, \eta, \zeta$  les distances sur laquelle l'électron est déplacé de sa position d'équilibre. Les composantes du moment électrique de la particule seule sont :

$$p_x = e\xi \quad p_y = e\eta \quad p_z = e\zeta \quad (\text{A.22})$$

et, avec  $N$  le nombre de particules par unité de volume, nous avons, si la particule à un arrangement géométrique régulier :

$$P_x = Ne\xi \quad P_y = Ne\eta \quad P_z = Ne\zeta \quad (\text{A.23})$$

Les valeurs des distances  $\xi, \eta$  et  $\zeta$  et donc de  $P_x, P_y$  et  $P_z$  dépendent des forces s'appliquant aux électrons. Elles sont aux nombres de quatre :

- La force élastique  $f$  par laquelle l'électron aura tendance à être tiré en "arrière" vers sa position d'équilibre après l'avoir quitté. Cette force est donc dirigée vers son point d'origine et est proportionnel au déplacement.
- La seconde force est une résistance  $g$  allant contre le mouvement de l'électron. C'est cette force qui intervient si on souhaite prendre en compte la notion d'absorption d'un faisceau lumineux. Elle est proportionnelle à la vitesse de l'électron et opposée à celle-ci.
- La troisième force à considérer est la force s'appliquant sur l'électron du fait du champ électromagnétique environnant, la force électrique. On considère une particule  $A$  pour laquelle on souhaite déterminer la force s'appliquant sur l'électron qu'elle contient. Nous établissons une surface fermée autour de  $A$   $\sigma$  aux dimensions physiques infiniment petites et on conçoit pour un instant qu'elle est vide de toutes autres particules. L'état des choses est alors exactement analogue au cas d'un aimant dans lequel une cavité a été formée. Il y aura une distribution de l'électricité sur sa surface due à la polarisation de la portion hors de la cavité. La force  $\mathbf{E}'$  exercée par cette distribution sur une unité de charge  $A$  s'ajoute alors à  $\mathbf{E}$ . Maintenant, si les particules que nous avons retirées précédemment sont réintroduites, alors une troisième force  $\mathbf{E}''$  s'ajoute et la force électrique s'appliquant à l'électron est :

$$E + E' + E'' \quad (\text{A.24})$$

Il est clair que le résultat ne peut dépendre de la forme de la cavité  $\sigma$  qui n'a été imaginé seulement pour réaliser les calculs. Pour le cas le plus simple d'une sphère, les calculs mènent à :

$$E' = \frac{1}{3}P \quad (\text{A.25})$$

Pour ce qui concerne la détermination de  $\mathbf{E}''$  c'est plus difficile. Cependant on peut dire que pour un système de particules ayant un arrangement cubique régulier :

$$E'' = 0 \quad (\text{A.26})$$

L'Eq. A.26 peut être appliqué dans une certaine approximation pour un milieu isotrope tel que le verre, un fluide ou un gaz. Mais ce n'est malheureusement pas suffisamment correct, et doit être remplacé par :

$$E'' = s.P \quad (\text{A.27})$$

où pour chaque milieu,  $s$  est une constante qui sera difficile à déterminer avec précision. On posera  $a = \frac{1}{3} + s$ . Et nous trouvons pour la force électrique :

$$E + aP \quad (\text{A.28})$$

- La dernière des forces énumérées lors de phénomènes magnéto-optiques est due au champ magnétique externe. On la notera  $\wp$  afin de la distinguer de la force magnétique périodique  $\mathbf{H}$  due aux vibration électriques elles-mêmes. On supposera que la champ magnétique externe  $\wp$  aura la direction  $z$

En prenant ensemble toutes les forces citées nous pouvons trouver les équations régissant la mouvement de l'électron contenue par la particule.

$$\left. \begin{aligned} m' \frac{d^2 \xi}{dt^2} &= e(E_x + aP_x) - f\xi - g \frac{d\xi}{dt} + \frac{e\wp}{c} \frac{d\eta}{dt} \\ m' \frac{d^2 \eta}{dt^2} &= e(E_y + aP_y) - f\eta - g \frac{d\eta}{dt} + \frac{e\wp}{c} \frac{d\xi}{dt} \\ m' \frac{d^2 \zeta}{dt^2} &= e(E_z + aP_z) - f\zeta - g \frac{d\zeta}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.29})$$

En posant :

$$\frac{m}{Ne^2} = m', \quad \frac{f}{Ne^2} = f', \quad \frac{g}{Ne^2} = g' : \quad (\text{A.30})$$

$$\left. \begin{aligned} m' \frac{\partial^2 P_x}{\partial t^2} &= E_x + aP_x - f' P_x - g' \frac{\partial P_x}{\partial t} + \frac{\wp}{cNe} \frac{\partial P_y}{\partial t} \\ m' \frac{\partial^2 P_y}{\partial t^2} &= E_y + aP_y - f' P_y - g' \frac{\partial P_y}{\partial t} + \frac{\wp}{cNe} \frac{\partial P_x}{\partial t} \\ m' \frac{\partial^2 P_z}{\partial t^2} &= E_z + aP_z - f' P_z - g' \frac{\partial P_z}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.31})$$

Si on met maintenant toutes les variables dépendante du temps dans un seul facteur de telle sorte que  $\nu$  soit la fréquence de vibration :

$$\varepsilon^{i.\nu.t} \quad (\text{A.32})$$

et en posant :

$$\alpha = f' - a - m'\nu^2 \quad (\text{A.33})$$

$$\beta = \nu g' \quad (\text{A.34})$$

$$\gamma = \frac{\nu\wp}{c\nu Ne} \quad (\text{A.35})$$

L'Eq. A.31 peut alors se simplifier à :

$$\left. \begin{aligned} E_x &= (\alpha + i\beta)P_x - i\gamma P_y \\ E_y &= (\alpha + i\beta)P_y - i\gamma P_x \\ E_z &= (\alpha + i\beta)P_z \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.36})$$

## A.6 Mise en évidence de l'indice de réfraction

Laissons de côté pour un moment les effets produits par le champ magnétique, et regardons maintenant la propagation de la lumière dans le cas où  $\wp=0$ ,  $\gamma=0$ . Supposons tout d'abord qu'il n'y aie pas de résistance du tout et que donc  $\beta=0$ . L'Eq. A.36 peut alors s'écrire :

$$E = \alpha P \quad (\text{A.37})$$

dont on peut déduire :

$$D = \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)E \quad (\text{A.38})$$

Laissons la propagation se réaliser selon la direction  $OZ$  et ainsi les composantes de  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{H}$  sont représentés par les expressions contenant le facteur :

$$\varepsilon^{i\nu(t-qz)} \quad (\text{A.39})$$

où  $q$  est une constante.

Alors, du fait que toutes les composantes en rapport à  $x$  et  $y$  disparaissent, nous avons à l'aide des Eqs. A.20 et A.21 :

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{c_v} \frac{\partial D_x}{\partial t} \quad (\text{A.40})$$

et

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{1}{c_v} \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (\text{A.41})$$

ou

$$qH_y = \frac{1}{c_v} D_x \quad qE_x = \frac{1}{c_v} H_y \quad (\text{A.42})$$

d'où

$$D_x = c_v^2 q^2 E_x \quad (\text{A.43})$$

En combinant avec l'Eq. A.38, nous obtenons :

$$c_v^2 q^2 = 1 + \frac{1}{\alpha} \quad (\text{A.44})$$

En supposant que  $1 + \frac{1}{\alpha}$  soit positif, nous trouvons une valeur réelle pour  $q$ . La partie réelle de l'Eq. A.39 est :

$$\cos \nu(t - qz) \quad (\text{A.45})$$

où on peut voir que la vitesse de propagation est :

$$c = \frac{1}{q} \quad (\text{A.46})$$

Et il peut alors être écrit à l'aide de l'Eq. A.44 :

$$\varepsilon = \mu^2 = 1 + \frac{1}{\alpha} \quad (\text{A.47})$$

avec

$$n = \mu = \frac{c}{\nu} \quad (\text{A.48})$$

$n$  appelé **indice de réfraction**.

Résultat en accord avec la loi de Maxwell disant que l'indice de réfraction d'un corps est égal à la racine carré de sa constante diélectrique  $\mu$ . En effet, l'Eq. A.38 montre que le rapport entre le déplacement diélectrique  $\mathbf{D}$  et la force électrique  $\mathbf{E}$  est donnée par  $1 + \frac{1}{\alpha}$ .

## A.7 Dépendance de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde

Cependant, ce que la théorie de Maxwell ne permet pas, c'est de voir (conf. Eq. A.33) que pour un système donné  $\alpha$  n'est pas constant et qu'il dépend de la fréquence, expliquant par de fait la différence d'indice de réfraction selon la longueur d'onde.

Si on prend une seule particule isolé du milieu de telle sorte qu'elle soit libre de toute influence de champ externe, et qu'on laisse de coter la résistance représenté par  $g$  (liée à l'absorption de la lumière), on peut simplifier l'équation Eq. A.29 par :

$$m \frac{d^2 \xi}{t^2} = -f \xi \quad m \frac{d^2 \eta}{t^2} = -f \eta \quad m \frac{d^2 \zeta}{t^2} = -f \zeta \quad (\text{A.49})$$

où il apparaît alors que l'élection produit ses propres vibrations à la fréquence  $\nu_0$  :

$$\nu_0 = \sqrt{\frac{f}{m}} \quad (\text{A.50})$$

En utilisant cette nouvelle valeur et en posant que  $a = \frac{1}{3}$  (légère approximation), on peut écrire l'Eq. A.33 :

$$\alpha = m'(\nu_0^2 - \nu^2) - \frac{1}{3} = \frac{m}{Ne^2}(\nu_0^2 - \nu^2) - \frac{1}{3} \quad (\text{A.51})$$

L'indice de réfraction is alors déterminé par :

$$n^2 - 1 = \frac{1}{\frac{m}{Ne^2}(\nu_0^2 - \nu^2) - \frac{1}{3}} \quad (\text{A.52})$$

La valeur de  $n$  déduite de cette formule est supérieur à 1, si la fréquence  $\nu$  est suffisamment inférieure à la fréquence de libre vibration  $\nu_0$  et donc que le dénominateur soit positif. A cette condition, on peut conclure que  $n$  augmente avec la fréquence (et donc diminue avec la longueur d'onde). Ceci est en accord avec la dispersion de la lumière observée visuellement dans des corps transparents, du moins si la valeur de  $\nu_0$  est situé vers la bande de l'ultra-violet.

## A.8 Dépendance de l'indice de réfraction avec la densité

Une autre application de ces résultats est l'étude de la dépendance de l'indice avec la densité  $\rho$  du milieu transparent. En effet, en modifiant légèrement l'Eq. A.52, on a :

$$\frac{m}{Ne^2}(\nu_0^2 - \nu^2) = \frac{n^2 + 2}{3(n^2 - 1)} \quad (\text{A.53})$$

Donc, pour un corps donné et à une fréquence  $n$  donnée, l'expression  $\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2}$  doit être proportionnelle au nombre de molécule par unité de volume et par conséquence de la densité. Ce résultat a également été trouvé par Lorenz [Lor80] quelques années auparavant.

Dans le cas de vibrations extrêmement faibles ou d'un champ constant, on a donc  $n=0$  et donc l'Eq. A.33 devient :

$$\alpha = f' - \frac{1}{3} = \frac{f}{Ne^2} - \frac{1}{3} \quad (\text{A.54})$$

La valeur de la constante diélectrique, correspondant au rapport  $1 + \frac{1}{\alpha}$  entre  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{E}$  est :

$$n^2 = \mu = 1 + \frac{1}{\frac{f}{Ne^2} - \frac{1}{3}} \quad (\text{A.55})$$

Maintenant, d'après la dernière formule on voit que lorsque  $N$  la valeur du terme suivant reste constante :

$$\frac{\mu - 1}{(\mu + 2)N} \quad (\text{A.56})$$

et donc la relation reliant la densité  $\rho$  et la constante diélectrique  $\mu$  :

$$\frac{\mu - 1}{(\mu + 2)\rho} = \text{const.} \quad (\text{A.57})$$

Formule énoncée en premier lieu par Clausius [Cla79] et Mossotti [Mos50] et dont on peut déduire :

$$\frac{n^2 - 1}{(n^2 + 2)\rho} = \text{const.} \quad (\text{A.58})$$

La constante  $a$  a donc une dimension d'un volume divisé par une quantité de particules, donc un volume massique. Elle est appelée réfractivité molaire et est définie dans le cas d'un diélectrique parfait, homogène et isotrope par [BG74] :

$$K = \frac{N\alpha}{3\varepsilon_0} \quad (\text{A.59})$$

et donc

$$\frac{n^2 - 1}{(n^2 + 2)\rho} = \frac{N\alpha}{3\varepsilon_0} \quad (\text{A.60})$$

où  $N$  est le nombre d'Avogadro,  $\alpha$  la polarisabilité moléculaire et  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide.

A l'échelle moléculaire,  $\alpha$  est relié au moment dipolaire électrique induit à une molécule par un champ électrique. C'est en effet dépendant de la façon de comment la distribution de charge va répondre au champ électrique. Des calculs précis de mécanique quantique permettent de déterminer  $\alpha$  pour un atome isolé et pour des molécules.

Pour un gaz à faible densité avec  $n \approx 1$  l'équation précédente devient :

$$\frac{2}{3}(n - 1)\rho^{-1} = \frac{N\alpha_0}{3\varepsilon_0} \quad (\text{A.61})$$

avec  $\alpha_0$  la polarisabilité d'une molécule isolée. A haute densité  $\alpha$  peut être différent de  $\alpha_0$  à cause de l'effet d'interactions des autres molécules.

# Degré de luminosité en strioscopie et en ombroscopie

---

Pour les deux méthodes optiques considérées, strioscopie et ombroscopie, la caractéristique nous intéressant est la courbure (ou la réfraction) des rayons lumineux. Prenons un système de coordonnées cartésiennes, avec une direction de propagation des rayons lumineux normal à l'axe  $z$ . Les rayons se dirigent vers une zone d'indices de réfractifs non homogène ; le couple  $(x,y)$  décrivant maintenant le plan perpendiculaire à la direction de l'axe  $z$ . Il peut être démontré (Eq. 1.51) que les inhomogénéités optiques réfractent ou fléchissent les rayons lumineux proportionnellement aux gradients d'indice de réfraction dans le plan  $(x,y)$ . La courbure ainsi obtenue est donnée par :

$$\frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (\text{B.1})$$

En intégrant une fois, on a les composantes angulaires de la déflexion dans les directions  $x$  et  $y$  :

$$\varepsilon_x = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial x} dz, \quad \varepsilon_y = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (\text{B.2})$$

Pour une déviation bidimensionnelle (perturbation 2D), sur une longueur  $L$  selon l'axe optique (axe  $z$ ), les composantes angulaires deviennent :

$$\varepsilon_x = \frac{L}{n_0} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \varepsilon_y = \frac{L}{n_0} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (\text{B.3})$$

avec  $n_0$  indice de réfraction du milieu environnant.

Ces expressions nous donnent les bases mathématiques pour la strioscopie et l'ombroscopie. Pour la strioscopie, nous l'avons vu, du fait de la présence d'un couteau au point focal, la méthode consiste à afficher sur l'écran uniquement l'angle de déflexion des rayons, c'est à dire  $\varepsilon_x$  ou  $\varepsilon_y$  selon le positionnement du couteau. Cependant, l'ombroscopie montrera à l'écran le déplacement lumineux engendré par la perturbation. A titre d'exemple clair, la figure suivante représente un résultat obtenu en ombroscopie pour deux perturbations lumineuses imaginées pour l'exemple.



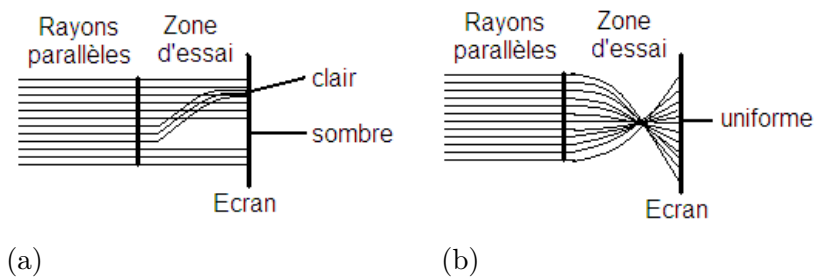


FIGURE B.1: Déviations lumineuses entraînant un déplacement des rayons (a) visible et (b) non visible en ombroscopie

La Fig. B.1(a) permet de mettre en évidence dans le cas particulier d'une perturbation engendrant ce type déviation, que l'ombroscopie affichera sur l'écran le déplacement des rayons : les rayons sont déplacés de la zone sombre vers la zone claire. La déviation angulaire des rayons étant nulle en sortie de la zone d'essai, une strioscopie n'aurait pas permis de visualiser quoique ce soit. A l'autre extrême, la figure B.1(b) montre le cas où le résultat de l'ombroscopie correspond à un éclaircissement uniforme alors que la strioscopie montrerait la présence de la perturbation.

On dit alors que les "sauts" d'éclaircissement en ombroscopie apparaissent seulement lorsqu'on a un changement (gradient) du gradient d'indice de réfraction lui-même. C'est donc le gradient des angles de déflexion que nous observons en ombroscopie :  $\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}$  ou  $\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}$ , sous la forme d'un déplacement de rayons. Autrement dit, c'est la seconde dérivée spatiale (ou Laplacien) de l'indice de réfraction,  $\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$  ou  $\frac{\partial^2 n}{\partial y^2}$ .

# Quelques règles concernant la méthode BOS

---

## C.1 Configurations des différents paramètres [Kli01]

### C.1.1 Paramètres du système de mesure optique

Afin d'appliquer cette technique, il est important d'essayer de comprendre les différents effets intervenants. Un approfondissement théorique de la technique peut être réalisé au moyen de l'optique géométrique, laquelle permet de définir les paramètres de configuration, en tenant compte du phénomène que l'on souhaite observer. Les principaux paramètres sont :

- Grossissement  $G$
- Longueur focale  $f$  (mm)
- Distance lentille - arrière-plan  $P$  (mm)
- Distance objet - arrière-plan  $Z$  (mm)
- Ouverture  $N$

En connaissant les relations fondamentales de l'optique géométrique, il peut sembler aisé de déterminer chaque paramètre par simples calcul. Or, ce n'est pas le cas, premièrement car certains paramètres ne peuvent pas prendre n'importe quelle valeur (par exemple nous ne disposons pas d'objectif pour chaque valeur de focale). Deuxièmement, tout ces paramètres s'influencent l'un l'autre, il doivent donc être déterminés étape par étape, en commençant par ceux connus. En connaissant la taille de la zone d'intérêt et la dimension du capteur de la caméra, il est possible d'approximer la valeur du grossissement nécessaire du système :

$$G = \frac{\text{taille du capteur}}{\text{taille de l'objet}} \quad (\text{C.1})$$

Cette valeur doit être estimée avec précision car elle a un impact direct sur la résolution spatiale. Pour un grossissement donné, il est maintenant possible d'avoir la distance focale en fonction de la distance entre la caméra (lentille) et l'objet :

$$f = \frac{G \cdot P}{G + 1} \quad (\text{C.2})$$

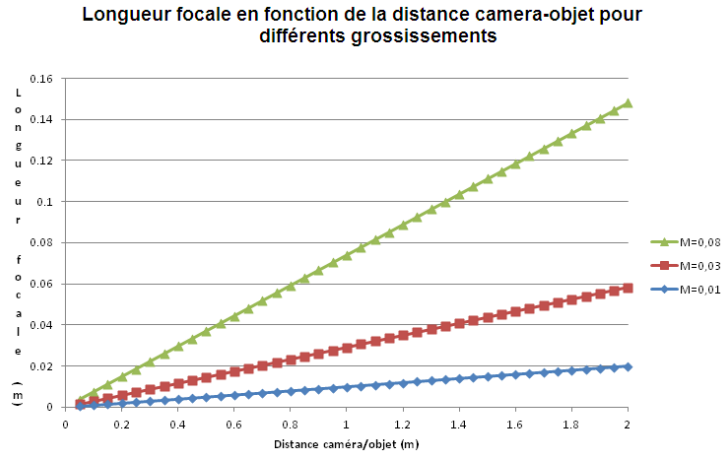


FIGURE C.1: Distance focale en fonction de la distance camera-objet pour différents grossissement

### C.1.2 Résolution spatiale et floutage

La résolution spatiale de la caméra à une distance et avec un objectif donnés n'est pas difficile à déterminer. Cependant, des effets optiques inhérents à la manipulation vont faire leur apparition et limiter la résolution spatiale. Le premier effet est "l'effet blur" (effet flou) d'un point. En effet, un point émet de la lumière dans toutes les directions. Or, seule une petite partie est capturée par la caméra. Ces rayons lumineux venant d'un point forment un cône ayant pour base l'ouverture de la caméra. Si ce cône traverse une surface où l'indice de réfraction n'est pas constant (Fig. C.2), le point de l'image sera flouté et le calcul par le logiciel de corrélation sera alors appauvri en résultat. De plus, si deux points, qui sont proches l'un de l'autre, sont fortement floutés, ils peuvent alors finir par se confondre, la corrélation est alors fautive. Cependant, dans notre cas, la déviation des rayons restera relativement faible, cet effet ne jouera donc pas un rôle important. L'aire de résolution spatiale est définie par la relation suivante [Kli01] :

$$R(z) = \frac{Z.f}{N.P} \quad (\text{C.3})$$

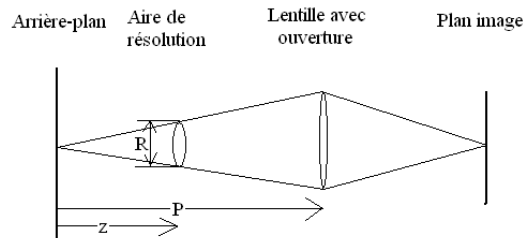


FIGURE C.2: Schéma montrant l'aire de résolution

Le second effet est lié à la taille de la zone d'interrogation. En effet, lorsqu'on

réalise une corrélation croisée entre deux images, il est nécessaire d'effectuer celle-ci par "fenêtres". La lumière partant de ces fenêtres va occuper une surface  $g(z)$ , laquelle augmente avec  $z$ . Ces fenêtres à l'origine un carré (sur l'arrière-plan) vont prendre la forme de l'ouverture de l'objectif, soit un cercle (Fig. C.3). Cependant, si  $z$  est trop grand, deux fenêtres voisines vont alors contenir quasiment les mêmes informations, parce que la lumière partant de chacune d'entre elles aura traversé la même zone perturbée. Ce sur-échantillonnage est à prendre en compte si l'intégration de l'indice de réfraction local doit mener à des informations valides.

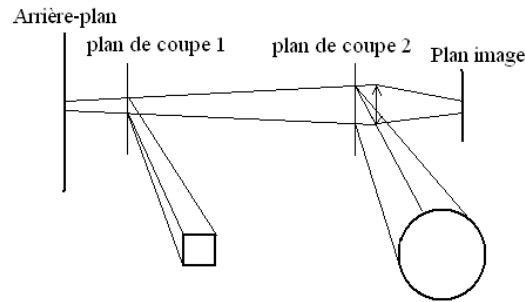


FIGURE C.3: Augmentation de l'aire  $g(z)$ , plan de coupe du chemin optique en 2 positions

Une autre source d'erreur en cas de mauvaise focalisation peut également être présent et empêcher une bonne détection des contours des points. En effet, la caméra doit être focalisée sur l'arrière-plan, en aucun cas sur la zone de variation d'indice. La corrélation nécessite des images avec des contours de points les plus nets possibles. Cependant, afin de détecter un déplacement, il est nécessaire d'avoir une certaine distance entre la perturbation et l'arrière-plan. Il y aura alors inévitablement un floutage dû à la présence du gradient d'indice. Il peut être exprimé par la variation de diamètre d'un point entre le plan objet (variation de densité) et le plan image [Kli01] :

$$d_i = d.M.\left(\frac{f.(G+1)}{f.(G+1) - G.Z} - 1\right) \quad (\text{C.4})$$

### C.1.3 L'arrière-plan

L'arrière plan est très important pour la méthode BOS, la caméra est focalisée dessus et le vecteur déplacement est basé sur la distorsion du motif. La taille du motif, lequel est une distribution aléatoire de points blanc sur un fond noir, doit être choisi de façon à ce qu'un point occupe trois pixels du capteur de la caméra. Dans ce cas il est alors possible de réaliser une interpolation sub-pixel, et de trouver avec plus de précision la position du pic d'intensité.

## C.2 Conclusion et règles générales pour des mesures faites par BOS

Après un bref aperçu de la théorie et des problèmes pouvant altérer la mesure du déplacement, voici quelques règles générales à suivre pour obtenir une bonne mesure :

- La longueur focale doit être la plus grande possible afin d'avoir des rayons le plus parallèle possible et un grossissement également le plus grand possible pour obtenir une bonne résolution de l'effet. Cependant un compromis doit être fait afin d'obtenir le champ de vu souhaité.
- Un positionnement expérimental doit être fait pour la distance  $z$ . Elle doit être suffisamment petite pour éviter l'effet de flou du point, mais aussi assez grande pour engendrer un déplacement du point acceptable.
- L'ouverture doit être fermée autant que possible pour garder une surface de résolution  $R(z)$  la plus petite possible.
- La fenêtre d'interrogation doit être la plus petite possible pour déterminer le déplacement avec précision.
- Si la densité varie avec le temps, le temps d'exposition doit être le plus petit possible.

# Aspect géométrique et rôle de l'optique

Le flux reçu par une caméra en provenance d'un objet opaque a été défini dans la chapitre 1 par :

$$\Phi_{\Delta\lambda, \text{reçu}} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{S_d}{N^2} \int_{\Delta\lambda} \int_{\Omega} \int_{S_{Obj}} R(\lambda) \cdot L_{\lambda, \text{reçu}} dS \cdot d\Omega \cdot d\lambda \quad (W) \quad (D.1)$$

$S_d$  Surface du pixel

$N$  Ouverture numérique =  $\frac{\text{Distance focale}}{\text{Diamètre pupille}} = \frac{f}{Z_p}$

$R(\lambda)$  Rendement spectral de la caméra

Nous allons détailler ici l'origine de l'équation D.1 , et notamment le facteur  $\frac{\pi}{4} \cdot \frac{S_d}{N^2}$ , facteur intrinsèque à la caméra et l'objectif utilisés.

Dans un premier temps, on regarde ce qu'il se passe en l'absence de lentille (Fig. D.1) pour un objet de surface  $S_0$  et un détecteur de taille  $S_d$  parallèles entre eux.

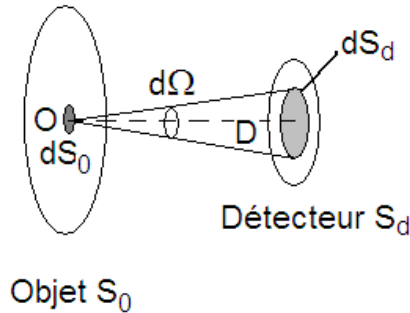


FIGURE D.1: Rayonnement d'un objet sur un détecteur plan en absence de lentille

L'exitance monochromatique émise par l'élément de surface  $dS_0$  appartenant à  $S_0$  s'écrit (application de la relation de Bouguer pour des surfaces parallèles) :

$$d\phi(\lambda, T_{app}) = L(\lambda, T_{app}) \cdot dS_0 \cdot d\Omega \cdot d\lambda \quad (D.2)$$

avec

$d\Omega$  est l'angle solide sous lequel est vu le détecteur  $dS_0$  :  $d\Omega = \frac{dS_d}{D^2}$

$T_{app}$  température apparente de l'objet

En sommant toutes les contributions issues de  $S_0$  sur  $S_d$  :

$$d\phi(\lambda, T_{app}) = L(\lambda, T_{app}) \frac{S_0 S_d}{D^2} d\lambda \quad (W/\mu m) \quad (D.3)$$

Du fait de l'invariance de la mesure sur la luminance, si  $D$  varie, le rapport  $\frac{S_0 S_d}{D^2}$  doit demeurer *constant*.  $S_d$  étant fixée par construction (détecteur), si  $D$  est doublé par exemple, on devra avoir :

$$\frac{S_0 S_d}{D^2} = \frac{S_0' S_d}{D'^2} \quad \text{et si} \quad D' = 2D \Rightarrow S_0' = 4S_0 \quad (D.4)$$

Si cette dernière condition n'est par réalisée, la lecture de la mesure nécessite une correction. Pour éliminer cet inconvénient, on rajoute une lentille de focalisation :

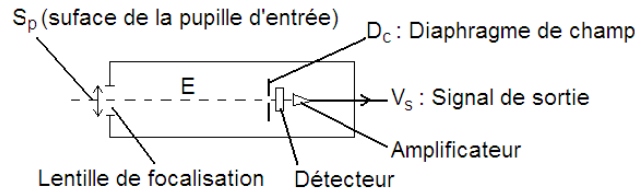


FIGURE D.2: Dispositif avec lentille de focalisation (vue générale)

$S_p$  est la surface de la pupille d'entrée, elle limite le champ,  $D_c$  est un diaphragme de champ qui permet d'éclairer seulement la partie homogène du détecteur, il permet également de conserver la symétrie de révolution du faisceau optique :

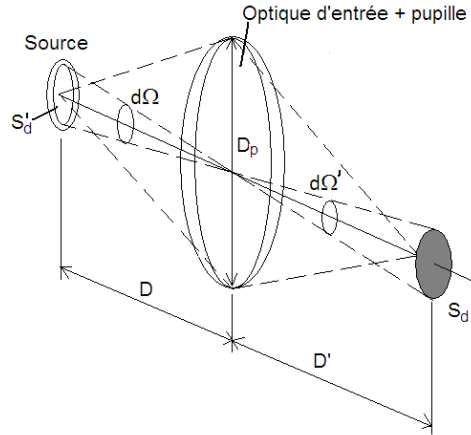


FIGURE D.3: Vue du chemin optique dans l'ensemble du système

Comme la Fig. D.3 le montre, on voit que le conjugué du détecteur dans le plan objet (focalisation) est :

$$d\Omega = d\Omega' \quad \text{soit} \quad \frac{S_d'}{D^2} = \frac{S_d}{D'^2} \quad \text{alors} \quad S_d' = \frac{D^2}{D'^2} S_d \quad (D.5)$$

D'autre part, le flux total quittant la source et éclairant la pupille est (en incidence normale) :

$$\Phi = L \cdot S_d' \cdot \frac{S_p}{D^2} \quad (W) \quad (D.6)$$

En introduisant le nombre d'ouverture  $D_p = \frac{D'}{N}$  et la surface de la pupille, il vient :

$$\Phi = L \cdot \frac{D^2}{D'^2} \cdot S_d \cdot \frac{\pi D_p^2}{4D^2} \quad \text{soit} \quad \Phi = L \cdot S_d \cdot \frac{\pi}{4N^2} \quad (D.7)$$

$L$  est un terme de luminance et  $D_p = \frac{f}{N}$  si la source est à l'infini ou que le système est correctement mis au point (focalisé). La lentille a une transmission idéale ( $\tau=1$ ).

En toute rigueur, le flux intégré ne dépend plus de la distance mais seulement du nombre d'ouverture  $N$  et de la surface du détecteur. L'étape suivante consiste à prendre en compte la sélectivité spectrale de l'appareil :

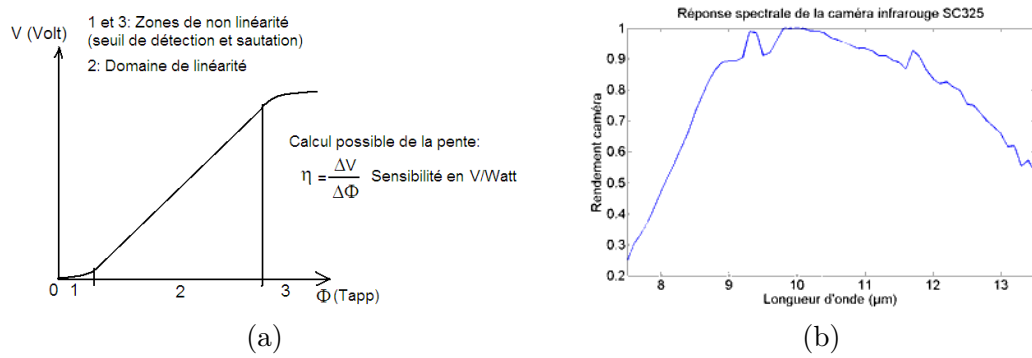


FIGURE D.4: (a) Réponse en volt de la caméra en fonction du flux reçu (Sensibilité) (b) Réponse spectrale de la caméra SC325

Il est possible d'écrire la forme finale de la loi  $V=f(T)$  :

$$V = \eta \cdot \Phi(T_{app}) = \eta \cdot S_d \cdot \frac{\pi}{4N^2} \int_{\Delta\lambda} R(\lambda) \cdot L(\lambda, T_{app}) d\lambda \quad (D.8)$$

avec

$L(\lambda, T_{app})$  comprend toutes les contributions radiatives de l'objet visé

$R(\lambda)$  réponse spectrale du radiomètre (ex :Fig.f :thermo4(b))

$\Delta\lambda$  représente l'intervalle spectral sur lequel le capteur est sensible

En réalité, la lentille n'a pas une transmission idéale, celle-ci n'est pas constante selon la longueur d'onde.  $R(\lambda)$  permet de décrire la résultante des sélectivités spectrales de l'optique d'entrée (l'objectif) et du détecteur (effet majoritaire) alors le flux intégré par le radiomètre s'écrit :

$$\Phi(T_{app}) = S_d \frac{\pi}{4N^2} \int_{\Delta\lambda} R(\lambda) \cdot L(\lambda, T_{app}) d\lambda \quad (D.9)$$





# Propriétés thermophysiques

---

Dans les équations de bilans relatives aux fluides en écoulement, figurent un certain nombre de propriétés spécifiques appelées "caractéristiques thermophysiques". Ce sont la masse volumique, la viscosité dynamique, la chaleur massique, la conductance thermique, la dilatabilité et la chaleur latente de changement d'état. Plusieurs de ces grandeurs subissent de façon notable l'influence de la température. On dit qu'elles sont "thermodépendantes". Dans quelques cas, elles sont également fonction de la pression : cela se produit en particulier pour les fluides à l'état de vapeur saturante. Mais en général, la pression est sans influence sensible, sauf bien entendu sur la masse volumique des gaz.

Nous donnerons pour les grandeurs nous intéressant le plus dans notre étude (à savoir la masse volumique, la viscosité dynamique, la conductivité et la chaleur spécifique) les valeurs exactes des propriétés de l'air [Whi88] pour une plage de température allant de 250K à 1300K (qui correspond à la plage des phénomènes observés, de l'ambient à 1300K au sein de l'ICA) ainsi que les corrélations qui sont associées (souvent utilisées pour faciliter les calculs numériques) [EMCWB00].

## E.1 La masse volumique

La masse volumique des gaz courants est de 1 à 2 kg/m<sup>3</sup> à la température ambiante et à la pression de 1 bar. A pression constante, elle est relativement sensible à T : ainsi, pour l'air elle vaut 1,3 kg/m<sup>3</sup> à 0°C et 0,94 kg/m<sup>3</sup> à 100°C, soit une baisse de plus de 30%. On sait par ailleurs qu'elle est sensiblement proportionnelle à la pression.

Pour la majorité des liquides, la masse volumique tourne autour de 1000 kg/m<sup>3</sup>. Elle est à peu près insensible à la pression, et n'est pas très influencée par la température (dans le cas de l'eau, entre 0°C et 100°C, elle ne diminue que de 4%). L'hypothèse "fluide isochore" ( $\rho = \text{cte}$ ) ne pose ici aucun problème.

L'air peut être considéré comme un gaz parfait. L'erreur alors faite par rapport aux valeurs exactes est très faible, environ de 0,16% en moyenne sur la plage de température considérée (voir Fig. E.1). La corrélation utilisée pour la masse volumique est donc la loi des gaz parfait :

$$\rho(T) = \frac{P.M}{R.T} \quad (\text{E.1})$$

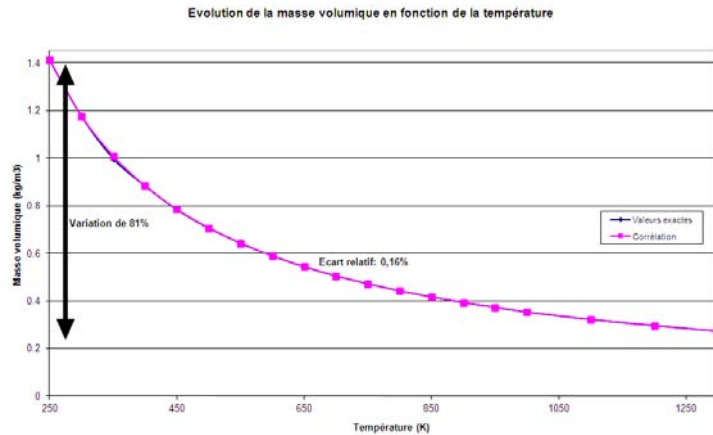


FIGURE E.1: Évolution de la masse volumique de l'air en fonction de la température

## E.2 La viscosité

Lorsqu'on s'intéresse à la viscosité, on constate une différence importante entre les gaz et les liquides. Pour les gaz, la viscosité dynamique  $\mu$  est de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $2 \cdot 10^{-5}$  Pa.s, et elle augmente avec la température. Par exemple, entre 0 et  $100^\circ\text{C}$ , la viscosité de l'air passe de  $1,72 \cdot 10^{-5}$  à  $2,18 \cdot 10^{-5}$  Pa.s ( $\approx 30\%$ ). Il est beaucoup plus difficile de citer un ordre de grandeur de  $\mu$  pour les liquides, d'abord en raison d'une grande diversité, et aussi parce que la viscosité s'effondre lorsque T s'élève. Prenons l'exemple de l'eau : de  $0^\circ\text{C}$  ( $\mu = 1,78 \cdot 10^{-3}$  Pa.s) à  $100^\circ\text{C}$  ( $\mu = 0,28 \cdot 10^{-3}$  Pa.s), elle est divisée par 6. Avec les huiles de lubrification, on constate une division par 100. La viscosité cinématique  $\nu = \mu/\rho$  présente des propriétés analogues. Sa thermodépendance est simplement renforcée par rapport à  $\mu$  dans le cas des gaz. Voici l'évolution de la viscosité dynamique de l'air en fonction de la température ainsi que sa comparaison avec une corrélation (Fig. E.2).

$$\mu(T) = 1,875 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{T}{273}\right)^{0,6386} \quad (\text{E.2})$$

## E.3 La chaleur massique

Il y a peu de chose à dire sur la chaleur massique, si ce n'est qu'il est tout à fait légitime de la considérer comme indépendante de la température. Pour la quasi-totalité des fluides, elle se situe dans la fourchette  $800/4200 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ . Notre étude considérant uniquement le cas de l'air, on trouvera ci-après l'évolution de la chaleur spécifique en fonction de la température et la corrélation qui lui est associée :

$$C_p(T) = 975,3 + 0,0368 \cdot T + 2 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 \quad (\text{E.3})$$

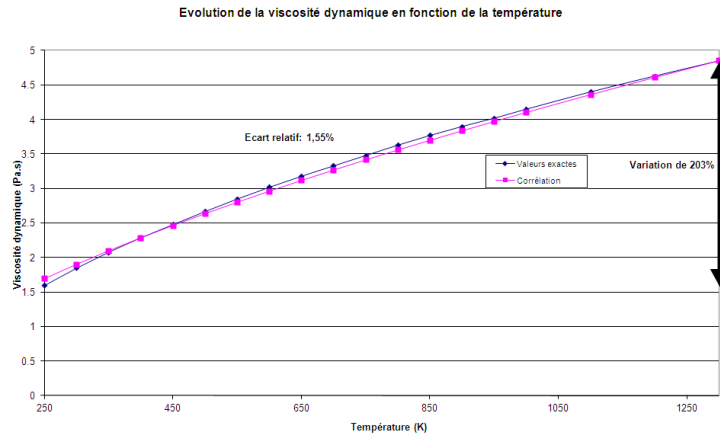


FIGURE E.2: Evolution de la viscosité dynamique de l'air en fonction de la température

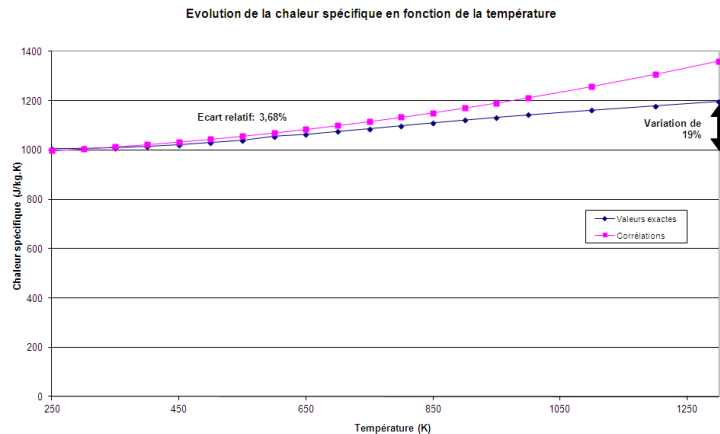


FIGURE E.3: Evolution de la chaleur spécifique de l'air en fonction de la température

## E.4 La conductivité et la diffusivité thermique

Les fluides, spécifiquement les gaz, sont de moins bon conducteurs thermiques que la majorité des solides. La conductivité thermique  $k$  des gaz est de l'ordre de  $0,02$  à  $0,04 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , et elle croît avec la température (+25% pour l'air de  $0$  à  $100^\circ\text{C}$ ) à peu près de la même manière que la viscosité dynamique. Pour les liquides, on peut multiplier cet ordre de grandeur par 10 puisque  $k$  est généralement comprise entre  $0,1$  et  $0,7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . Elle varie également dans le même sens que la température (de  $0,55$  à  $0,68 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  avec l'eau entre  $0$  et  $100^\circ\text{C}$  soit 25%).

La diffusivité thermique ( $\alpha = k / (\rho \cdot C_p)$ ) des liquides suit les variations de  $k$  puisque les deux paramètres du dénominateur sont assez insensibles à T. Mais ce n'est pas du tout le cas avec les gaz vu que lorsque T augmente,  $k$  augmente alors que  $\rho$  diminue. Il y a donc une amplification et c'est ainsi que l'air voit sa diffusivité multipliée par 2 entre  $0$  et  $100^\circ\text{C}$  (de  $1,75$  à  $3,35 \text{ m}^2/\text{s}$ ).

Voici l'évolution de la conductivité thermique de l'air en fonction de la température ainsi que sa corrélation :

$$k(T) = 0,026 \cdot \left(\frac{T}{293}\right)^{0,7231} \quad (\text{E.4})$$

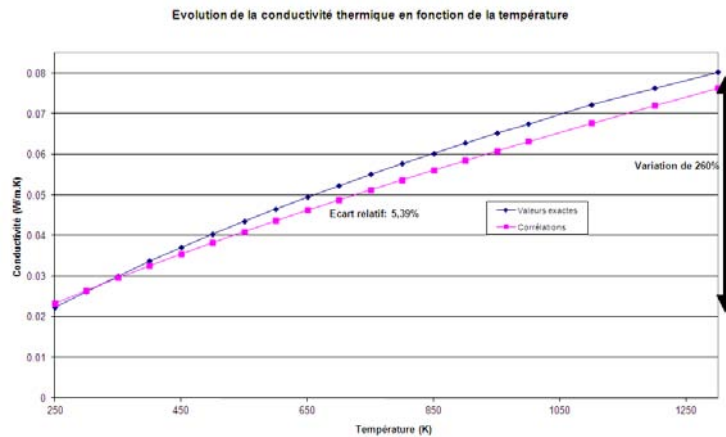


FIGURE E.4: Evolution de la conductivité thermique de l'air en fonction de la température

## E.5 La dilatibilité thermique

Pour les gaz,  $\beta = 1/T$ . La dilatibilité diminue donc quand T augmente. Dans la gamme des températures courantes rencontrées en convection libre, de  $0^\circ\text{C}$  à  $80^\circ\text{C}$ , elle passe ainsi de  $3,65 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  à  $2,85 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ , soit une baisse de 22%. Mais avec les liquides, la variation est considérable et inversée : par exemple la dilatibilité de l'eau est de  $0,66 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  à  $0^\circ\text{C}$  et de  $6,55 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  à  $80^\circ\text{C}$ , donc multiplié par 10. C'est une propriété que l'on a souvent tendance à négliger lorsqu'on fait des calculs en convection libre.

## E.6 La chaleur latente de changement d'état

Les transferts convectifs s'accompagne parfois d'un changement d'état liquide-gaz. C'est le cas dans les évaporateurs, les chaudières, les condenseurs, ... et dans tout les mécanismes qui mettent en œuvre des écoulements d'air humide (comme le séchage). Le paramètre caractéristique du changement de phase est la chaleur de vaporisation (ou de condensation)  $L_V$ . Ce paramètre est influencé par la pression mais pas assez pour que cela vaille la peine de d'en tenir compte. De plus, elle n'interviendra pas lors de l'étude réalisée ici.

# Comparaison avec un autre outil de CFD : OpenFoam

---

OpenFoam (Open Field Operation and Manipulation) est un code multi-physiques principalement axé sur la résolution des équations de la mécanique des fluides. Il est distribué *librement* depuis 2004 sous licence open source GNU/GPL par la société britannique OpenCFD Ltd. Son développement, en C++, a été amorcé par l'Imperial College London qui souhaitait un code de calcul basé sur la méthode des volumes finis et bénéficiant des dernières innovations en termes de langage informatique. Il est livré avec de nombreux solveurs couvrant une large gamme de domaines tels que la combustion, les écoulements compressibles, incompressibles, multiphasiques, avec réactions chimiques, les transferts thermiques, la turbulence...

Nous avons choisi ici de réaliser une modélisation simple et identique dans Fluent et OpenFoam, c'est à dire une modélisation axisymétrique du même disque avec une température de surface fixe de 700°C. Les mêmes lois énergétiques et dynamiques ont été résolues en utilisant des données thermo-physiques identiques pour l'air et des conditions aux limites semblables. La seule différence notable de la simulation axisymétrique d'OpenFoam est l'existence d'une épaisseur dans le domaine modélisé. Alors que Fluent faisait ses calculs axisymétriques à partir de conditions limites et de domaines entièrement 2D, un angle de 5° (valeur par défaut pour une modélisation axisymétrique, compromis entre temps de calcul et précision) est défini à partir du centre du disque générant ainsi une fine tranche radiale du volume 3D (Fig. F.1). Suite à des problèmes de convergence sous OpenFoam, un volume plus important sous le disque a été rajouté (nous avons doublé la hauteur soit une hauteur finale du domaine de 2m pour 0,5m de large). Comme pour Fluent, le maillage a été raffiné au niveau des zones de plus grands gradients. Cependant, on remarque qu'avec ce modèle, le dessous du disque chaud apparaît. Cette différence présente dans ce modèle et non simulé dans Fluent va entraîner, nous allons le voir, une légère différence sur la largeur de la couche limite développée.

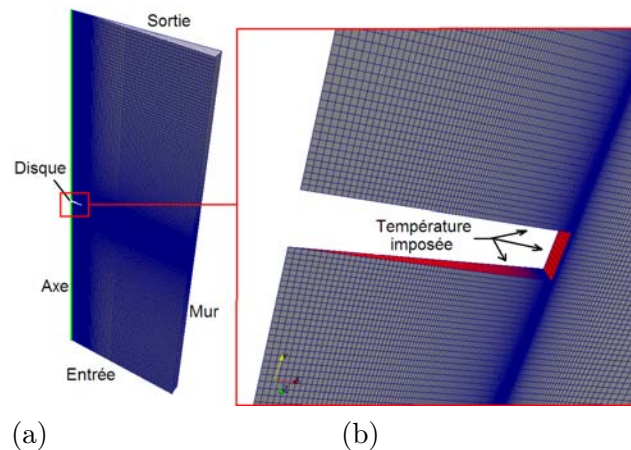


FIGURE F.1: (a) Image de la tranche axisymétrique entière maillée (b) Zoom du maillage au niveau du disque

Les champs de températures obtenus à l'aide des deux outils sont fortement similaires comme le montre la figure F.2. Les températures axiales au centre du panache sont quasiment identiques puisque leurs différences relatives ne dépassent pas 1%.

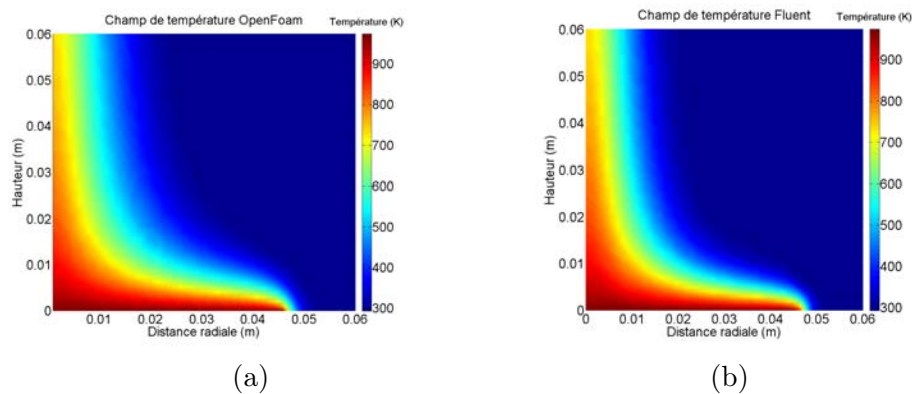


FIGURE F.2: Champs de températures obtenus respectivement avec OpenFoam (a) et Fluent (b) pour une température de disque à 700°C

Néanmoins, on peut constater que la largeur de panache obtenue avec OpenFoam est plus importante que celle obtenue avec Fluent, et ceci, particulièrement pour des faibles hauteurs de panache. La figure F.3 met clairement en évidence l'élargissement du panache pour le modèle utilisé avec le code de calcul OpenFoam.

Pour des hauteurs de 2 cm et 6 cm, il est possible de noter respectivement un élargissement pouvant atteindre jusqu'à 7 et 3 mm. Cette légère différence entre les deux logiciels de CFD, du fait de la présence du dessous du disque chaud dans ce modèle, peut être une raison supplémentaire à la largeur de panache plus grande trouvée lors de mesures thermographiques. Bien que les résultats des modèles ne puissent pas être strictement comparés, le champ de températures obtenu avec

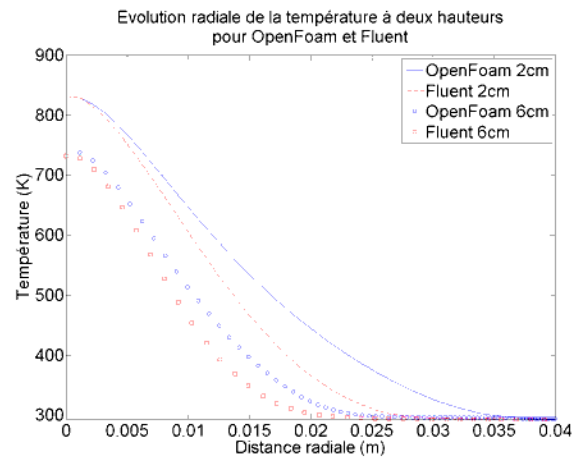


FIGURE F.3: Comparaison des profils de température Fluent et OpenFoam à deux hauteurs de panache différentes

OpenFoam confirme bien les tendances observées avec Fluent. Ce logiciel de calcul multi-physiques libre d'accès semble donc être un outil très intéressant. En effet, de part ses grandes possibilités de modifications et d'adaptations, il pourrait plus tard être utilisé et intégré dans une boucle de calcul. Les tendances des résultats Fluent sont bien conformes aux tendances OpenFoam, résultats, rappelons-le, qui seront utilisés ensuite pour obtenir le champ d'indices de réfraction (à l'aide de la loi de Gladstone-Dale), lui-même intégré dans notre code de lancer de rayons.





# Calculs analytiques du déplacement d'un rayon dans un cylindre

Les différentes formules permettant le calcul des différents angles et donc le suivi du rayon dans le cylindre sont données ci-après pour un rayon quelconque arrivant avec un angle d'incidence  $i_0$  sur le cylindre. Les différents angles et le suivi du rayon sont représentés sur la Fig. G.1.

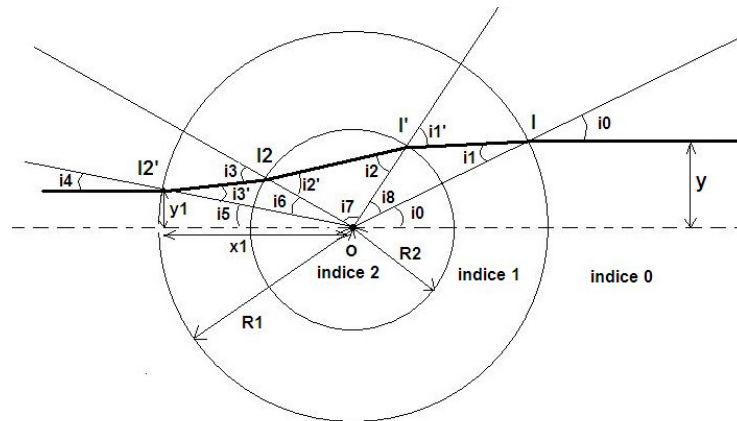


FIGURE G.1: Nomenclature des angles utilisés pour le calcul analytique

$$i_0 = \arcsin\left(\frac{y}{R_1}\right) \quad (\text{G.1})$$

puis, selon la loi de Snell-Descartes (Eq. 3.1) :

$$i_1 = \arcsin\left(\frac{n_0 \cdot \sin(i_0)}{n_1}\right) \quad (\text{G.2})$$

Dans le triangle OII',  $\frac{R_1}{\sin(i'_1)} = \frac{R_2}{\sin(i_1)}$ , et donc :

$$i'_1 = \arcsin\left(\frac{R_1 \cdot \sin(i_1)}{R_2}\right) \quad (\text{G.3})$$

et selon la loi de Snell-Descartes :

$$i_2 = \arcsin\left(\frac{n_1 \cdot \sin(i_1')}{n_2}\right) = i_2' \quad \text{et} \quad i_3 = \arcsin\left(\frac{n_2 \cdot \sin(i_2')}{n_1}\right) \quad (\text{G.4})$$

Dans le triangle  $OI_2I_2'$ ,  $\frac{R_1}{\sin(i_3)} = \frac{R_2}{\sin(i_3')}$ , par conséquent :

$$i_3' = \arcsin\left(\frac{R_2 \cdot \sin(i_3)}{R_1}\right) \quad (\text{G.5})$$

et de proche en proche :

$$i_4 = \arcsin\left(\frac{n_1 \cdot \sin(i_3')}{n_0}\right) \quad (\text{G.6})$$

En sachant que  $i_6 = i_3 - i_3'$ ,  $i_7 = \pi - i_2' - i_2$  et  $i_8 = i_1' - i_1$  on peut écrire :

$$i_5 = \pi - i_6 - i_7 - i_8 - i_0 \quad (\text{G.7})$$

et finalement, avec  $y_1 = \sin(i_5) \cdot R_1$  et  $x_1 = \frac{y_3}{\tan(i_5)}$  nous pouvons obtenir :

$$\text{Déplacement} = (X - x_1) \cdot \tan(i_5 - i_4) + y_1 - y \quad (\text{G.8})$$

# Etalonnage des caméras infrarouge et proche infrarouge

Cet annexe a pour objectif de présenter la réalisation de l'étalonnage avec les caméras infrarouge et proche infrarouge utilisées lors de nos différentes expériences.

## H.1 Caméra infrarouge : FLIR SC325

Les caractéristiques principales de la caméra SC325 sont synthétisées dans le Tab. H.1 :

Type de détecteur	Microbolomètre non refroidi
Bande spectrale	7,5-13,5 $\mu\text{m}$
Plage de température	de -20°C à +700°C
Résolution spatiale	320×240
Pitch	25 $\mu\text{m}$
DTEB	50mK
Fréquence d'acquisition	60Hz
Distance focale	30mm

TABLEAU H.1 – Caractéristiques de la caméra infrarouge SC325

L'étalonnage de la caméra infrarouge n'est pas un étalonnage pouvant être intégré au logiciel ou bien à la caméra elle-même. L'étalonnage réalisé ici permet d'établir l'évolution des niveaux numériques en fonction du flux reçu par la caméra et de remonter ainsi à la température apparente de l'objet. Afin de calculer dans un premier temps le flux reçu par un pixel, comme nous l'avons expliqué dans la partie 1.1.3.7 ou dans l'annexe D, il est possible d'écrire (lorsque la caméra est mis au point sur la surface de l'objet opaque) :

$$\Phi_{\Delta\lambda,\text{reçu}} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{S_d}{N^2} \int_{\Delta\lambda} \int_{\Omega} \int_{S_{Obj}} R(\lambda) \cdot L_{\lambda,\text{reçu}} dS \cdot d\Omega \cdot d\lambda \quad (W) \quad (H.1)$$

$S_d$  Surface du pixel = 25  $\mu\text{m}$

$N$  Ouverture numérique =  $\frac{\text{Distance focale}}{\text{Diamètre pupille}} = \frac{f}{Z_p} = \frac{30 \cdot 10^{-3}}{23 \cdot 10^{-3}} = 1,3$

$R(\lambda)$  Rendement spectral de la caméra infrarouge

$L_{\lambda,\text{reçu}}$  = Luminance reçue par la caméra ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-1}$ )

Le rendement spectral de la caméra nous a été fourni par le constructeur et est représenté à la Fig. H.1.

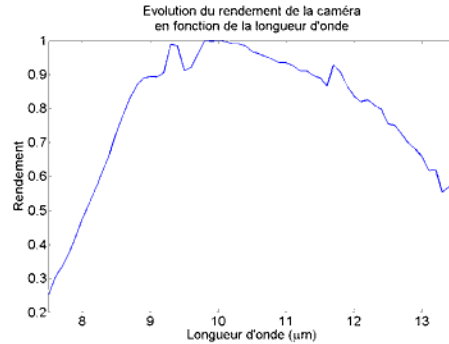


FIGURE H.1: Évolution du rendement de la caméra infrarouge en fonction de la longueur d'onde

En sachant cela et en utilisant un corps noir comme source d'émission pour les calculs de la luminance, il nous a été possible à l'aide de l'Eq. H.1 de calculer le flux reçu par un pixel de la caméra en fonction de la température de corps noir. Cette évolution est tracée à la Fig H.2.

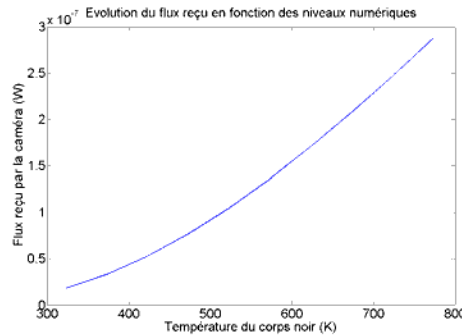


FIGURE H.2: Évolution du flux reçu par la caméra en fonction de la température du corps noir

Maintenant que l'on connaît le flux reçu par la caméra en fonction de la température du corps noir, des mesures expérimentales ont été réalisées à l'aide de la caméra infrarouge et du corps noir. Ces mesures expérimentales ont pour objectif d'obtenir l'évolution des niveaux numériques donnés par la caméra en fonction de la température du corps noir (Fig. H.3(a)), température, nous le rappelons, que l'on peut directement lier au flux reçu (Fig. H.2). Afin de prendre en compte les niveaux numériques uniquement dus à l'émission du corps noir, il est important de faire une "image d'obscurité" que l'on soustrait à l'image infrarouge du corps noir. A titre d'exemple, sur une image 16 bits (donc de 65536 niveaux), les niveaux numérique moyen de l'image d'obscurité s'élève à 9500.

La Fig H.3(b) représente l'évolution des niveaux numériques en fonction du flux

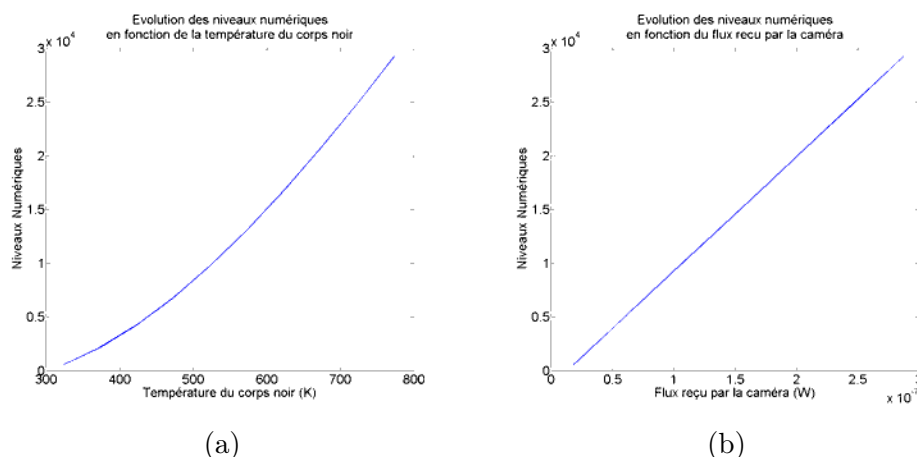


FIGURE H.3: Évolution des niveaux numériques en fonction de la température (a) et du flux reçu (b)

reçu par la caméra. La valeur des niveaux numériques dépendent également du temps d'intégration du capteur. Le temps d'intégration étant constant sur cette caméra infrarouge (12 ms), il n'est pas nécessaire de le faire intervenir dans les calculs.

Comme la Fig. H.3(b) le montre bien, l'évolution des niveaux numériques en fonction du flux reçu est linéaire. C'est la pente de cette droite qui nous fournit la sensibilité  $\eta$  de la caméra. On peut alors écrire l'équation suivante reliant le flux reçu et les niveaux numériques de la caméra infrarouge :

$$NN = \eta \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{S_d}{N^2} \int_{\Delta\lambda} R(\lambda) \cdot L_{\lambda, \text{reçue}} d\lambda \quad (\text{H.2})$$

On est donc maintenant capable de relier les niveaux numériques de la caméra à une luminance reçue, c'est à dire à un flux reçu (Eq. H.1), et donc à une température.

## H.2 Caméra proche infrarouge : XenICs

Les caractéristiques principales de la caméra SC325 sont synthétisées dans le Tab. H.1 :

Type de détecteur	InGaAs
Bande spectrale	0,4-1,7 $\mu\text{m}$
Plage de température	de +200°C à <+2000°C
Résolution spatiale	320x256
Pitch	30 $\mu\text{m}$
DTEB	100mK
Fréquence d'acquisition	60Hz
Distance focale	50mm

TABLEAU H.2 – Caractéristiques de la caméra proche infrarouge XenICs

L'étalonnage de la caméra proche infrarouge est très similaire à la SC325. Ce-

pendant une différence importante existe du fait d'avoir un temps d'intégration pouvant varier. En effet, la grande sensibilité des détecteurs proches infrarouge entraîne obligatoirement l'adaptation du temps d'intégration à la scène chaude observée. Les équations restent cependant les mêmes que pour la caméra infrarouge, seuls les différents paramètres intrinsèques à la caméra et à l'objectif varient :

- $S_d$  Surface du pixel = 30  $\mu\text{m}$

- $N$  Ouverture numérique =  $\frac{\text{Distance focale}}{\text{Diamètre pupille}} = \frac{f}{Z_p} = \frac{50.10^{-3}}{22.10^{-3}} = 2,3$

- $R(\lambda)$  Rendement spectral de la caméra proche infrarouge, tracé sur la Fig. H.4.

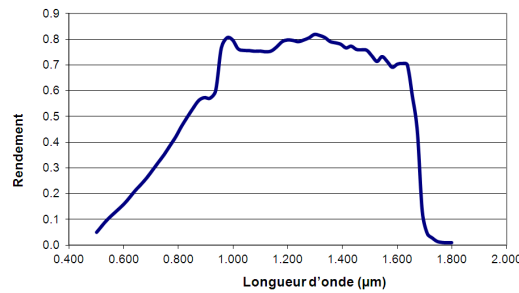


FIGURE H.4: Évolution du rendement de la caméra proche infrarouge en fonction de la longueur d'onde

Du fait de l'étendue spectrale de ce détecteur et dans un souci de prendre seulement en compte le rayonnement thermique, un filtre visible coupant 100% du rayonnement aux longueurs d'onde inférieures à 850nm est utilisé.

L'étape suivante a été, comme pour la caméra infrarouge, d'observer le corps noir à différentes température afin d'obtenir la sensibilité de la caméra. De la même manière que pour la caméra infrarouge, l'évolution du rapport  $\frac{NN}{TI}$  en fonction de la température du corps noir et du flux reçu ont été représentés à la Fig. H.5.

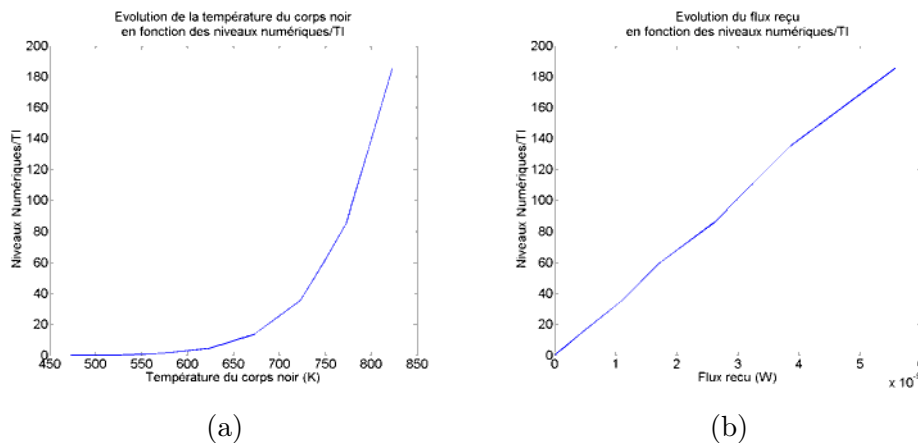


FIGURE H.5: Évolution des niveaux numériques en fonction de la température (a) et du flux reçu (b)

Comme il l'a été signalé plus tôt, le temps d'intégration variation d'un point de mesure à l'autre (à titre d'exemple voir Tab. 4.4), nous allons considérer ici non pas les niveaux numériques de la caméra mais le rapport des niveaux numériques sur le temps d'intégration (TI) de la mesure associée. Les niveaux numériques utilisés dans ce rapport ont été préalablement corrigés en soustrayant à chaque mesure l'image d'obscurité associée.

Pour une acquisition en 14 bits (16384 niveaux), les niveaux numériques moyens des images d'obscurité varient de 6615 niveaux pour un TI de 100 ms (utilisé par exemple pour une mesure sur un corps noir à 200°C) à une valeur seuil (limite basse) de 2346 pour un TI de 0,1 ms (utilisé par exemple pour une mesure sur un corps noir à 500°C).

La pente de la Fig. H.5(b) nous donne la sensibilité de la caméra et nous permet ainsi de relier le rapport  $\frac{NN}{TI}$  à la densité de flux reçu par la caméra (un de ses pixels exactement).





# Bibliographie

- [AGB11a] A. E. Aliev, Y. N. Garstein, and R. H. Baughman. Mirage effect from thermally modulated transparent carbon nanotube sheets. *Nanotechnology*, (22) :10, 2011. (Cité en page 32.)
- [AGB11b] A. E. Aliev, Y. N. Garstein, and R. H. Baughman. Mirage effect from thermally modulated transparent carbon nanotube sheets. *video* : <http://www.nanowerk.com/news/newsid=22945.php>, 2011. (Cité en page 32.)
- [Ass99] Compressed Gas Association. Handbook of compressed gases. *Kluwer Academic Publishers*, 4eme Edition :702, 1999. (Cité en page 96.)
- [Ast] Astronomycafe. <http://www.astronomycafe.net/weird/lights/mirgal.htm>. (Cité en pages xiii et 6.)
- [BD93] K. P. Birch and M. J. Downs. An updated edlén equation for the refractive index of air. *Metrologia*, 30(3) :155–162, 1993. (Cité en page 8.)
- [Ber07] A. Berdja. Effets de la turbulence atmosphérique lors de l'observation du soleil à haute résolution angulaire. *Thèse de l'université de Nice-Sophia Antipolis*, 2007. (Cité en page 133.)
- [BFE04] A.-N. Bianchi, Y. Fautrelle, and J. Etay. Transferts thermiques. *Presses techniques et universitaires romandes*, 2004. (Cité en page 39.)
- [BG74] G. Bukingam and C. Graham. The density dependance of the refractivity of gases. *Proc. R. Soc. Lond.*, (336) :275–291, 1974. (Cité en pages 7 et 170.)
- [BOR11] M. Bornert, J.-J. Orteu, and S. Roux. Chapitre 6 : "corrélacion d'images". *Chapitre d'ouvrage collectif : "Mesures de champs et identification en mécanique des solides"*, dirigé par M. Grédiac et F. Hild, *Traité MIM : Mécanique et ingénierie des matériaux* :175–208, 2011. (Cité en page 70.)
- [BOSu06] J. Blažek, J. Olejníček, V. Straňák, and P. Špatenka. Modification of abel transformation to refractional methods. *Inproceedings of MATLAB conference*, 2006. (Cité en page 139.)
- [BS98] S. Borman and R. L. Stevenson. Simultaneous multiframe map super-resolution video enhancement using spatio-temporal priors. *Proceedings of the IEEE Internatinal Conference on Image Processing*, 8(3) :2987–298, 1998. (Cité en page 136.)
- [Bur51] R. A. Burton. The application of schlieren photography in fluid flow and heat transfer analysis. *M.S.M.E. Thesis, University of Texas*, 1951. (Cité en page 19.)

- [BW99] M. Born and E. Wolf. Principles of optics 7th edition. *Cambridge University Press*, page 921, 1999. (Cité en page 27.)
- [Cla79] R. Clausius. Die mechanische wärmetheorie. (2) :62, 1879. (Cité en page 169.)
- [Cla00] S. Claudinon. Contribution à l'étude des distorsions au traitement thermique. *PhD thesis Ecole des Mines de Paris*, 2000. (Cité en pages 2 et 32.)
- [CLLP04] B. Castaing, P. Lancien, V. Lignier, and K. Pistre. Modèle analogique : Convection thermique dans un fluide par ombroscopie. <http://planet-terre.ens-lyon.fr/planetterre/XML/db/planetterre/metadata/LOM-modelisation-par-ombroscopie.xml>, 2004. (Cité en pages xiii et 15.)
- [CMG06] T. E. Carlsson, R. Mattsson, and P. Gren. Combination of schlieren and pulsed tv holography in the study of high-speed flame jet. *Optic and Lasers in Engineering*, 44 :535–554, 2006. (Cité en page 138.)
- [Con94] J.-M. Conan. Étude de la correction partielle en optique adaptative. *PhD thesis, Université Paris XI*, 1994. (Cité en page 137.)
- [Cre09] C. Crespy. Contribution à la mesure de champs de température bi et tri-dimensionnels par photographie de speckle. application à l'estimations des flux de chaleur pariétaux. *Thèse Insa de Lyon*, 2009. (Cité en pages 10, 25 et 59.)
- [CSLMB11] B. Cosson, F Schmidt, Y Le Maoult, and M. Bordival. Infrared heating stage simulation of semi-transparent media (pet) using ray-tracing method. *International Journal of Material Forming*, vol.4(n.1) :1–10, 2011. (Cité en pages 63 et 87.)
- [CV98] G. W. Carhart and M. A. Vorontsov. Synthetic imaging : non-adaptive anisoplanic image correction in atmospheric turbulence. *Optic Lettres*, 23(10) :745–747, 1998. (Cité en page 137.)
- [DAAG08] J. Dubois, M. Amielh, F. Anselmet, and O. Gentilhomme. étude de jets spis-détendus axisymétriques d'air et d'hélium par la méthode bos. *11eme congrès francophone de techniques laser, CFTL*, 2008. (Cité en page 138.)
- [Dav89] M. R. Davis. Turbulent refractive index fluctuations in a hydrogen diffusion flame. *Combustion Science and Technology*, 64 :51–65, 1989. (Cité en page 145.)
- [DFG<sup>+</sup>] S. Debrus, M. Francon, C.P. Grover, M. May, and Number = 853 Pages = Title = Ground glass differential interferometer Volume = 11 Year = 1972 Robin, M.L. Journal = Applied Optics . (Cité en page 19.)

- [DFG99] J.-L. Dufresne, R. Fournier, and J.-Y. Grandpeix. Inverse gaussian k-distributions. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 61 n4 :433–441, 1999. (Cité en page 99.)
- [DSSVPD10] M. De Strycker, L. Schueremans, W. Van Paerpegem, and D. Debruyne. measuring the thermal expansion coefficient of tubular steel specimens with digital image techniques. *Optics and Lasers in Engineering*, (48) :978–986, 2010. (Cité en pages 32 et 33.)
- [Edl66] B. Edlén. The refractive index of air. *Metrologia*, (2) :71–80, 1966. (Cité en page 10.)
- [EF97] M. Elad and A. Feuer. Restoration of a single super-resolution image from several blurred, noisy and undersampled measured images. *IEEE Transactions on image processing*, 6(12) :1646–1658, 1997. (Cité en page 136.)
- [EfC11] M El fagrigh and H. Chehouani. A simple abel inversion method of interferometric data for temperature measurement in axisymmetric medium. *Optics and lasers in Engineering*, 2011. (Cité en page 138.)
- [EMC07] A. El Motassadeq and H. Chehouani. Etude du transfert de chaleur dans l’air sous un disque horizontal par interférométrie de shearographie. *C. R. Physique*, (8) :929–936, 2007. (Cité en page 31.)
- [EMCWB00] A. El Motassadeq, H. Chehouani, M. Waqif, and S. Benet. Simulation et visualisation de la couche limite thermique au-dessous d’un disque horizontal. *Rev. Energ. Ren.*, 3 :57–69, 2000. (Cité en pages 46 et 181.)
- [Emr81] R. J. Emrich. Fluid dynamics. *Academic Press*, 1-18(partie 1), 1981. (Cité en page 8.)
- [EvOSW04] G.E. Elsinga, B.W. van Oudheusden, F. Scarano, and D.W. Watt. Assessment and application of quantitative schlieren methods : Calibrated color schlieren and background oriented schlieren. *Experiments in Fluids*, (36) :309–325, 2004. (Cité en pages 31 et 32.)
- [Flu] ANSYS Fluent. <http://www.ansys.com/products/simulation+technology/fluid+dynamics/ansys+fluent>. (Cité en page 63.)
- [FMS01] D. H. Frakes, J. W. Monaco, and M. J. T. Smith. Suppression of atmospheric turbulence in video using adaptive control grid interpolation approach. *Proceedings of IEEE international conference on acoustic, speech and signal processing (ICASSIP)*, pages 1881–1884, 2001. (Cité en page 138.)
- [FS07] A Fabijanska and D. Sankowski. Aura removal algorithm for high-temperature image quantitative analysis systems. *14th Mixed Design conference : MIXEDES*, 2007. (Cité en page 32.)
- [FS09] A. Fabijanska and D. Sankowski. Improvement of the image quality of a high-temperature vision system. *Measurement science and technology*, (20) :9, 2009. (Cité en page 32.)

- [Fuj63] T. Fujii. Theory of the steady laminar natural convection above a horizontal line heat source on a point heat source. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 6 :597–606, 1963. (Cité en page 44.)
- [Gab46] D. Gabor. Theory of communication. *Journal of the IEE*, 93(26) :429–457, 1946. (Cité en page 137.)
- [Gau99] G. Gaussorgues. La thermographie infrarouge : principes technologies applications. 1999. (Cité en page 99.)
- [Gil12] R. Gilblas. Mesure de champs de températures vraies par thermo-r flectom trie proche infrarouge. *Thèse de l'INSA Toulouse*, 2012. (Cité en page 3.)
- [GSWP09] B.M.B. Grant, H.J. Stone, P.J. Withers, and M. Preuss. *Journal of strain analysis*, 44 :263–271, 2009. (Cité en page 32.)
- [HK94] G. Healey and E. Kondepudy. Radiometric ccd camera calibration and noise estimation. *IEEE Transaction on pattern analysis and machine intelligence*, 16(3), 1994. (Cité en page 1.)
- [Hol92] J. P. Holdman. heat transfer. *Metric Editions*, 1992. (Cité en pages xiv, 41 et 52.)
- [Hor10] I. A. Horv th. Piv system synchronisation at von karman institute. 2010. (Cité en page 70.)
- [HS] THERMOCOAX Heating and Sensing. <http://www.thermocoax.com/>. (Cité en page 60.)
- [HVM97] P. Herves, L. Vieillard, and A. Morel. Radiom trie : l'ultraviolet. *Revue pratique de contrôle industrie*, 1997. (Cité en page 2.)
- [ID01] F. P. Incropera and D. P. Dexitt. Fundamentals of heat and mass transfer. *John Wiley and Sons*, 5th Edition, 2001. (Cité en page 79.)
- [IP93] M. Irani and S. Peleg. Motion analysis for image enhancement : resolution, occlusion and transparency. *Journal of visual communications and images representation*, 4(4) :324–335, 1993. (Cité en page 136.)
- [Jak66] M. Jakob. Heat transfer. 1966. (Cité en page 76.)
- [Kli01] F. Klinge. Investigation of background oriented schlieren towards a quantitative density measurement system. *project report von Karman Institute*, (19), 2001. (Cité en pages vi, 31, 138, 173, 174 et 175.)
- [Kol41] A. Kolmogorov. Local structure of turbulence in incompressible fluids with very high reynolds number. *Dokl. Akad. Nauk*, 30 :301–305, 1941. (Cité en page 134.)
- [Kop] U. Kopf. (Cité en page 19.)
- [LDB87] J. A. Liburdy, R. L. Dorrah, and S. Bahl. Experimental investigation of natural convection from horizontal disk. *ASME/JSME Thermal Engineering Conference, Honolulu*, 1987. (Cité en page 44.)

- [Lem07] M. Lemaitre. Etude de la turbulence atmosphérique en vision horizontale lointaine et restauration de séquences dégradées dans le visible et l'infrarouge. *Thèse de l'Université de Bourgogne*, 2007. (Cité en page 133.)
- [Lep86] F. Lepoutre. Mesures thermiques par l'effet mirage. *Techniques de l'ingénieur*, 1986. (Cité en page 30.)
- [LG00] G. Lauriat and D. Gobin. Convection naturelle : cas particuliers. *Techniques de l'ingénieur*, 2000. (Cité en pages 40 et 42.)
- [Lid07] D. R. Lide. Handbook of chemistry and physics, 88th edition. *CRC Press*, pages 10–253, 2007. (Cité en page 10.)
- [LLS96] J. S. Lyons, J. Liu, and M. A. Sutton. High-temperature deformation measurements using digital-image correlation. *Experimental Mechanics*, pages 64–70, 1996. (Cité en pages 32 et 33.)
- [Lor80] L. Lorenz. über die refraktionskonstante. *Ann. Phys. Chem.*, (11) :70, 1880. (Cité en page 169.)
- [Lor03] H. A. Lorentz. The theory of electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat (1909). *Dover Phoenix Editions*, second Edition, 2003. (Cité en pages 7 et 161.)
- [LSG10] H. Lycksam, M. Sjö Dahl, and P. Gren. Measurement of spatiotemporal phase statistics in turbulent air flow using high-speed digital holographic interferometry. *Applied Optics*, 49(8) :1314–1322, 2010. (Cité en page 137.)
- [Mal67] W. Malkmus. Random lorentz band model with exponential-tailed  $s^{-1}$  line-intensity distribution function. *Journal of Optical Society of America*, 57 :323–329, 1967. (Cité en page 99.)
- [McG67] B. L. McGlamery. Restoration of turbulence degraded images. *Journal of the optical society of america*, 57(3) :279–299, 1967. (Cité en page 137.)
- [Mer87] W. Merzkirch. Flow visualization. *Academic Press*, 1987. (Cité en page 8.)
- [MF01] F. Mayinger and O. Feldmann. Optical measurement : 2nd edition. *Springer*, 2001. (Cité en pages 7 et 12.)
- [Mos50] O. F. Mossotti. Mem. di mathem. e fisica in modena. (24 II) :49, 1850. (Cité en page 169.)
- [Obu83] A. M. Obukhov. Kolmogorov flow laboratory simulation of it. *Russian Mathematic Survey*, 38(4) :113–126, 1983. (Cité en page 135.)
- [OEST92] M. K. Özkan, A. T. Erdem, M. I. Sezan, and A. M. Tekalp. Efficient multiframe wiener restoration of blurred and noisy image sequences. *IEEE Transactions of Image processing*, 1(4) :453–475, 1992. (Cité en page 137.)

- [OGRB06] J.-J. Orteu, D. Garcia, L. Rober, and F. Bugarin. A speckle-texture image generator. *SPIE Proceedings Speckle'06 International conference*, 6341, 2006. (Cité en page 50.)
- [Ope04] OpenFoam. <http://www.openfoam.com/>. 2004. (Cité en page 85.)
- [Ort09] J.-J. Orteu. 3-d computer vision in experimental mechanics. *Optics and Lasers in Engineering*, 47(3-4) :282–291, 2009. (Cité en page 50.)
- [Ort12] J.-J. Orteu. Mesure 3d de formes et de déformations par stéréovision. *Techniques de l'Ingénieur, Traité Génie de Mécanique - Travail des matériaux*, (No BM 7015), 2012. (Cité en page 50.)
- [OST93] M. K. Özkan, M. I. Sezan, and A. M. Tekalp. Adaptive motion-compensated filtering of noisy image sequences. *IEEE Transactions of Circuits and Systems for video technology*, 3(4) :277–288, 1993. (Cité en page 137.)
- [Ozi] (Cité en pages 42, 57 et 80.)
- [Pad97] J. Padet. Principes des transferts convectifs. *Polytechnica*, 1997. (Cité en page 34.)
- [PRF90] J. Primot, G. Rousset, and J.C. Fontanella. Deconvolution from wavefront sensors : a new technique for compensating turbulence-degraded images. *Journal of the optical society of america*, 7(9) :1598–1608, 1990. (Cité en page 137.)
- [PWWX11] B Pan, D. Wu, Z. Wang, and Y. Xia. High-temperature digital image correlation method for full-field deformation measurement at 1200°C. *Measurement science and technology*, (22) :11, 2011. (Cité en pages 2 et 32.)
- [PWX10] B. Pan, D. Wu, and Y. Xia. High-temperature deformation field measurement by combining transient aerodynamic heating simulation system and reliability-guided digital image correlation. *Optics and Lasers in Engineering*, (48) :841–848, 2010. (Cité en page 32.)
- [RC69] Z. Rotem and L. Claassen. Natural convection above unconfined horizontal surfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 9 :173–192, 1969. (Cité en page 44.)
- [RL87] S.B. Robinson and J. A. Liburdy. Prediction of the natural convective heat transfer from a horizontal heated disk. *Transaction of the ASME*, 109, 1987. (Cité en page 44.)
- [Rod98] F Roddier. Maximum gain and efficiency of adaptive optics systems. *The publication of the astronomical society of the pacific*, 110(749) :837–840, 1998. (Cité en page 137.)
- [Ron07] X. Rondeau. Imagerie à travers la turbulence : mesure inverse du front d'onde et centrage optimal. *Thèse de l'université de Lyon 1*, 2007. (Cité en pages 133 et 156.)

- [RRR<sup>+</sup>00] H. Richard, M. Raffel, M. Rein, J. Kompenhans, and G.E.A. Meier. Demonstration of the applicability of background oriented schlieren (bos). *10. Int. Symp. On Appl. Of Laser techniques to fluid mechanics, Lisbonne*, 2000. (Cité en page 19.)
- [RWG95] M. C. Rogemann, B. M. Welsh, and P. J. Gardner. Sensin three-dimensional index of refraction variations by means of optical wavefront sensor measurements and tomographic reconstruction. *Optical Engineering*, 34(5) :1374–1384, 1995. (Cité en page 156.)
- [RWWK07] M. Raffel, C. Willert, S. T. Wereley, and J. Kompenhans. Particle image velocimetry : a practical guide. *Springer*, Second Edition, 2007. (Cité en page 67.)
- [Sac00] J.-F. Sacadura. Initiation aux transferts thermiques. *Tec and Doc Lavoisier*, 2000. (Cité en page 41.)
- [Sam85] R. Samy. An adaptative image ssequence filtering scheme based on motion detection. *Proceedings of SPIE, Architectures and alhorithms for digital image processing, 596*, pages 135–144, 1985. (Cité en page 137.)
- [Sch08] F. Schuster. [http ://www.linternaute.com/photo\\_numerique/temoignage/temoignage/196513/effet-de-mirage.htm](http://www.linternaute.com/photo_numerique/temoignage/temoignage/196513/effet-de-mirage.htm). 2008. (Cité en pages xiii et 6.)
- [Set01] G. S. Settles. Schlieren and shadowgraph techniques : visualizing phenomena in transparent media. *Springer*, 2001. (Cité en pages 18 et 31.)
- [SH81] R. Siegel and J. R. Howell. Thermal radiation heat transfer. *McGraw-Hill*, New-York, 1981. (Cité en page 48.)
- [SHR04] F. Sourgen, J. Haertig, and C. Rey. Mesure de champs de masse volumique par background schlieren displacement (bsd). *9eme Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser*, 2004. (Cité en page 138.)
- [SLPM10] L. Saint Laurent, D. Prévost, and X. Maldague. Fast and accurate calibration-based thermal / colour sensors registration. *Processing du QIRT'10*, (126), 2010. (Cité en page 122.)
- [SN99] C. Shakher and A. K. Nirala. A review on refractive index and temperature profile measurements using laser-based interferometric techniques. *Optics and lasers in Engineering*, 31 :455–491, 1999. (Cité en page 138.)
- [SOS09] M.A. Sutton, J.-J. Orteu, and H.W. Schreider. Image correlation for shape, motion and deformation measurements - basic concepts, theory and applications. *Book*, page 364, 2009. (Cité en page 50.)
- [SR99] F. Scarano and M.L. Riethmuller. Iterative multigrid approach in piv image processing with discrete window offset. *Experiment in Fluids*, (26) :513–523, 1999. (Cité en pages 20 et 70.)



- [SR06] J. Sznitman and T. Rösgen. Whole-field density visualization and Abel reconstruction of axisymmetric vortex rings. *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, 13 :343–358, 2006. (Cité en pages 31 et 138.)
- [ST97] A. Soufiani and J. Taine. High temperature gas radiative property parameters of statistical narrow band model for  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  and  $\text{CO}$  and correlated-k model for  $\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{CO}_2$ . *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 40(4) :987–991, 1997. (Cité en pages 49 et 99.)
- [Ste58] K. Stewarton. On the free convection from horizontal plate. *ZAMP*, 9 :276–282, 1958. (Cité en page 44.)
- [Sum86] G. Sumyuen. Contribution à la métrologie des surfaces par effet mirage. *Stage CNRS Odeillo*, 1986. (Cité en pages 7 et 31.)
- [TG01] P. Tomassini and A. Giulietti. A generalization of Abel inversion to non-axisymmetric density distribution. *Optics Communications*, 199 :143–148, 2001. (Cité en pages 146 et 154.)
- [TL72] H. Tennekes and J. L. Lumley. A first course in turbulence. 1972. (Cité en page 134.)
- [Tub05] R. Tubbs. The effect of wavefront corrugations on fringe motion in an astronomical interferometer with spatial filters. *Applied optics*, 44(29) :6253–6257, 2005. (Cité en page 137.)
- [TVS01] M. Thakur, A. L. Vyas, and C. Shakher. Measurement of temperature and temperature profile of an axisymmetric gaseous flames using Lau phase interferometer with linear gratings. *Optics and lasers in Engineering*, 36 :373–380, 2001. (Cité en page 138.)
- [VD92] M. Van Dyke. An album of fluid motion. *Prabolic Press*, 1992. (Cité en pages xiv et 41.)
- [Vis] La Vision. [http://www.lavision.fr/fr/techniques/ldv\\_pdi.php](http://www.lavision.fr/fr/techniques/ldv_pdi.php). (Cité en pages xiii et 20.)
- [VV] VIC2D and VIC3D. <http://correlatedsolutions.com>. *Correlated Solutions Inc.* (Cité en pages 20, 51 et 117.)
- [VWLB99] P.-M. B. VanRossmalen, S. J. P. Westen, R. Legendijk, and J. Biemond. Noise reduction for image sequences using an oriented pyramid thresholding technique. *Proceedings of the 3rd IEEE international conference on image processing (ICIP)*, pages 375–378, 1999. (Cité en page 137.)
- [WH] Electronic Warfare and Radar Systems Handbook. [http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/6a/atmosfaerisk\\_spredning.gif](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/6a/atmosfaerisk_spredning.gif). (Cité en pages xiv et 48.)
- [Whi88] F. M. White. Heat and mass transfer. *Addison-Wesley*, 1988. (Cité en pages 46, 77 et 181.)

- [WSBS09] Y. Q. Wang, M. A. Sutton, H. A. Bruck, and H. W. Schreier. Quantitative error assessment in pattern matching : Effects of intensity pattern noise, interpolation, strain and image contrast on motion measurements. *Strain*, 45(2) :160–178, 2009. (Cité en page 117.)
- [YFSS04] L. P. Yaroslavsky, B. Fishbain, A. Shteinman, and Gepshtein S. Processing and fusion of thermal and video sequences for terrestrial long range observation systems. *Proceedings of the 7th international conference on information fusion*, II :848–855, 2004. (Cité en page 138.)
- [Yih51] C. Yih. Free convection due to a point source of heat. *Proceedings of the First National Congress of Applied Mechanics*, pages 941–947, 1951. (Cité en page 44.)
- [YTM82] W. W. Yousef, J. D. Tarasuk, and W. J. McKeen. Free convection heat transfer from upward facing isothermal horizontal surfaces. *ASME Journal of Heat Transfer*, 104 :493–500, 1982. (Cité en page 44.)
- [ZCS98] M. Zeroual, P. Ceriser, and J. D. Sylvain. Application de la méthode "effet mirage" pour la détermination du champ de température d'un fluide en convection. *Revue Energétique renouvelable : Physique Energétique*, 1998. (Cité en page 31.)

---

**Résumé :** L'Institut Clément Ader Albi (ICAA) et l'Institut von Karman (IVK) mènent depuis un certain nombre d'années des travaux sur la radiométrie IR dans le but de faire de la thermographie quantitative (mesure de température vraie sans contact). Ces travaux ont permis d'explorer les potentialités de plusieurs bandes spectrales : 8-12 $\mu\text{m}$ , 3-5 $\mu\text{m}$  et plus récemment la bande 0,75-1,7 $\mu\text{m}$  (proche IR) à l'aide de caméras CCD (Si) ou VisGaAs. Les travaux effectués dans ce domaine spectral ont permis de mettre en évidence un certain nombre de perturbations renforcées par les hautes températures ( $T > 800^\circ\text{C}$ ). Cette thèse aborde de façon détaillée le traitement d'un certain nombre de grandeurs d'influence liées à la mesure de différents paramètres dans le domaine du proche IR mais également étendus aux domaines du visible et de l'IR. La première de ces grandeurs est l'émissivité dont le traitement a déjà été abordé par d'autres études. La seconde grandeur d'influence touche plus particulièrement à la localisation des points chauds sur l'objet et la distorsion du champ de température apportée par les effets convectifs présents autour d'un objet à haute température, elle est le cœur de cette thèse. En effet, lorsqu'une pièce chaude se trouve dans un milieu ambiant beaucoup plus froid, il se crée un gradient de température et donc d'indice de réfraction autour de la pièce. Or les caméras travaillant dans les différentes bandes spectrales vont être plus ou moins sensibles à ces variations d'indices de réfraction du fait de la dépendance de l'indice optique avec la longueur d'onde et de la résolution spatiale de la caméra utilisée. Ce phénomène, appelé effet mirage, entraîne inévitablement une déformation des informations spatiales reçues par la caméra. Le but de cette thèse a donc été d'estimer et de proposer une première approche pour corriger l'erreur faite sur la mesure de température et/ou de déformation faites par caméras sur des pièces chaudes. La démarche générale du travail a donc été dans un premier temps de calculer le champ de température autour de l'objet considéré en se ramenant d'abord à des cas simplifiés. On en a déduit alors le champ de réfraction entraînant une « déformation » de l'objet, en faisant le lien entre  $T$  et  $n$ . Cette étape correspond à l'approche numérique de notre étude. Cette étape numérique a été réalisée à l'aide d'un outil de lancer de rayons développée à l'ICA. L'approche expérimentale a consisté à l'utilisation de méthodes telle que la BOS (Background Oriented Schlieren), la PIV, la srtioscopie afin de déduire le champ de déplacements provoqué par le panache convectif. Ces résultats ont été comparés à la méthode numérique et ceci pour différentes longueurs d'ondes. Enfin, une stratégie de correction d'images perturbées a été abordé à l'aide de méthodes telles que la transformée d'Abel inverse afin de remonter au champ d'indice de réfraction 2D axisymétrique à partir d'une déformation plane.

**Mots clés** Convection, effet mirage, visible, proche infrarouge, infrarouge, déformation, image, correction, lancer de rayons

---

---

**Contribution to the mirage effect study : application to the  
thermal and dimensional measurements by cameras in the visible,  
NIR and IR bands**

**Abstract :** The Clement Ader Institute of Albi and the von Karman Institute follow since numerous years works about IR radiometry with the aim to do quantitative thermography (true temperature measurement without contact). These works allowed to explore potentiality several spectral bands : 8-12 $\mu\text{m}$ , 3-5 $\mu\text{m}$  and recently the 0.75-1.7 $\mu\text{m}$  band (near IR) with the help of CCD camera (Si) or VisGaAs camera. Studies done in this specific domain have underlined some perturbations emphasized at high-temperature ( $T > 800^\circ\text{C}$ ). This work has to deal in details with the treatment of parameters playing a role in camera measurements. The first of these parameters is the emissivity, this treatment is made in another thesis. The second parameter affects particularly the hot spot location and the spatial distortion. This perturbation comes from convective effect present around every hot objects. The purpose of this thesis is to analyze this effect and to correct it. Indeed, when a hot object is in a colder surrounding media, a temperature gradient is shaped around the object and thus a refractive index gradient too. This phenomena brings inevitably distortions of the spatial information received by the camera. The goal of this work will be to estimate and correct error made on temperature and/or distortion measurement by CCD or VisGaAs camera on hot object. We chose to focus our work on the convective plume created by a hot horizontal disk. This study will be done with an experimental and a numerical approach. For the numerical approach, a ray-tracing code has been developed in order to obtain numerically the displacement due to the light deviation occurring in the perturbation. The input data of the code is the refractive index of the hot air present around the object. This refractive index, depending on the wavelength, can be found directly from the temperature thanks to the Gladstone-Dale law. The temperature is given by a CFD software such as FLUENT. Experimentally, we will use the Background Oriented Schlieren (BOS) method in order to retrieve the displacement. We can see that the displacement can reach 4 pixels in the plume (corresponding to 1mm in this case). This perturbation has been studied for several spectral bands (visible, near infrared, infrared). Finally, some solutions of correction are given, like using the inverse Abel Transform in order to retrieve from the 2D displacement, a 3D (axisymmetric) refractive index field that we will implement in the ray-tracing code and consequently predict the displacement for any kind of wavelength or distance (distance between the camera and the object).

**Keywords :** Convection, mirage effect, visible, near infrared, infrared, distortion, image, correction, ray-tracing

---