



Aix-Marseille Université

Ecole doctorale 353, Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

Thèse

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'université d'Aix-Marseille

Spécialité : Mécanique – Energétique

Présentée par :

Stéphane AMIEL

Mesures de température de surface des composants face au plasma dans les tokamaks

Thèse à soutenir publiquement le 24 octobre 2014, à Marseille, devant le jury composé de :

| | | |
|----------------------|--|-----------------------|
| Benjamin REMY | Professeur, Université de Lorraine LEMETA-Nancy | Rapporteur |
| Thierry DUVAUT | Professeur, URCA GRESPI-Reims | Rapporteur |
| Jean-Luc BATTAGLIA | Professeur, Université de Bordeaux I2M-Bordeaux | Examineur |
| Jean-Claude KRAPEZ | Docteur, Ingénieur, HDR ONERA Salon de Provence | Examineur |
| Roger REICHLE | Docteur ITER Organization Cadarache | Examineur |
| Christophe LE NILIOT | Professeur, AMU IUSTI-Marseille | Directeur de thèse |
| Fabrice RIGOLLET | Maitre de Conférence, AMU IUSTI-Marseille | Co-directeur de thèse |
| Thierry LOARER | Docteur, HDR CEA Cadarache | Encadrant CEA |

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au CEA, au sein de l'Institut de Recherche de la Fusion par confinement Magnétique et au laboratoire de l'Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (IUSTI) entre octobre 2011 et octobre 2014.

Je tiens tout d'abord à remercier A. Bécoulet, chef de l'institut IRFM, de m'avoir accueilli au sein de l'IRFM ainsi que L. Tadriss, directeur du laboratoire IUSTI pour son accueil.

Je remercie aussi J. Bucalossi et P. Magaud, chef successif du Service Intégration Plasma-Paroi (SIPP) de m'avoir accueilli dans ce service.

J'exprime toute ma gratitude à Thierry Loarer d'avoir accepté d'encadrer cette thèse. Sa disponibilité, sa patience, sa confiance et surtout sa bonne humeur ont largement contribué au bon déroulement de cette thèse. Les discussions que nous avons pu avoir ont toujours été constructives et ont permis d'enrichir et d'améliorer la qualité de ce travail.

Je remercie Christophe Le Niliot et Fabrice Rigollet de m'avoir fait confiance en acceptant de diriger mes travaux de thèse. Je les remercie aussi pour leurs encouragements et pour les précieux conseils qu'ils m'ont prodigués aussi bien au cours de la thèse que pendant la phase de rédaction du manuscrit.

J'adresse mes plus vifs remerciements à J.-L. Battaglia pour avoir accepté la présidence de mon jury de thèse. Je remercie également B. Rémy et T. Duvaut de leur intérêt pour mes travaux de recherche en ayant accepté d'être rapporteur de cette thèse. Je souhaite aussi remercier J.-C. Krapez, et R. Reichle d'avoir accepté de participer à ce jury en qualité d'examineur.

Je n'oublie pas d'adresser mes plus sincères remerciements à Christine et Hélène pour toute l'aide qu'elles ont pu m'apporter au cours de ces trois années, tout particulièrement pour la mise en place de la partie expérimentale. Leur soutien moral lors de la rédaction m'a aussi été très précieux et j'ai eu un très grand plaisir à travailler avec elles. Encore merci.

Evidemment, un grand merci à tous les membres du Groupe de Conception et Exploitation des Composants Face au Plasma (GCECFP), pour leur bonne humeur permanente et leur disponibilité de tous les instants. Merci à Mickaël, Pascal, Mehdi, Marc, Xavier, Caroline, Marianne, Jean-Marcel, Victor, Annie-Laure, Yann, Marie-Hélène, Eric, Corinne, Michel et Colette. Je remercie également les anciens membres du groupe, les 3 Vincents (Cantone, Gervaise et Martin), Damien et Maryline.

Je voudrai aussi remercier les secrétaires du SIPP, Colette et Nathalie. Un merci tout spécial à Laurence pour toute sa disponibilité et sa bonne humeur à chaque fois que j'ai dû la solliciter.

J'ai aussi une pensée pour toutes les stagiaires rencontrés au cours de ces années, à commencer par mes collègues stagiaires lorsque j'en étais un aussi, merci à Dominique, Nicolas, Omar et Victor pour ces moments de franches rigolades. Un merci aussi à tous leurs successeurs Sophie, Renaud, Julien, Thomas, Baptiste, Jean-Guillaume, Cécile et Franklin. J'adresse un vif remerciement à Grégoire à qui je souhaite bonne chance pour la suite.

J'adresse aussi mes remerciements à tous les résidents du Hameau que j'ai pu croiser à un moment ou à un autre. Je pense en particulier Bilal, Etienne, Walid, Olivier, Daniel, Olivier, Ghassan,

Remerciements

Maxime et Amadou. Je leur souhaite bonne chance pour la suite de leurs études et leur carrière professionnelle.

Je remercie aussi toutes les personnes rencontrées durant cette thèse qui ont su me conseiller ou me changer les idées, je pense à Sandrine, Gilles, Pierre, Jean-Yves, Jean-Laurent...

Je voudrai adresser un merci tout particulier à mon collègue de galère pendant ces trois années. Merci Manu pour tous ces délires, ces discussions à pas d'heure dans les bureaux, ces sorties ciné avec les critiques cinématographiques qui allaient bien le lendemain à la machine à café. Merci pour ton soutien dans les moments difficiles et il y en a eu.

Je pense aussi à mes anciens potes de Polytech, Chmile Bourdais, Jon (bonne chance pour ta thèse), Max et Elodie, L'escargot et Perrine, Antoine, Cyril, T!T! vous salut bien. Et merci de m'avoir fait découvrir le kart, il vaut mieux tard que jamais.

Je ne peux finir sans adresser mes plus sincères et chaleureux remerciements à ma famille pour leur soutien indéfectible et leurs encouragements permanents. Merci à mes parents et à mon frère, merci pour tout.

Merci à tous.





Table des matières

| | |
|---|----|
| Introduction | 1 |
| Chapitre I La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température | 7 |
| I-1 Contexte général | 8 |
| I-1.1 La fusion nucléaire | 10 |
| I-1.1.1 Les réactions de fusion..... | 10 |
| I-1.1.2 Le plasma | 13 |
| I-1.1.3 Bilan d'énergie de la réaction de fusion nucléaire dans un tokamak..... | 14 |
| I-1.2 Le confinement du plasma..... | 17 |
| I-1.2.1 Le confinement inertiel | 17 |
| I-1.2.2 Le confinement magnétique..... | 18 |
| I-1.3 Les tokamaks | 20 |
| I-1.3.1 Principe | 20 |
| I-1.3.2 Amorçage du plasma et systèmes de chauffage additionnels | 21 |
| I-1.3.3 Le divertor..... | 22 |
| I-1.3.4 Les tokamaks actuels | 23 |
| I-1.3.5 Le tokamak Tore Supra..... | 24 |
| I-1.3.6 Le tokamak ITER..... | 25 |
| I-1.4 Les composants face au plasma..... | 26 |
| I-1.5 Le diagnostic infrarouge sur les tokamaks | 27 |
| I-2 Mesures de température non intrusives | 34 |
| I-2.1 Expression du flux partant de la surface visée | 34 |
| I-2.2 Méconnaissance de l'émissivité | 38 |
| I-2.2.1 Mesure directe..... | 38 |
| I-2.2.1.1 Avec corps noir de référence..... | 38 |
| I-2.2.1.2 Mesure sans référence en lumière polarisée..... | 41 |
| I-2.2.2 Méthode indirecte | 43 |

Table des matières

| | | |
|--|---|----|
| I-2.2.2.1 | Mesure de la réflectivité..... | 43 |
| I-2.2.2.2 | Méthode calorimétrique | 44 |
| I-2.2.2.3 | Utilisation des lobes de réflexions | 46 |
| I-2.2.2.4 | Modulation de la température de l'objet et de l'environnement | 49 |
| I-2.3 | Mesure du rapport d'émissivité | 50 |
| I-2.4 | Augmentation de l'émissivité | 52 |
| I-2.4.1 | Utilisation d'une demi-sphère réfléchissante | 52 |
| I-2.4.2 | Utilisation d'un dépôt émissif..... | 54 |
| I-2.4.2.1 | Peinture d'émissivité élevée..... | 55 |
| I-2.4.2.2 | Autre dépôts émissifs | 55 |
| I-2.5 | Mesure du flux réfléchi..... | 56 |
| I-2.6 | Mesure de température par pyrométrie monochromatique..... | 58 |
| I-2.6.1 | Pyrométrie monochromatique dans l'infrarouge | 58 |
| I-2.6.2 | Pyrométrie monochromatique dans l'ultraviolet | 61 |
| I-2.7 | Mesure de température par pyrométrie bichromatique..... | 63 |
| I-2.8 | Mesure de température par pyrométrie polychromatique..... | 67 |
| I-2.9 | Mesure de température par pyro-réfectométrie | 69 |
| I-2.10 | Mesure de température par pyrométrie photothermique | 72 |
| I-2.11 | Mesure de température par pyrométrie au point de Christiansen..... | 74 |
| I-2.12 | Mesure de température par pyrométrie phosphorescente | 76 |
| I-3 | Conclusion et objectifs de la thèse..... | 78 |
| Chapitre II Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques..... | | 81 |
| II-1 | Principe de la pyrométrie active comme méthode de mesure de température indépendante du flux réfléchi. | 82 |
| II-1.1 | Expression de la luminance émise par une surface soumise à une stimulation thermique. | 82 |
| II-1.2 | Passage de l'expression du signal photothermique à la mesure de température | 86 |
| II-1.3 | Contrainte à satisfaire pour avoir un développement au 1 ^{er} ordre de la luminance quittant la surface étudiée..... | 90 |

Table des matières

| | | |
|----------|---|-----|
| II-1.4 | Expression du signal photothermique avec ces contraintes pour la méthode de pyrométrie active modulée..... | 94 |
| II-1.5 | Conclusion partielle..... | 98 |
| II-2 | Etude de la répartition spatiale et temporelle de la température pour la pyrométrie active impulsionnelle..... | 99 |
| II-2.1 | Introduction des grandeurs caractéristiques intervenant dans la méthode de pyrométrie active impulsionnelle..... | 99 |
| II-2.2 | Profil spatial et temporelle de température en méthode impulsionnelle..... | 102 |
| II-2.2.1 | Description du modèle..... | 103 |
| II-2.2.2 | Solution générale du modèle..... | 105 |
| II-2.2.3 | Evolution de température à l'origine au cours du temps, influence de la durée d'impulsion et de la profondeur d'absorption..... | 108 |
| II-2.2.4 | Expressions de l'évolution de température à l'origine pendant l'échauffement et température maximale en fin d'impulsion..... | 112 |
| II-2.2.5 | Profil de température en surface à différents instants..... | 114 |
| II-2.2.6 | Intégrale de la variation de température sur la zone de collection..... | 117 |
| II-2.3 | Conclusion partielle..... | 120 |
| II-3 | Etude de la répartition spatiale et temporelle de la température pour la méthode de pyrométrie active modulée..... | 122 |
| II-3.1 | Introduction de la profondeur de pénétration de l'onde thermique intervenant pour la méthode de pyrométrie active modulée..... | 122 |
| II-3.2 | Profil spatial et temporel de température en méthode modulée..... | 122 |
| II-3.2.1 | Description du modèle..... | 122 |
| II-3.2.2 | La méthode des quadripôles..... | 126 |
| II-3.2.3 | Application à un milieu d'épaisseur e | 128 |
| II-3.2.4 | Application à un milieu semi-infini..... | 131 |
| II-3.2.5 | Calcul de la composante continue de la température en régime modulée..... | 132 |
| II-3.2.6 | Profil spatial de la température continue et modulée en pyrométrie active modulée..... | 133 |
| II-3.3 | Conclusion partielle..... | 136 |
| II-4 | Conclusion..... | 137 |

Table des matières

| | |
|---|-----|
| Chapitre III Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle | 139 |
| III-1 Montage expérimental | 140 |
| III-1.1 Echantillons et système de chauffage | 140 |
| III-1.2 Paramètres de la détection | 143 |
| III-1.2.1 Détecteurs infrarouges | 143 |
| III-1.2.2 Filtres monochromatiques | 145 |
| III-1.2.3 Montage optique | 147 |
| III-1.2.4 Calibration | 147 |
| III-1.3 Flux parasite et diagnostic supplémentaire..... | 153 |
| III-1.4 Système d'acquisition..... | 154 |
| III-2 Mesures en mode relaxé | 156 |
| III-2.1 Paramètres de mesure | 158 |
| III-2.1.1 Etude du bruit de mesure | 158 |
| III-2.1.2 Fenêtres de mesures..... | 160 |
| III-2.1.3 Nombre d'impulsions laser moyennées..... | 161 |
| III-2.1.4 Procédure de traitement des données..... | 163 |
| III-2.1.5 Précision de la mesure de température | 165 |
| III-2.2 Résultats expérimentaux..... | 167 |
| III-2.2.1 Influence des profondeurs d'absorption | 167 |
| III-2.2.2 Incertitude sur la mesure de température par différentes méthodes radiatives | 171 |
| III-2.2.2.1 Pyrométrie active | 171 |
| III-2.2.2.2 Pyrométrie monochromatique | 172 |
| III-2.2.2.3 Pyrométrie bichromatique | 173 |
| III-2.2.3 Mesures de température par pyrométrie active..... | 174 |
| III-2.2.4 Mesures en temps réel | 185 |
| III-3 Mesures en mode déclenché | 188 |
| III-3.1 Paramètres de mesure | 188 |
| III-3.2 Résultats expérimentaux..... | 192 |

Table des matières

| | |
|---|-----|
| III-4 Conclusion | 198 |
| Chapitre IV Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée | 205 |
| IV-1 Montage expérimental | 206 |
| IV-1.1 Dispositif de détection : la caméra bicolore | 206 |
| IV-1.2 Source excitatrice : choix des paramètres..... | 208 |
| IV-1.3 Mesure de la température..... | 216 |
| IV-2 Mesures de température par méthode de pyrométrie active modulée..... | 218 |
| IV-2.1 Traitement du signal | 218 |
| IV-2.2 Mesures de la température de surface en 2 dimensions..... | 222 |
| IV-2.3 Calibration | 226 |
| IV-2.4 Résultats expérimentaux..... | 229 |
| IV-2.4.1 Détermination de l'incertitude sur la mesure de température par pyrométrie active modulée..... | 230 |
| IV-2.4.2 Mesure de température sur l'échantillon en carbone..... | 230 |
| IV-2.4.3 Mesure de température sur l'échantillon en tungstène | 232 |
| IV-3 Conclusion | 242 |
| Chapitre V Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks | 245 |
| V-1 Correction d'une image en deux dimensions mesurée par un caméra infrarouge classique | 246 |
| V-1.1 Présentation de la problématique..... | 246 |
| V-1.2 Hypothèse d'une température de surface uniforme | 249 |
| V-1.3 Hypothèse d'une luminance réfléchie uniforme sur la surface | 250 |

Table des matières

| | |
|---|-----|
| V-2 Pré-dimensionnement de l'installation de la caméra bicolore sur le tokamak Tore Supra | 253 |
| V-2.1 Contexte et cahier des charges..... | 253 |
| V-2.2 Résolution spatiale..... | 256 |
| V-2.3 Détermination de la variation de température modulée minimale nécessaire..... | 258 |
| V-2.4 Température mesurable avec une source laser de 5W | 265 |
| V-3 Conclusion | 267 |
| Conclusion générale | 271 |
| Annexes | 277 |
| ANNEXE I | 278 |
| ANNEXE II..... | 281 |
| ANNEXE III | 283 |
| ANNEXE IV | 284 |
| Références bibliographiques | 283 |





Introduction

Introduction

La mesure de température de surface des Composants Face au Plasma (CFPs) des futurs tokamaks est une préoccupation majeure afin d'assurer la sécurité de ces CFPs. Cette mesure permet aussi d'étudier la physique associée à l'interaction entre le plasma et ces composants, et en particulier le dépôt des flux de chaleurs. Dans les tokamaks actuels, la caractérisation de ces dépôts de chaleur est réalisée par une mesure de température de surface avec des caméras infrarouges (IR) standards travaillant dans la gamme de 3 à 5 μm . Ces caméras IR doivent mesurer des températures de surface fiables, précises et en temps réel lors du fonctionnement des machines de fusion. Aujourd'hui avec les tokamaks JET et ASDEX Upgrade et demain avec les projets WEST et ITER, les matériaux métalliques, comme le béryllium (Be) et le tungstène (W), remplacent le carbone comme matériaux des CFPs. Le carbone, dont l'émissivité est relativement bien connue et élevée ($\epsilon > 0.8$), permet donc d'avoir une faible contribution du flux réfléchi dans le flux total collecté par ces caméras. Cependant, les matériaux métalliques envisagés (Be et W) possèdent des émissivités plus faibles, comprises typiquement entre 0.1 et 0.4 et éventuellement variables en fonction de la température et de l'évolution de l'état de la surface du matériau. Dans ces conditions, lorsque l'émissivité baisse, la contribution du flux réfléchi dans le flux total collecté par les caméras peut devenir significative et même dominante si l'environnement est à une température équivalente ou supérieure à celle de la surface étudiée. Cette configuration entraîne une surestimation de la température de surface des CFPs. Si une telle situation permet d'être satisfaisante pour la sécurité des CFPs (température surestimée conduisant à limiter l'injection de puissance), elle ne permet pas en revanche le développement de scénarios plasma performants en exploitant au mieux les capacités du tokamak. Dans le cadre des recherches sur la fusion thermonucléaire contrôlée, il est donc indispensable de disposer d'un diagnostic de thermographie infrarouge qui permette une mesure de température de surface de matériau métallique indépendamment du flux réfléchi et de l'émissivité de ces matériaux.

Il existe plusieurs méthodes de pyrométrie qui permettent des mesures de température non intrusives. Parmi ces différentes techniques existantes, certaines permettent de réaliser des mesures de température en s'affranchissant de la méconnaissance de l'émissivité. Cependant ces techniques ne sont pas adaptées aux environnements industriels ni aux matériaux qui constituent les composants face au plasma (pyrométrie phosphorescente et pyrométrie à la longueur d'onde de Christiansen). De plus, ces techniques sont très sensibles à la contribution du flux réfléchi dans le flux total collecté (pyrométrie bichromatique, polychromatique et dans l'ultraviolet), ou ne fonctionnent pas en présence de réflexions parasites (pyroréfectométrie). Enfin, si certaines permettent de s'affranchir à la fois du flux réfléchi et de l'émissivité, elles ne permettent à ce jour que des mesures ponctuelles (pyrométrie active impulsionnelle et modulée) au stade du laboratoire sur des matériaux d'émissivités élevées.

Le cadre de cette étude consiste à développer et à valider expérimentalement un diagnostic de thermographie infrarouge 2D, utilisant la pyrométrie active, pour la mesure de température de surface de composants face au plasma métallique de faible émissivité. Il s'agira de démontrer comment il est possible de réaliser des mesures 2D indépendantes du flux réfléchi et de l'émissivité, pour *in fine* proposer un dimensionnement pour une intégration sur un tokamak.

Dans un premier temps, le chapitre I présente le contexte de l'étude. Les recherches sur l'obtention d'énergie par les réactions de fusion nucléaire entre noyaux légers sont introduites. Ainsi, pour provoquer la fusion entre les noyaux, la matière doit être confinée sous forme de plasma dans un réacteur de forme toroïdale appelé tokamak qui permet de réunir les conditions physiques (température, pression, densité) nécessaires à la réalisation de cette réaction. Le plasma est confiné à l'aide de champs magnétiques afin d'optimiser le confinement des particules (et donc augmenter les probabilités de fusion entre les particules chauffées), mais l'équilibre de ce plasma impose un contact

Introduction

avec une paroi matérielle. Les flux de chaleur engendrés par cette interaction sont de l'ordre de 10MW.m^{-2} et les composants qui doivent supporter ces flux sont métalliques. Un dispositif reposant sur des techniques de thermographie infrarouge est utilisé afin de surveiller la température de surface de ces composants. Ainsi, la problématique que représente la mesure de température de surface de ces composants est abordée. Ensuite, dans le cadre de la thermographie, nous rappellerons l'expression du flux partant d'une surface visée par un détecteur et son traitement en vue de l'estimation de la température de surface. Différentes méthodes de pyrométrie sont ensuite présentées ainsi que les problèmes liés à la méconnaissance de l'émissivité et à la présence de flux réfléchi. Plusieurs techniques mises en œuvre pour palier à ces problèmes sont alors détaillées avec leurs avantages et leurs limites.

Le chapitre II est consacré à l'introduction de la méthode de pyrométrie active qui utilise l'effet photothermique pour réaliser une mesure de température indépendante du flux réfléchi. La variation de température créée par une source excitatrice va induire une variation du flux émis par la surface étudiée et par conséquent une variation temporelle du signal mesuré. La composante temporelle du signal est indépendante de la présence d'un potentiel flux réfléchi. Deux modes de fonctionnement, impulsionnel et modulé, sont présentés. Le mode impulsionnel utilise une courte impulsion laser pour créer une faible variation de température en surface du matériau étudié. Il permet donc de réaliser une mesure de température avec une résolution temporelle de l'ordre de la dizaine de microsecondes. Le mode modulé utilise une source laser modulée associée à une caméra bicolore pour réaliser une mesure de température en deux dimensions indépendante du flux réfléchi. Cette mesure est alors effectuée avec une résolution temporelle de l'ordre de la milliseconde. Ce chapitre présente ensuite la répartition spatiale et temporelle de la température dans un matériau pour un chauffage avec un laser impulsionnel ou modulé. Cette étude permet d'identifier les paramètres importants de l'évolution de la répartition de température dans un matériau comme la durée de l'impulsion ou bien les propriétés thermo-radiatives du matériau étudié.

Le chapitre III présente la démarche qui consiste à réaliser une mesure ponctuelle de température de surface de matériaux métalliques de faible émissivité en utilisant la pyrométrie active impulsionnelle afin d'avoir une mesure indépendante du flux réfléchi et de l'émissivité. Pour cela, un montage expérimental a été réalisé pour valider la technique de mesure en laboratoire. Les longueurs d'onde de détection ont été choisies afin d'optimiser la sensibilité des signaux mesurés à la température de l'échantillon. Ensuite, la variation de température maximale admissible a été déterminée afin de permettre une expression du signal mesuré limitée à un développement au 1^{er} ordre de la luminance émise. En connaissant la valeur maximale de cet échauffement, il est possible d'adapter la puissance et le diamètre du faisceau laser utilisé comme source perturbatrice. Enfin, une source parasite a été installée pour créer un flux réfléchi sur l'échantillon et démontrer que cette méthode est indépendante des flux parasites. Le montage expérimental a tout d'abord été validé avec des échantillons de polygraphites d'émissivité élevée afin de qualifier et d'optimiser l'ensemble au travers de rapports signal sur bruit élevés. Ensuite une série de mesures de température sur des échantillons métalliques en tungstène et en aluminium a été réalisée afin de valider la méthode de mesure par pyrométrie active impulsionnelle sur des matériaux métalliques de faible émissivité. Les limites de cette méthode ont été évaluées et les incertitudes des mesures ont été caractérisées. Enfin, les mesures par pyrométrie active ont été comparées avec la température de référence mesurée par thermocouple afin de vérifier la cohérence et la précision des températures mesurées. L'absence de l'influence du flux réfléchi sur les mesures a été démontrée au travers d'un montage expérimental dédié et par comparaison avec des mesures par des méthodes de thermographies classiques. Les

Introduction

travaux effectués au cours de ce chapitre ont fait l'objet d'une publication dans Journal of Physics : Conference Series [Amiel et al. 2013].

Dans le chapitre IV, la démarche a consisté à réaliser une mesure 2D de température de surface de matériaux métalliques de faible émissivité indépendante du flux réfléchi et de l'émissivité en utilisant la pyrométrie active modulée. Le montage expérimental a été adapté afin d'insérer un laser modulé produisant une perturbation thermique d'une durée compatible avec la fréquence du dispositif de la caméra bicolore. Les paramètres du laser sont choisis afin de créer une variation de température continue, qui dépend de la puissance nominale de la source laser, négligeable devant la variation de température modulée, qui est fonction à la fois de la puissance du laser et de sa fréquence de modulation. La fréquence de modulation du laser est choisie pour obtenir une composante modulée détectable par la caméra bicolore. La puissance du laser est déterminée pour que la composante continue ainsi créée n'excède pas 5% de la température (en °C) attendue de l'échantillon. Pour cela, la réponse thermique du matériau à un chauffage par laser modulé est calculée avec un modèle de quadripôles thermiques. Ensuite, comme pour la méthode impulsienne, les mesures de température de surface 2D sont réalisées en utilisant la méthode de pyrométrie active modulée. Afin de valider le montage et les mesures, les premiers essais sont réalisés sur des échantillons de polygraphite afin d'identifier les zones d'intérêt sur les images obtenues avec la caméra bicolore. Les mesures de températures suivantes sont alors réalisées avec les échantillons métalliques en aluminium et tungstène ayant tous des faibles émissivités (<0.4). Les mesures par pyrométrie active sont toujours comparées avec la température de référence (thermocouple) afin d'évaluer la précision de la température mesurée. Le traitement du signal est réalisé pour chaque pixel des images obtenues avec la caméra bicolore afin d'identifier l'amplitude du signal à chacune des longueurs de la caméra. Pour vérifier que la méthode est bien indépendante du flux réfléchi, un flux parasite dirigé vers l'échantillon est créé à l'aide d'une source infrarouge. Dans ce cadre, les mesures monochromatiques et bichromatiques sont réalisées simultanément par la caméra bicolore pour comparer la précision de mesure de température par pyrométrie classique avec les mesures 2D réalisées par pyrométrie active modulée. Les travaux sur la pyrométrie active 2D modulée ont fait l'objet d'une publication soumise à Review of Scientific Instruments [Amiel et al. 2014].

Dans le chapitre V, l'objectif consiste à dimensionner un diagnostic infrarouge de température 2D par pyrométrie active modulée sur le tokamak dans le cadre du projet WEST. Ainsi, la mesure 2D permet d'accéder à la mesure de température pour des surfaces présentant un fort gradient de température. La mise en place de la méthodologie générale permet un calcul de la valeur du signal en sortie de la caméra bicolore afin d'évaluer la possibilité d'exploitation du signal. Le formalisme des quadripôles thermiques est ici retenu afin de créer des abaques en fonction des réglages (fréquence modulation, puissance du laser, etc...) correspondant à l'installation souhaitée. Les paramètres du laser qui sert à créer la variation de température à la surface des composants face au plasma peuvent alors être dimensionnés ainsi que les paramètres optimaux de la caméra (fréquence d'acquisition, ouverture optique) pour des mesures de température de surface 2D comprise entre 150 et 3000°C avec la meilleure résolution temporelle possible, typiquement de l'ordre du millimètre. Cette méthodologie est appliquée au projet WEST afin d'intégrer la méthode de pyrométrie active modulée dans le diagnostic infrarouge. Les paramètres physiques (gamme de température étudiée, matériau de la cible) et géométriques (distance entre le détecteur et la cible, dimension de la cible) du projet WEST sont alors identifiés afin de déterminer la puissance et le diamètre du faisceau laser pour obtenir un signal suffisamment intense pour être mesuré et exploité. Les caractéristiques thermiques et spatiales des zones d'intérêts sont déterminées afin d'adapter les réglages d'acquisition de la caméra pour réaliser une mesure de température en temps réel et assurer la sécurité des CFPs. A ce stade, la correction

Introduction

d'image 2D est également réalisée avec une mesure ponctuelle qui permet de conserver les caméras infrarouges classiques déjà installées et d'étudier les surfaces ayant un faible gradient de température. Une première évaluation 2D de la température de surface est réalisée avec une caméra IR. La mesure de température ponctuelle avec la méthode de pyrométrie active impulsionnelle permet d'avoir une mesure locale de température de surface indépendante de la présence d'un éventuel flux réfléchi. Dès lors, en supposant une homogénéité de l'émissivité de la surface étudiée il est alors possible d'effectuer une correction de l'image 2D mesurée en utilisant la mesure de température ponctuelle. D'une part, l'hypothèse d'une température de surface uniforme permet de construire une cartographie de la luminance réfléchie sur la surface étudiée. D'autre part, l'hypothèse d'une luminance réfléchie uniforme sert à construire une cartographie de température sur la zone d'intérêt. Ainsi la présence de température anormalement élevée permet d'orienter le laser pour une mesure ponctuelle par pyrométrie active qui permettra de vérifier si c'est la conséquence d'un point chaud ou d'une contribution du flux réfléchi. L'ensemble de cette démarche compose le chapitre V.



Chapitre I

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

1 Contexte général

En 2013, les prévisions montrent que la demande énergétique mondiale va augmenter de plus de 40% d'ici à 2030 (cf. Figure I-1). 95% de cette demande viendra de pays en voie de développement, comme la Chine et l'Inde qui en représenteront plus de la moitié [BP 2013]. La croissance de la population de ces pays et l'augmentation du niveau de vie de leur population permet d'expliquer cette demande.

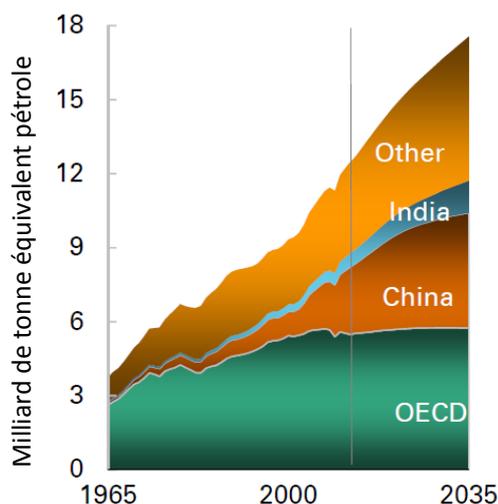


Figure I-1. Evolution de la demande énergétique mondiale d'ici 2035.

De plus, la consommation croissante d'énergie s'accompagne aussi d'une augmentation de l'émission de gaz à effet de serre tel que le CO₂ (cf. Figure I-2). En effet 80% de l'énergie produite est issue du gaz, du pétrole ou du charbon.

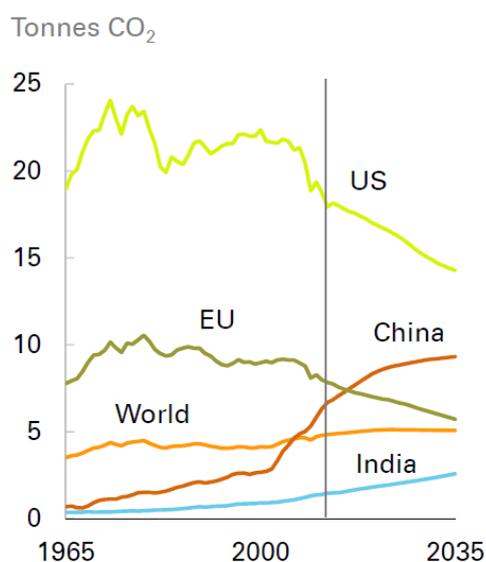


Figure I-2. Emission de CO₂ par habitant d'ici 2035.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

L'importante émission de gaz à effet de serre, conjuguée à leur longue durée de vie (plusieurs décennies) dans l'atmosphère contribue à faire augmenter la température moyenne à la surface du globe [GIEC 2007]. Ainsi sur la période comprise entre 1885 et 2012 la température a augmenté de 0.85°C (cf. Figure I-3). De même, une élévation importante du niveau de la mer de plus de 19cm a été observée depuis 1901, avec une augmentation accentuée de $3.2\text{mm}/\text{an}$ au cours des deux dernières décennies. Cette montée des océans peut avoir des conséquences graves puisque déjà certaines îles du pacifique ont vu leur surface réduite [Pillon 2013], obligeant leurs habitants à quitter ces îles. On parle alors des premiers réfugiés climatiques.

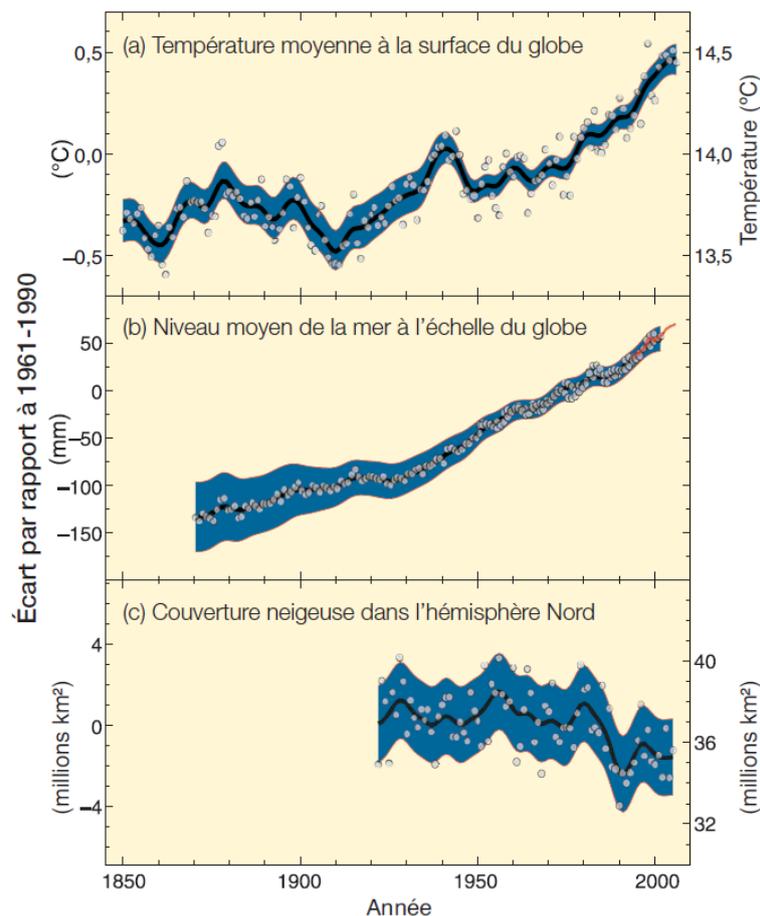


Figure I-3. Variations observées a) de la température moyenne à la surface du globe, b) du niveau moyen de la mer à l'échelle du globe (marégraphe en bleu et satellite en rouge) et c) de la couverture neigeuse dans l'hémisphère Nord. Les courbes lissées représentent les moyennes décennales et les cercles représentent les valeurs annuelles.

Devant le changement climatique mondial, l'appauvrissement des ressources énergétiques et l'augmentation de la population mondiale, il est capital de développer des sources d'énergie faiblement émettrices de gaz à effet de serre et qui permettent de produire 3 à 4 fois plus d'énergie. De plus, ces énergies doivent répondre à des contraintes de coûts, de sûreté et de disponibilité des ressources. Pour répondre à ces besoins, il est nécessaire de diversifier le parc énergétique. Pour cela, il convient de développer les énergies renouvelables

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

(éolien, hydraulique, etc ...) et de mieux exploiter les énergies fossiles et nucléaires. Les réactions de fusion nucléaire entre des noyaux légers, qui se produisent à l'intérieur même du soleil sont une source d'énergie qui répond à l'ensemble de ces exigences et l'objectif est de pouvoir reproduire ces réactions de fusion. L'intérêt de maîtriser cette source d'énergie est multiple. Tout d'abord, les produits des réactions de fusion sont l'hélium, qui est un gaz neutre et qui n'impacte pas l'effet de serre. De plus, elle présente une sûreté intrinsèque car il n'y a aucun risque d'emballement contrairement aux réactions de fission. Le deutérium qui est le combustible utilisé est abondant sur terre et relativement équitablement réparti géographiquement. Enfin un des avantages par rapport à l'énergie produite par la fission nucléaire est que la fusion ne produit pas de déchet à longue durée de vie.

1.1 La fusion nucléaire

1.1.1 Les réactions de fusion

La réaction de fusion s'appuie sur la formule exprimée par Einstein en 1905 [Einstein 1905] qui permet d'exprimer la masse d'un noyau en fonction de son énergie :

$$E = mc^2 \quad (\text{I-1})$$

Avec E l'énergie, m la masse et c la célérité de la lumière.

Le noyau d'un atome est constitué de protons et de neutrons. Or la masse totale du noyau d'un atome est supérieure à la somme de la masse de ses constituants. En effet, pour assurer leur cohésion, les neutrons et les protons convertissent leur masse en énergie de liaison. Ainsi les énergies de liaison qui sont mises en jeu dans un noyau sont de l'ordre du MeV. Sachant qu'1eV correspond typiquement à une température de 11000°C, on constate que la dissociation d'un noyau représente une importante quantité d'énergie. Pour estimer le défaut de masse d'un noyau d'un élément X composé de A nucléons parmi lesquels il y a Z protons et dont on note la masse $m({}_Z^AX)$, on écrit la relation suivante :

$$\Delta m = m(A_{\text{séparés}}) - m({}_Z^AX) = [Z \times m_{\text{proton}} + (A - Z) \times m_{\text{neutron}}] - m({}_Z^AX) \quad (\text{I-2})$$

Avec Δm , m_{proton} et m_{neutron} respectivement le défaut de masse, la masse d'un protons et la masse d'un neutrons.

La courbe d'Aston (cf. Figure I-4) permet de décrire l'énergie de liaison de chaque élément du tableau de Mendeleïev en fonction du nombre de nucléons qui constituent son atome.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

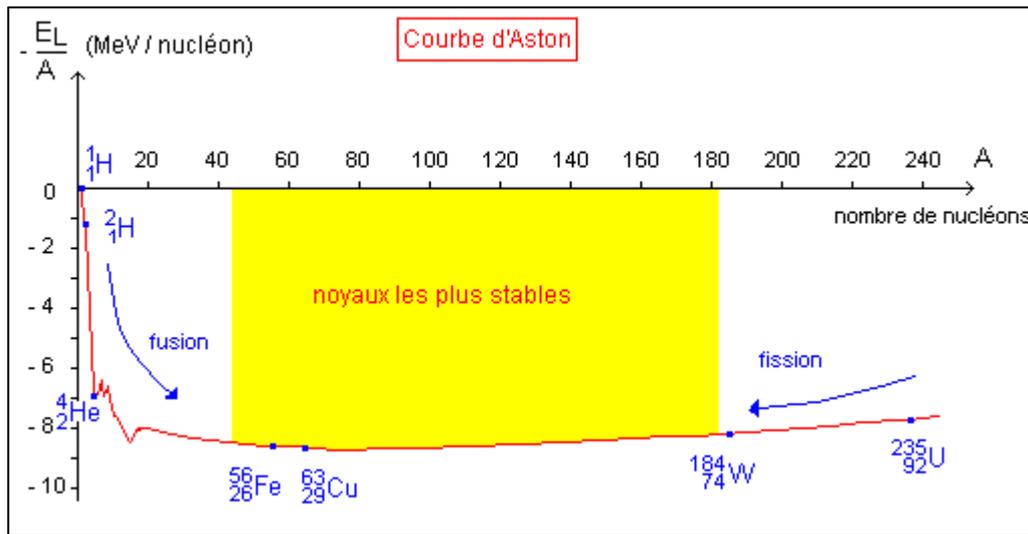


Figure I-4. Courbe d'Aston présentant l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons dans le noyau de l'atome.

On constate que les éléments possédant l'énergie de liaison la plus importante par nucléons et qui sont donc les éléments les plus stables sont positionnés au milieu du tableau de classification de Mendeleïev. Ainsi parmi ces éléments on retrouve des éléments métalliques comme le fer, le cuivre ou le tungstène. Les éléments situés de part et d'autres de ces noyaux stables ont une énergie de liaison par nucléons plus faible, que ces éléments soient plus légers comme l'hydrogène et l'hélium ou plus lourds comme l'uranium. Ainsi ces noyaux peuvent gagner de l'énergie de liaison en se transformant en noyaux ayant un défaut de masse plus important. Pour parvenir à des noyaux plus stables, on identifie deux types de réaction nucléaires (cf. Figure I-5) :

- La réaction de fission nucléaire qui consiste à « casser » des noyaux lourds en noyaux plus légers
- La réaction de fusion nucléaire qui consiste à faire fusionner deux noyaux légers pour former un noyau plus lourd.

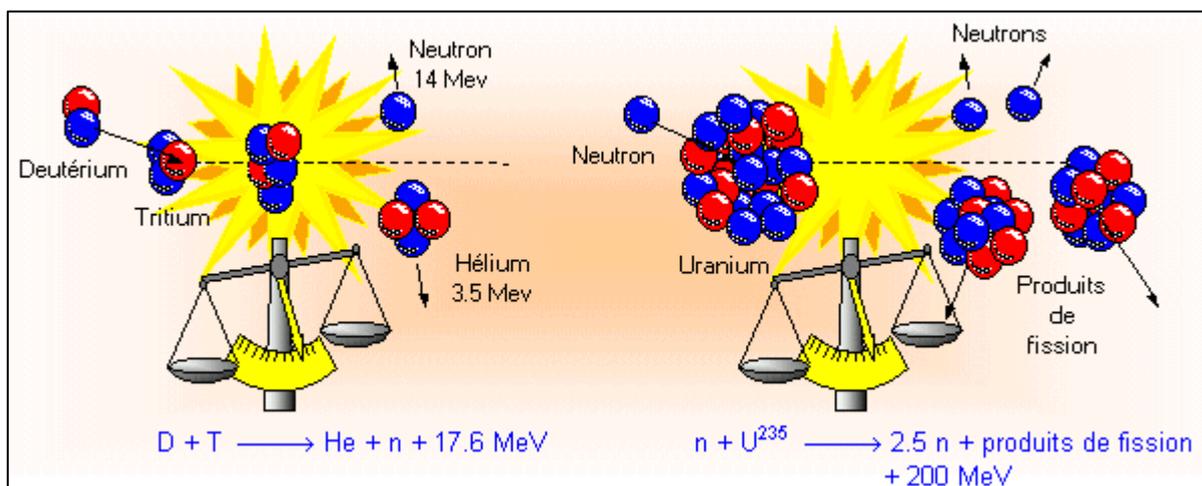


Figure I-5. Exemple de réaction de fusion entre le Deutérium et le Tritium (à gauche), et une réaction de fission entre un neutron et un noyau d'Uranium (à droite).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

C'est la réaction de fission nucléaire qui est utilisée dans les centrales nucléaires actuelles pour permettre de produire près de 80% de l'électricité française. La réaction de fusion, si elle est maîtrisée, doit permettre de pouvoir assurer les besoins énergétiques futurs.

Il existe plusieurs réactions de fusion possibles. Les réactions les plus probables qui possèdent les sections les plus efficaces et qui sont les plus adaptées pour être réalisées sur Terre dans un réacteur de fusion sont celles qui font intervenir les noyaux les plus légers avec les isotopes de l'hydrogène :



En tenant compte de la section efficace la plus importante (cf. Figure I-6), ce sont les réactions entre le Deutérium et le Tritium (I-6) qui apparaissent les plus accessibles pour être reproduites dans un réacteur de fusion.

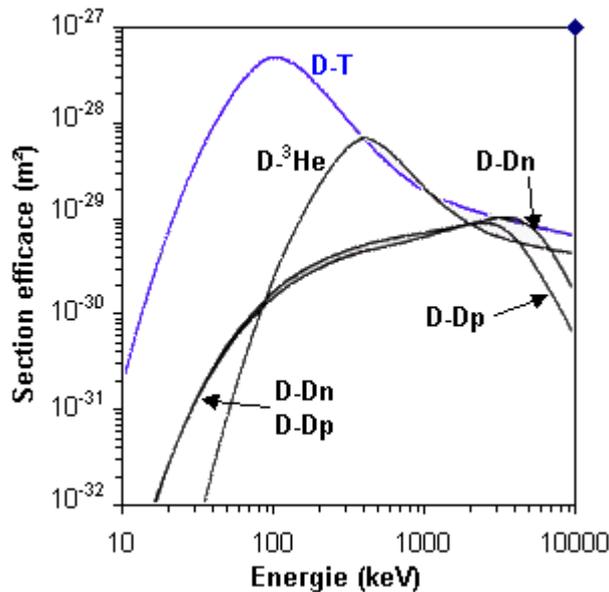


Figure I-6. Section efficace des 4 réactions de fusion considérées.

Le Deutérium est un combustible présent en grande quantité sur Terre puisqu'on le trouve à hauteur de 0.0156% dans l'hydrogène naturel et donc en particulier dans l'eau et dans les océans. Ainsi, chaque mètre cube d'eau de mer contient environ 33 grammes de Deutérium ce qui permet donc d'envisager une production d'énergie pendant plusieurs siècles. En revanche le Tritium, élément radioactif qui possède une durée de demi-vie de 12.5

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

ans, est très instable et n'existe pas à l'état naturel. Il est obtenu à partir du Lithium présent dans la croûte terrestre et un neutron issu de la fusion :



Le Lithium sera stocké dans les parois de la machine et ce sont les neutrons très énergétiques provenant des réactions de fusion qui viendront interagir avec le lithium afin de produire le tritium. Si on somme les réactions (I-6) et (I-7), la réaction totale ne produit pas d'éléments radioactifs. Cependant, les réactions de fusion nécessitent des conditions de densité et de température particulières.

1.1.2 Le plasma

La fusion entre deux noyaux légers est très difficile à obtenir car elle met en jeu deux constituants chargés positivement. Les deux noyaux vont donc se repousser en obéissant à la force électrostatique. Pour réaliser la réaction de fusion, il faut vaincre la force électrostatique de répulsion pour pouvoir rentrer dans le champ d'action de l'interaction forte qui assure la cohésion des proton de même signe dans le noyau. L'interaction forte est une force supérieure à l'interaction électrostatique mais son rayon d'action est beaucoup plus faible. Pour obtenir un nombre de réaction élevée, il faut fournir suffisamment d'énergie aux noyaux pour leur permettre de vaincre la force électrostatique. Il est donc nécessaire de créer un milieu dense où la température doit atteindre la centaine de million de degré. A de telles températures, les électrons se détachent totalement du noyau : l'atome s'ionise puisque électrons et ions sont maintenant dissociés. On est alors dans le quatrième état de la matière : le plasma. Le plasma est présent dans l'univers sous différentes formes avec des caractéristiques de températures et de densités très différentes.

Pour réaliser la fusion sur Terre deux méthodes de confinement sont envisagées :

- Le confinement inertiel, basé sur la compression d'une cible volumétrique. Les volumes considérés sont très faibles (microbille de 2mm de diamètre) et par conséquent on a une densité très élevée (10^6 fois celle de l'air qui est de 10^{25} particule par m^3), un temps caractéristique de confinement très bref (10^{-11}s) et une température élevée (100 millions de °K)
- Le confinement magnétique, le plasma est confiné par des champs magnétiques dans un espace torique. Il s'agit ici de volumes plus conséquents (1000m^3) et des faibles densités (10^{-5} fois celle de l'air) pour un temps caractéristique long (dizaine de secondes) et à des températures élevées ($\sim 10\text{KeV}$).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Ces deux méthodes de confinement seront décrites par la suite. La méthode utilisée dans le cadre du projet WEST et du projet ITER est la méthode de confinement magnétique, les réacteurs utilisés sont appelés tokamaks.

1.1.3 Bilan d'énergie de la réaction de fusion nucléaire dans un tokamak.

Le bilan énergétique du plasma est déterminé par les sources d'énergies qui l'alimentent et par les différentes pertes d'énergie qui contribuent à le refroidir. Pour avoir un plasma stationnaire au cours du temps, il faut que le bilan soit équilibré de façon à ce que les sources d'énergies compensent les pertes. Dans un premier temps, on identifie les sources d'énergie du plasma.

La puissance de fusion produite par unité de volume par la réaction de fusion entre deux espèces de densité respective n_1 et n_2 s'exprime :

$$P_{fusion} = n_1 n_2 \langle \sigma v(T) \rangle E_{fusion} \quad (I-8)$$

où $\langle \sigma v(T) \rangle$ représente le produit de la vitesse relative du nucléide et de la section efficace considéré à une température T et E_{fusion} l'énergie libérée par une réaction de fusion.

En considérant un plasma de densité n d'électrons constitué de noyaux de Deutérium et de Tritium, l'expression (I-8) devient :

$$P_{fusion} = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v(T) \rangle E_{fusion} \quad (I-9)$$

Dans ce cas-là, l'énergie de fusion entre le deutérium et le tritium vaut 17.59MeV. La puissance totale produite par cette réaction de fusion se répartit entre les produit de cette réaction : les noyaux d'Hélium, appelé aussi particules alpha, et les neutrons :

$$P_{fusion} = P_{alpha} + P_{neutron} \quad (I-10)$$

Les neutrons emportent 80% de l'énergie et les 20% restant sont emportés par les particules alpha. Ces particules alpha sont chargées et restent donc confinées dans le plasma par les champs magnétiques. Ainsi la puissance emportée par les particules alpha est cédée au plasma et contribue donc à maintenir le plasma à une la température élevée. Au contraire les neutrons qui ne sont pas chargés, sont insensibles aux champs magnétiques. Ils vont donc s'échapper rapidement du plasma sans lui céder leur énergie et vont être arrêtés dans les matériaux des composants entourant la chambre à vide du tokamak. Si l'énergie venant de la réaction de fusion ne suffit pas pour compenser les pertes du plasma, il est nécessaire pour maintenir le plasma de lui fournir une puissance de chauffage additionnelle notée $P_{exterieure}$. Le chauffage additionnel se décompose en deux grandes familles :

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

- Le chauffage par injection de particules neutres très énergétiques qui chauffent le plasma en rentrant en collisions avec les particules du plasma.
- Le chauffage par ondes radio-fréquences qui consiste à coupler une onde au plasma à une fréquence permettant d'être en résonance avec une catégorie de particules du plasma pour leur transmettre de l'énergie. Selon la fréquence des ondes utilisées, on parle de chauffage à la fréquence cyclotronique ionique (FCI) à quelques dizaines de MHz), à la fréquence hybride (GHz) ou à la fréquence cyclotronique électronique (FCE) à une centaine de GHz.

Ainsi la puissance reçue par le plasma se décompose comme la somme de la puissance venant de la réaction de fusion et de la puissance extérieure apportée pour contribuer à son chauffage :

$$P_{source} = P_{alpha} + P_{exterieur} \quad (I-11)$$

Si les pertes d'énergie du plasma sont étudiées, elles sont dues au transport des particules (diffusion des particules ionisées) et de la chaleur (convection et conduction) du centre de la décharge vers l'extérieur de celui-ci car le confinement magnétique n'est pas parfait. Le plasma se refroidit aussi par rayonnement. Ainsi les électrons émettent un rayonnement de freinage appelé « Bremsstrahlung » lorsqu'ils sont ralentis par les ions. Les électrons ont un mouvement de giration autour des lignes de champs magnétiques qui permettent leur confinement, et par conséquent ils émettent un rayonnement synchrotron. De même les impuretés émises par les atomes éventuellement arrachés aux parois du tokamak (comme le carbone ou le tungstène) produisent un rayonnement de raie. Ainsi les pertes du plasma peuvent s'exprimer :

$$P_{perte} = \frac{W}{\tau_e} \quad (I-12)$$

où τ_e représente le temps caractéristique que met le plasma à se vider de son contenu énergétique si on coupe brutalement les sources qui l'alimentent. W représente la densité énergétique du plasma de Deutérium (D) et de Tritium (T) qui s'exprime :

$$W = \frac{3}{2} k_b (n_{electron} T_{electron} + n_D T_D + n_T T_T) \quad (I-13)$$

Si on considère un plasma neutre contenant autant de noyaux de Deutérium que de Tritium avec une température uniforme T , l'expression devient :

$$W = 3 k_b n T \quad (I-14)$$

où n représente la densité totale d'ions. L'expression du bilan d'énergie à l'état stationnaire, avec les sources du plasma qui compensent les pertes de celui-ci, est :

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

$$P_{alpha} + P_{exterieur} = P_{perte} = \frac{W}{\tau_e} \quad (I-15)$$

Le facteur d'amplification Q est introduit pour exprimer le rapport entre la puissance fournie par les réactions de fusion ayant lieu dans le plasma et la puissance extérieure fournie pour le maintenir à température :

$$Q = \frac{P_{fusion}}{P_{exterieur}} = \frac{P_{alpha} + P_{neutre}}{P_{exterieur}} \quad (I-16)$$

En combinant les équations (I-9) à (I-12) et (I-14) à (I-16), il est possible d'obtenir une expression qui permet d'avoir l'ensemble des paramètres du plasma (densité, température, temps de confinement) en fonction du facteur d'amplification :

$$n\tau_E = \frac{12k_bT}{E_{fusion} \left(\frac{E_{alpha}}{E_{fusion}} + \frac{1}{Q} \right) < \bar{\sigma v}(T) >} \quad (I-17)$$

L'expression (I-17) permet de définir les paramètres du plasma pour obtenir le facteur d'amplification souhaité. Lawson [Lawson 1956] a déterminé un critère qui permet d'identifier les valeurs de températures de plasma, de densité et de temps de confinement pour que la réaction de fusion soit réalisable dans le cadre d'une utilisation de la fusion comme source d'énergie électrique. Ainsi la relation à vérifier est la suivante :

$$n \times T \times \tau_E > 10^{21} m^3 \cdot keV \cdot s \quad (I-18)$$

où n représente la densité du plasma (en particule par m^3), T la température du plasma (en keV) et τ_E la durée de confinement du plasma (en s).

La valeur du facteur d'amplification Q constitue un objectif dans la recherche menée sur la fusion nucléaire, il y a 3 valeurs importantes de ce facteur qui sont identifiées :

- $Q=1$, qui correspond au « break-even », la puissance produite par les réactions de fusion dans le plasma est égale à la puissance extérieure apportée. Toutefois 80% de la puissance obtenue par la fusion ne contribue pas à chauffer le plasma car elle est emportée par les neutrons.
- $Q=5$, signifie que la puissance apportée au plasma par les particules alpha (qui représente 20% de la puissance générée par la fusion) est égale à la puissance extérieure injectée dans le plasma.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

- $Q=\infty$, qui correspond à l'ignition, il n'est plus nécessaire d'injecter de la puissance au plasma qui est auto-entretenu. En effet la puissance issue de la réaction de fusion suffit à compenser ces pertes.

Pour qu'un réacteur soit viable économiquement, il faut que le facteur d'amplification ait une valeur supérieure à 20 et proche de 30 de préférence.

1.2 Le confinement du plasma

Comme il a été abordé précédemment, il existe deux voies technologiques qui permettent de réaliser des réactions de fusion nucléaire en suivant le critère de Lawson.

1.2.1 Le confinement inertiel

La fusion par confinement inertiel, comme le Laser Mégajoule, utilise des lasers de puissance pour produire un plasma très dense mais de très courte durée. Le dispositif est basé sur un microballon de 2.4mm (cf. Figure I-7) contenant un mélange de Deutérium et de Tritium qui est comprimé à une densité de quelques centaines de gramme par centimètre cube et est chauffé à une température de 10 millions de degrés. Pour y parvenir, la partie externe du ballon est vaporisée et par réaction le mélange va se déplacer vers le centre du microballon et comprimer le Deutérium-Tritium. Des températures très élevées sont atteintes au centre et les réactions de fusion se déclenchent et entraînent la fusion du reste du mélange.

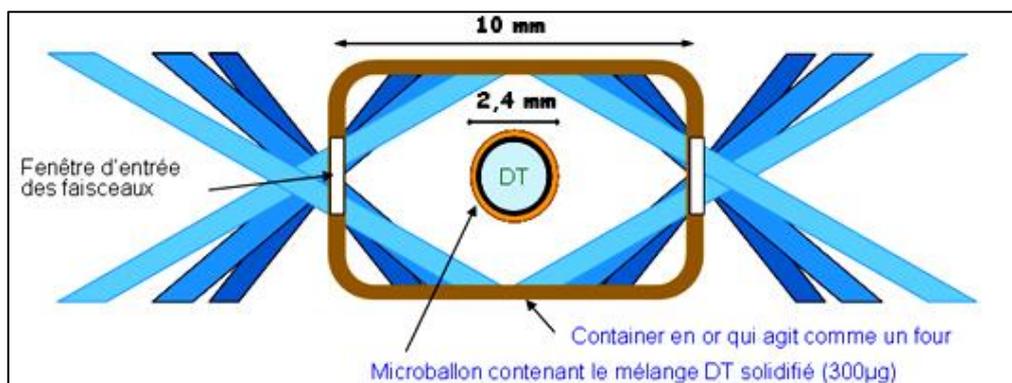


Figure I-7. Schéma du dispositif de fusion par confinement inertiel utilisant une implosion par attaque indirecte avec un allumage par point chaud central.

La méthode retenue au Laser Mégajoule est une implosion par attaque indirecte. Dans cette configuration, le microballon est contenu dans un cylindre d'or et les faisceaux laser sont dirigés vers les parois internes du cylindre créant un rayonnement X très intense piégé dans la cavité et qui va interagir avec le microballon en atteignant plusieurs millions de degrés. Les réactions de fusion sont déclenchées par un allumage par point chaud : l'énergie apportée par les lasers va comprimer la zone centrale qui va enflammer le reste du combustible. Dans une

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

telle configuration, le temps de confinement est très faible (de l'ordre de la nanoseconde) et la densité très élevée avec 10^{31} particules par mètre cube contre 10^{25} particules par mètre cube dans l'air [LMJ 2010].

1.2.2 Le confinement magnétique

Contrairement au confinement inertiel, le confinement magnétique cherche à obtenir un temps caractéristique de confinement élevé mais avec une densité de particules plus faible afin de vérifier le critère de Lawson. Le principe est basé sur la propriété des particules chargées du plasma qui suivent des trajectoires hélicoïdale autour des lignes de champs magnétiques. Une géométrie torique (cf. Figure I-8) est alors utilisée permettant de refermer la ligne de champ et d'augmenter le temps de confinement des particules.

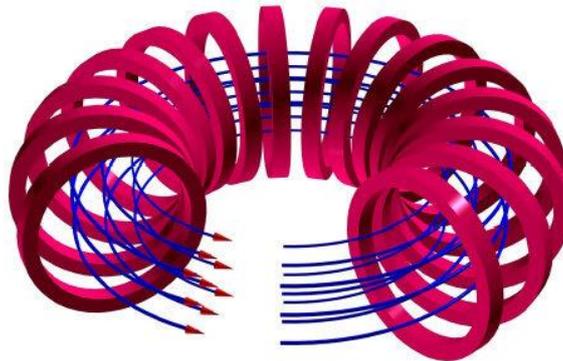


Figure I-8. Lignes de champs toroïdal (en bleu) créées par les bobines verticales de champ toroïdal (en rouge).

Toutefois, une dérive verticale apparaît au travers de la force centrifuge et du champ magnétique toroïdal créé qui n'est pas homogène au sein du tore. Ainsi les ions chargés positivement dérivent vers le haut et les électrons vers le bas (cf. Figure I-9). Or cette dérive observée limite très fortement le confinement optimal du plasma.

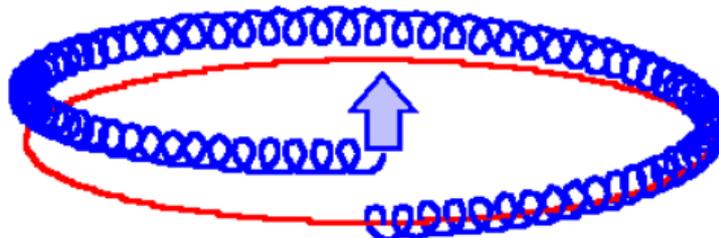


Figure I-9. Dérive verticale d'un ion (en bleu) le long d'une ligne de champs magnétique (en rouge) refermée.

Pour empêcher cette dérive verticale, il est nécessaire d'ajouter un champ magnétique avec une composante verticale, il s'agit du champ magnétique poloidal. Ce champ magnétique est créé en faisant circuler un courant dans le plasma (cf. Figure I-10).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

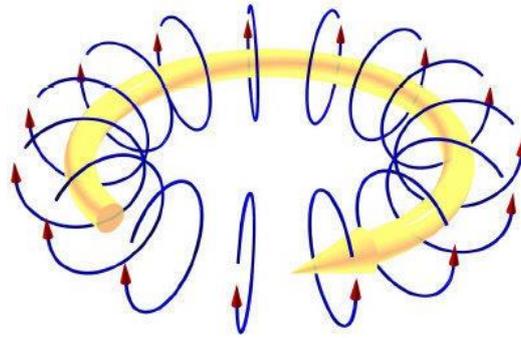


Figure I-10. Lignes de champ poloidale (en bleue) créées par la circulation d'un courant dans le plasma (en jaune).

La combinaison du champ magnétique poloidale et toroïdal permet de créer un champ hélicoïdal qui s'enroule autour des deux configurations magnétiques. Dans ce cas-là la dérive est nulle, les particules qui suivent les lignes de champs vont parcourir une distance plus grande dans le tore, ce qui augmente leur temps de confinement et donc leur probabilité de fusionner. C'est le principe du tokamak dont la configuration magnétique des lignes de champ est illustrée sur la Figure I-11.

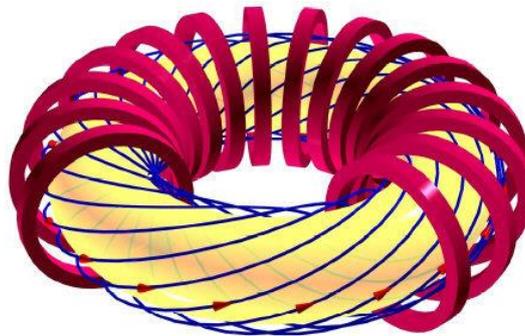


Figure I-11. Champ magnétique hélicoïdal (en bleu).

Il existe une autre configuration magnétique où il n'y a pas de champ toroïdal mais uniquement un champ hélicoïdal qui est directement créé par un assemblage de bobines hélicoïdales (cf. Figure I-12). L'assemblage d'un stellarator nécessite une très grande précision dans la construction de ses bobines car celles-ci présentent une géométrie complexe.

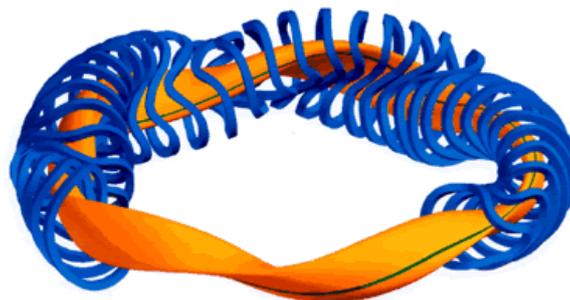


Figure I-12. Configuration d'un stellarator avec son plasma (orange) et ses bobines (bleu).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

1.3 Les tokamaks

Le tokamak est l'acronyme de *toroïdalnaïa kamera s magnitnymi katushkami* qui signifie en français chambre toroïdale avec bobines magnétiques. Sa fonction principale est de permettre de créer des conditions de température, de densité et de pression qui respectent le critère de Lawson et qui par conséquent permettent de réaliser une réaction de fusion. Trois éléments majeurs composent un tokamak :

- Une enceinte à vide de forme toroïdale, qui confine le plasma et qui permet d'isoler l'ensemble du combustible du milieu extérieur.
- Un système permettant la combinaison des champs magnétiques toroïdal et poloïdal qui assurent le confinement du plasma. La configuration magnétique ainsi formée permet de créer des lignes de champ hélicoïdales optimales pour le confinement du plasma.
- Un système de chauffage du plasma qui apporte l'énergie nécessaire aux électrons et aux ions du plasma permettant d'atteindre les conditions de densité et de température (pression) pour optimiser les réactions de fusion.

1.3.1 Principe

Dans un tokamak, le champ magnétique toroïdal est créé par un ensemble de bobines verticales qui sont traversées par un courant électrique. Le champ magnétique poloïdal est obtenu par un courant induit dans la bobine magnétique centrale. Cet ensemble fonctionne comme un transformateur où le plasma confiné dans le tore joue le rôle de circuit secondaire (cf. Figure I-13). En effet, le plasma est composé de particules chargées et se comporte donc comme un milieu conducteur.

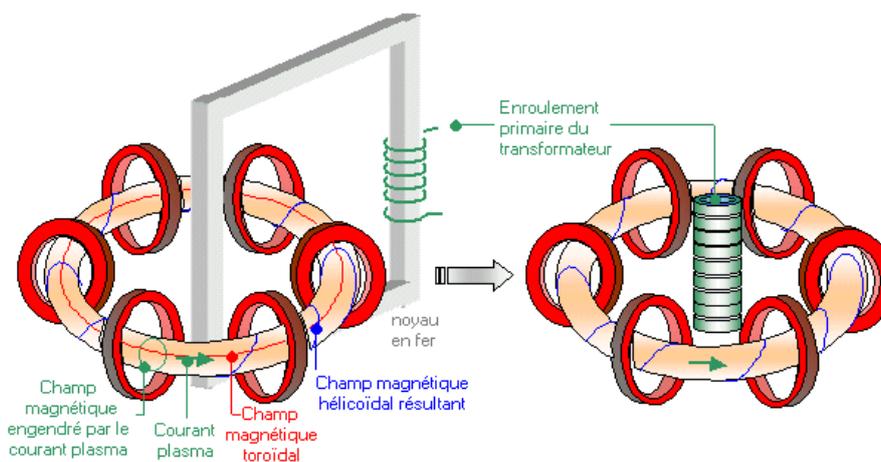


Figure I-13. Configuration d'un tokamak pour la création du champ poloïdal avec noyau de fer (à gauche) et sans noyau de fer (à droite).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Les bobines magnétiques poloïdales servent alors à asservir la position du plasma (cf. Figure I-14).

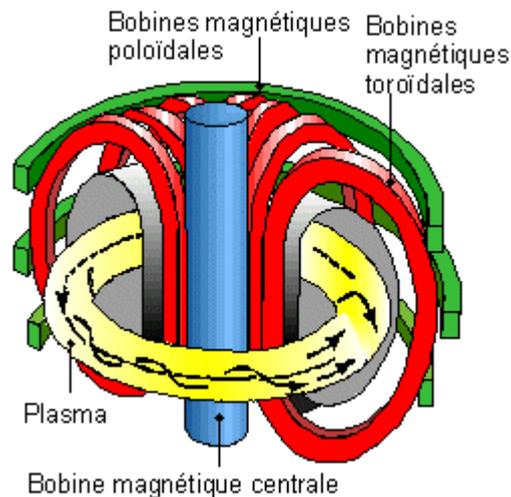


Figure I-14. Configuration des différentes bobines d'un tokamak.

1.3.2 Amorçage du plasma et systèmes de chauffage additionnels

La procédure pour réaliser un plasma est composée de différentes étapes. Tout d'abord un vide poussé ($\sim 10^{-5}$ Pa) est réalisé dans le tore où une très faible quantité de particules est injectée ($\sim 10^{22}$ D₂ dans une machine comme Tore Supra) puis pré-ionisée. Ensuite la force électromotrice créée par le circuit primaire entraîne ces ions et ces électrons. Le courant circulant dans le plasma s'élève alors à plusieurs millions d'ampères. Ce courant participe à la fois au confinement du plasma (champ poloïdal) mais également à son chauffage par effet joule jusqu'à des températures de plusieurs keV. C'est le chauffage ohmique car le plasma lui-même possède une résistance au courant. Néanmoins la résistance électrique du plasma diminue lorsque la température augmente et en conséquent ce type de chauffage perd en efficacité. Il est donc nécessaire d'utiliser des méthodes de chauffage additionnelles pour atteindre des températures de plasma élevées (jusqu'à 10-15KeV) et augmenter les réactions de fusion.

Le tokamak Tore Supra est équipé de plusieurs systèmes de chauffage dont la plupart sont basés sur le couplage d'ondes électromagnétiques à haute fréquence avec le plasma :

- Trois antennes génèrent une onde à la fréquence cyclotronique ionique (FCI) comprise entre 50 et 100 MHz et permettent de chauffer les ions du plasma. Ainsi les 3 antennes utilisées sur le tokamak ont une puissance nominale totale de 8MW.
- Deux antennes génèrent une onde à la fréquence cyclotronique électronique (FCE) comprise entre 100 et 200 GHz et permettent de chauffer les électrons. La puissance totale des 2 antennes est de 1.6MW.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

- Deux coupleurs génèrent des ondes à la fréquence hybride, fréquence intermédiaire entre les deux systèmes de chauffage précédents comprise entre 3 et 5GHz. Elles favorisent le couplage des électrons rapides du plasma dans la bande d'énergie 10-100keV. La puissance nominale de ces deux antennes est de 6MW.

Ces systèmes chauffent certaines populations de particules du plasma (ions ou électrons) puis elles transmettent leur énergie aux autres particules par collision. Il est aussi possible de chauffer le plasma en injectant des particules neutres de même nature que celles du plasma (Isotope de l'hydrogène) mais avec une énergie supérieure. Ce chauffage consiste à ioniser et accélérer des atomes d'hydrogène (ou isotope) avec des champs électriques pour transmettre une énergie comprise entre 10 et 100keV. Ces atomes sont ensuite neutralisés dans un gaz neutre (H_2 , D_2 ...). Le processus d'échange de charges permet alors de transmettre l'énergie de ces ions aux atomes puis un champ électrique dévie ces ions qui sont alors neutralisés. Les neutres poursuivent leur course dans le plasma où ils restituent leur énergie au plasma par collision ce qui conduit à la fois à une augmentation de la température ainsi qu'à une augmentation de la densité du plasma

1.3.3 Le divertor

Le divertor est un composant fondamental d'un tokamak qui est en contact direct avec le plasma confiné et permet l'équilibre magnétique du plasma confiné (cf. Figure I-15). Le divertor doit aussi permettre de contrôler la densité du plasma et évacuer les cendres d'hélium résultant des réactions de fusion. Dans les tokamaks à divertor la composante polôidale du champ magnétique est localement annulée en point appelé point X. La surface magnétique passant par ce point est alors ouverte et les particules viennent interagir avec les parois du divertor situées dans le prolongement de cette surface magnétique ouverte. Cette partie reçoit donc un énorme flux de chaleur et de particule venant du plasma central ($\sim 10MWm^{-2}$ en régime stationnaire et jusqu'à $20MWm^{-2}$ en régime transitoire).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

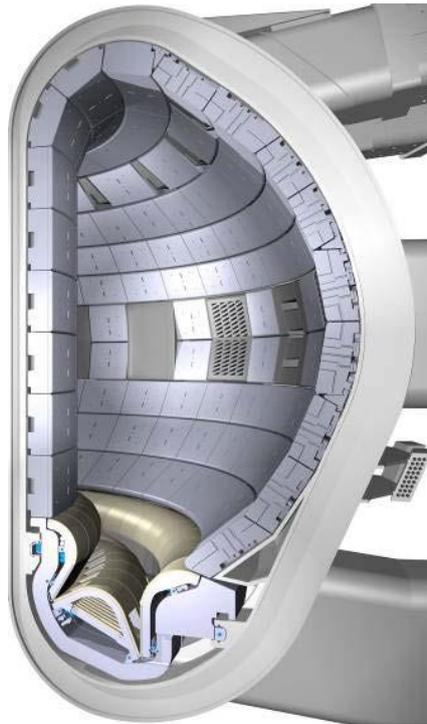


Figure I-15. Coupe du tokamak ITER avec le divertor dans la partie basse de l'enceinte à vide.

1.3.4 Les tokamaks actuels

Depuis le premier tokamak russe construit au début des années 50, de nombreuses machines ont suivi offrant d'énorme progrès dans le confinement puisque leurs performances ont été multipliées par 10 000. La taille, la puissance de chauffage et la durée des plasmas des machines actuellement exploitées dans le monde varient d'un tokamak à un autre en fonction de différents objectifs allant de l'optimisation des durées aux performances en termes de confinement. Le Tableau I-1 présente les principaux tokamaks actuels ou en construction avec leurs caractéristiques. Par la suite, les tokamaks Tore Supra et ITER seront présentés plus en détails.

| Machine | Grand Rayon plasma (m) | Petit Rayon plasma (m) | Volume (m ³) | Courant plasma (MA) | Champs Magnétiques (T) | Durée plasma | Puissance injectée (MW) | Lieu |
|---------------|------------------------|------------------------|--------------------------|---------------------|------------------------|-------------------|-------------------------|-------------|
| Tore Supra | 2,4 | 0,7 | 25 | 1 | 4 | plusieurs minutes | 13 | France |
| JET | 3 | 1,25 | 90 | 4,8 | 3,5 | 10s | 25 | Royaume-Uni |
| JT-60 | 3,4 | 1 | 90 | 3 | 4 | 10s | 55 | Japon |
| Asdex-Upgrade | 1,6 | 0,5 | 14 | 2 | 3,9 | 10s | 27 | Allemagne |
| ITER | 6,2 | 2 | 840 | 15 | 5,3 | >400s | 70 | France |

Tableau I-1. Principales caractéristiques des tokamaks actuels dans le monde ou en cours de construction [Daviot 2010].

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

1.3.5 Le tokamak Tore Supra

Le tokamak Tore Supra est un tokamak français construit en 1988 sur le site de Cadarache par le CEA. Sa spécialité est l'étude de plasma de longue durée supérieure à la minute. A ce titre, ce tokamak est équipé de bobines magnétiques de champ toroïdal supraconductrices permettant de maintenir un champ toroïdal stationnaire. Dans ce cadre, les bobines sont refroidies avec de l'hélium liquide à la température de 1.8K. Ce tokamak n'est pas équipé de bobine permettant de créer un point X comme dans le cas des divertor. Outre les champs magnétiques, l'équilibre du plasma est assuré par un limiteur qui est en contact direct avec le plasma. L'utilisation de composants face au plasma activement refroidis par une circulation d'eau à 120°C sous pression est un élément qui contribue aussi à la réalisation de décharge plasma de longue durée. Ainsi le tokamak Tore Supra a réalisé un record d'énergie injectée dans un plasma sur une durée de 6 minutes et 30 secondes. Lors de ce record, une énergie supérieure à 1GJ a été injectée dans le plasma [Van Houtte 2004]. Le projet WEST (pour Tungsten (W) Environment in Steady-state Tokamak) prévu pour 2016, consiste à installer et tester un divertor en tungstène similaire à celui prévu dans le cadre du projet ITER (cf. Figure I-16) [Missirlian 2014]. Ce projet vise à diminuer et mieux maîtriser les risques liés à l'industrialisation de composants en tungstène tout en permettant la mise en place de critère d'acceptation après fabrication des composants pour des séries industrielles. De plus, ce projet vise à améliorer les connaissances sur le fonctionnement d'un divertor tungstène pour mieux préparer les équipes pour son exploitation scientifique [Bucalossi 2014]. Enfin, la capacité de Tore Supra à réaliser des décharges plasmas longues permettra de tester la tenue et le vieillissement de ces matériaux.



Figure I-16. Enceinte de Tore Supra dans sa configuration actuelle (à gauche) et dans sa configuration divertor pour le projet WEST (à droite).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

1.3.6 Le tokamak ITER

Le tokamak ITER est un projet international qui est actuellement en cours de construction sur le site de Cadarache. Ce projet regroupe sept partenaires majeurs : l'Union Européenne, les Etats-Unis, la Russie, la Chine, le Japon, l'Inde et la Corée du Sud. L'achèvement du chantier et les premiers plasmas sont prévus pour l'année 2022. L'objectif de ce réacteur expérimental est de démontrer la viabilité de la fusion nucléaire comme source d'énergie. En effet pendant sa période d'exploitation, le programme ITER testera les technologies fondamentales pour aborder l'étape suivante : c'est-à-dire un réacteur de fusion de démonstration capable de produire de l'énergie à des fins commerciales. L'objectif majeur, est de pouvoir obtenir un facteur d'amplification de $Q=10$ avec un apport externe de 50MW et 500MW extrait avec des durées de plasma comprises entre 300 et 500s. Pour y parvenir ce tokamak va utiliser une configuration divertor tout tungstène activement refroidi. Pour créer les champs magnétiques, des bobines toroïdales supraconductrices seront utilisées. Le volume du plasma d'ITER sera d'environ 840m^3 et permettra également de vérifier la loi d'échelle définie à partir des expériences réalisées sur les tokamaks déjà existants (cf. Figure I-17).

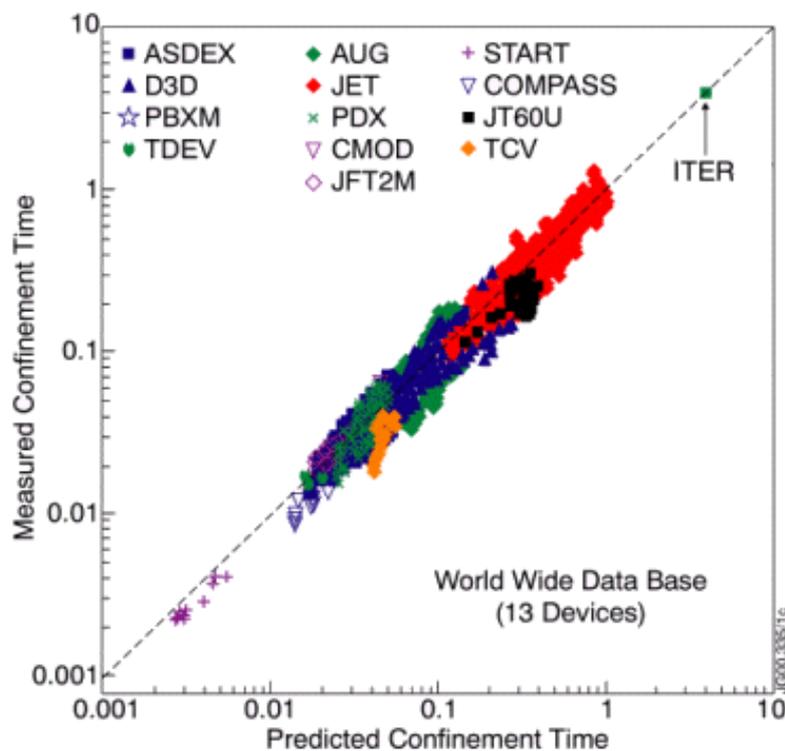


Figure I-17. Graphique présentant le temps de confinement normalisé obtenu sur les différentes machines en ordonnée et le résultat de la loi d'échelle en abscisse.

Ainsi cette loi empirique prévoit une augmentation du temps de confinement avec le grand rayon du tokamak et le courant du plasma et montre que les plus grandes machines (actuellement JET) ont les meilleures performances.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

1.4 Les composants face au plasma

Les composants face au plasma sont des éléments capitaux dans l'étude de l'interaction plasma paroi. Ils doivent être capables de supporter les flux de chaleur issue du plasma. Ces composants peuvent être activement refroidis comme sur Tore Supra ou ITER [Garin 2001], ou inertiels, comme c'est le cas pour le tokamak JET. Jusqu'à présent les composants face au plasma étaient composés de matériaux dits « légers » comme le carbone et le béryllium. Le matériau « idéal » pour les composants face au plasma doit avoir les propriétés suivantes :

- Résister aux fortes contraintes thermomécaniques rencontrées dans un environnement tokamak.
- Posséder une température de fusion élevée.
- Avoir un faible taux d'érosion.
- Avoir une faible capacité de rétention de l'hydrogène
- Posséder un numéro atomique Z faible, pour éviter que le plasma soit pollué par la pulvérisation et dilution du carburant en cas d'érosion du matériau.
- Avoir un faible taux d'activation et un temps de décroissance radioactive court. [Mercadier 2011]

Il n'existe pas de matériaux possédant toutes ces qualités et il convient donc de trouver un compromis dans le choix du matériau utilisé en fonction des contraintes auxquelles il sera soumis.

Pendant longtemps les composants étaient constitués de composites à matrice carbone et à fibre de carbone (CFC) pour leur bonne conductivité et leur capacité à supporter des températures très élevées puisque ce matériau ne fond pas et possède une température de sublimation de 3600°C . Toutefois, le carbone réagit très fortement avec les isotopes de l'hydrogène. En effet, les particules incidentes du plasma peuvent arracher des atomes de carbone de la paroi par érosion physique et/ou chimique. Ces atomes de carbone peuvent alors se lier avec le deutérium et/ou le tritium pour former des hydrocarbures et se déposer dans des zones quasiment inaccessibles pour un éventuel nettoyage [Loarer 2009]. En raison de sa radiotoxicité, l'accumulation de tritium dans un réacteur de fusion est strictement limitée à un niveau maximum de 700g pour ITER. Les forts taux de rétention observés avec le carbone ne permettent pas d'utiliser le carbone qui limiterait le nombre de décharges à 50-100 pour ITER [Mercadier 2009].

Pour ITER, le béryllium a été choisi comme matériau de première paroi pour sa capacité à ne pas polluer le plasma et ne pas augmenter les pertes d'énergie du plasma par rayonnement grâce à son faible numéro atomique Z . Ce matériau possède une forte capacité de piégeage de l'oxygène qui permet de limiter la pollution du plasma par la formation d'oxyde de béryllium. Enfin, le piégeage de tritium est environ 10 à 30 fois plus faible que pour le carbone [Ivanova 2012]. En revanche, sa température de fusion est peu élevée (1287°C), ce qui ne permet pas de l'utiliser sur des zones où les flux de chaleur sont de l'ordre de 10 à 20MWm^{-2} . Le flux neutronique issu des réactions de fusion contribue à son durcissement et par conséquent à sa fragilisation [Scaffidi-Argentina 2000]. Un des inconvénients du Béryllium est aussi sa toxicité et sa capacité à être très réactif avec l'eau. Ce

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

sont ces inconvénients qui rendent difficile la mise en place d'expérience en laboratoire avec des échantillons de Béryllium. Malgré ces contraintes, ce matériau a été retenu pour former la première paroi du tokamak ITER ; le flux de particules et de chaleur associé n'excède pas 5MWm^{-2} .

Le tungstène se présente comme un excellent candidat comme composant du divertor (cf. Figure I-18). En effet, outre une température de fusion supérieure à 3600°C , il possède une conductivité thermique élevée et, ce matériau s'érode peu pour les conditions de plasma envisagées au niveau du divertor. En effet, son numéro atomique élevé ne permet qu'une faible concentration de tungstène dans le plasma afin de limiter les pertes d'énergie du plasma par rayonnement. De plus le tungstène est activé par le flux neutronique mais son temps de décroissance est le plus court parmi les matériaux possédant un numéro atomique élevé.

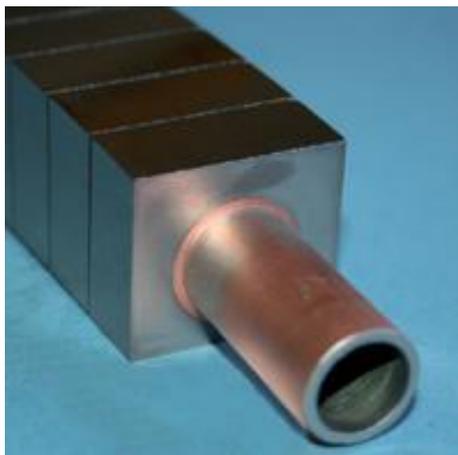


Figure I-18. Élément d'un monobloc en tungstène du divertor ITER.

Au-delà de 1200°C , le tungstène évolue au travers de la recristallisation, il s'agit d'un processus activé thermiquement. La température de recristallisation dépend des déformations que le tungstène a subi, ainsi plus les déformations sont importantes plus la température de recristallisation est basse. La connaissance de la température de surface est essentielle pour assurer la sécurité des composants face au plasma et pour s'assurer que ces composants sont capable de conserver leur propriétés thermomécaniques lorsqu'ils sont soumis à des conditions extrêmes [Pintsuk 2012].

1.5 Le diagnostic infrarouge sur les tokamaks

La thermographie infrarouge est actuellement le système de diagnostic le plus utilisé dans les tokamaks pour mesurer les températures de surface des composants face au plasma. En effet le grand intérêt de la thermographie infrarouge est d'être une méthode de mesure non-intrusive, ce qui lui permet de pouvoir être installé à une distance de plusieurs mètres de la cible. Néanmoins pour obtenir une mesure de température fiable, il est nécessaire de connaître les propriétés thermo-radiatives de la surface du matériau étudié. Le paramètre essentiel pour déterminer la température de surface est la valeur de l'émissivité de la surface.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Or si pour un matériau comme le CFC, la valeur de l'émissivité est supérieure à 0.8, dans le cas du tungstène et du béryllium, elle peut varier de 0.1 à 0.4 [Lott 2010] en fonction de la température. Un des problèmes majeurs dans le cas de matériaux métalliques de faibles émissivité est la présence d'un flux de photons venant de l'environnement et réfléchi par le matériau. Si ce flux supplémentaire collecté par les systèmes infrarouges n'est pas pris en compte, le traitement du signal entrainera une surestimation de la température. Or, une surestimation de la température a pour conséquence de limiter le développement de scénario plasma performants. Par la suite, les dispositifs de diagnostics infrarouges des installations de Tore Supra et d'ITER seront présentés [Mitteau 2002].

Avant la mise en place du projet WEST, le tokamak Tore Supra était équipé d'un dispositif de diagnostic infrarouge qui permettait de surveiller l'ensemble du limiteur pompé toroïdal (LPT) ainsi que les antennes de chauffage. Bien que l'ensemble du diagnostic ne reçoivent pas de flux neutronique venant du plasma car il n'y a pas de réaction de fusion sur Tore Supra, le diagnostic doit être activement refroidi afin de permettre une évacuation de l'énergie reçue par rayonnement et permettre des mesures à l'état stationnaire ($> 6\text{min}$ dans le cas de Tore Supra). Pour couvrir la totalité de la surface du LPT, 7 endoscopes activement refroidis sont répartis autour du tore (cf. Figure I-19).

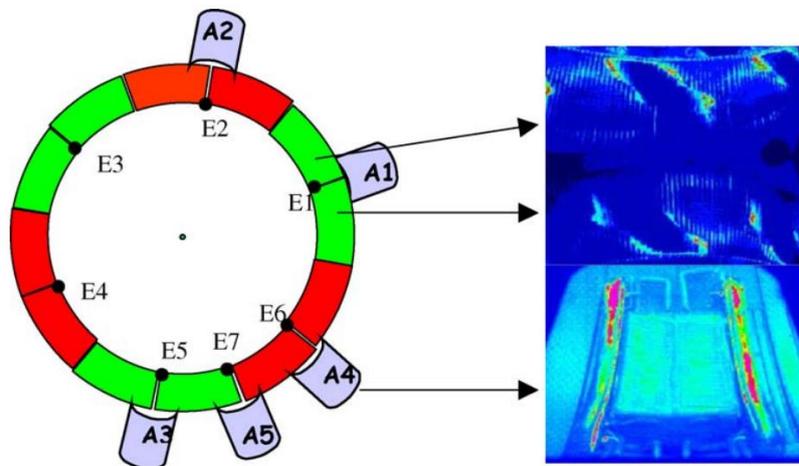


Figure I-19. Les six endoscopes (E1-E6) espacés régulièrement sur les 360° du tore avec les 4 antennes observées (A1-A4). Le 7ème endoscope (E7) vise l'antenne A5 [Guilhem 2005].

Chaque endoscope est pourvu de trois lignes de visée. Deux lignes de visée surveillent une portion de 35° (avec une superposition de 5°) du LPT et une visée pour une antenne de chauffage [Guilhem 2005]. Deux caméras infrarouges peuvent être installées sur chaque endoscope (cf. Figure I-20).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

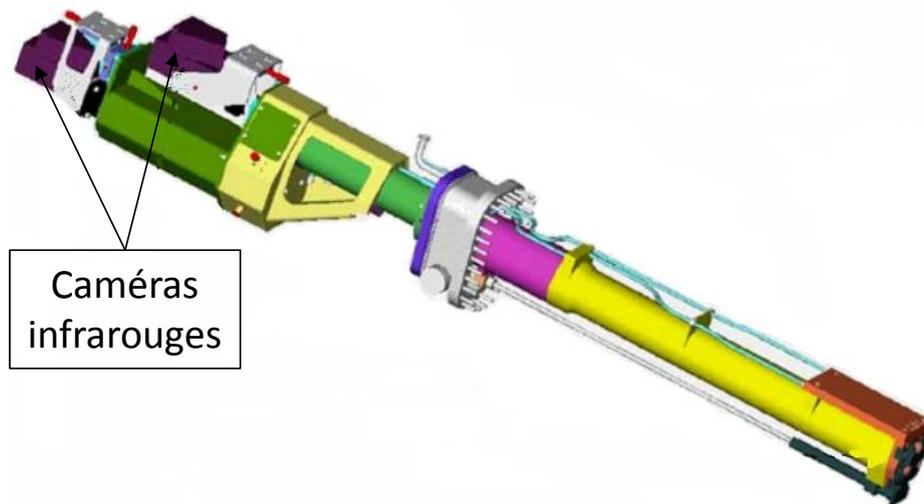


Figure I-20. Schéma d'un des sept endoscopes activement refroidi de Tore Supra. Longueur 2.5m. Deux caméras infrarouges [Guilhem 2005].

Les deux visées du LPT sont orientées sur une caméra alors que la visée d'une antenne va sur la seconde caméra. Chaque caméra possède une matrice de 320x240 pixels avec une fréquence d'acquisition de 50Hz [Gauthier 2009]. Ainsi l'ensemble du diagnostic infrarouge se compose de 12 caméras infrarouges qui permettent de suivre la température de l'ensemble du LPT. La résolution spatiale du système est de l'ordre de 9mm pour le LPT et de 2mm pour les antennes [Moreau 2007]. L'erreur sur la mesure de température est inférieure à 10% à basse température ($\sim 100^{\circ}\text{C}$) et la gamme de température mesurée est comprise entre 100 et 1200°C . Le temps de réponse d'un tel système de surveillance est de l'ordre de 100ms (acquisition de cinq trames de 20ms) ce qui est suffisamment rapide pour assurer la sécurité de composant en carbone qui possède des constantes de temps supérieures à 0.7s [Guilhem 2005]. Le système optique est composé de 28 lentilles et de 2 hublots saphir et la transmission optique de chaque ligne de visée est d'environ 0.2. Il est très important de tenir compte de la contribution du flux émis par l'ensemble de ce dispositif optique dans le flux collecté par les caméras en particulier à basse température. Dans le cadre des expériences réalisées à Tore Supra, la contribution du flux émis par les lentilles, miroirs, prisme et hublots à des températures de 25°C jusqu'à 120°C est prise en compte et soustraite au flux total collecté par les caméras. Le système de surveillance infrarouge de Tore Supra est pourvu d'un algorithme permettant d'assurer la sécurité des composants en fonction de la température de surface mesurée (cf. Figure I-21).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

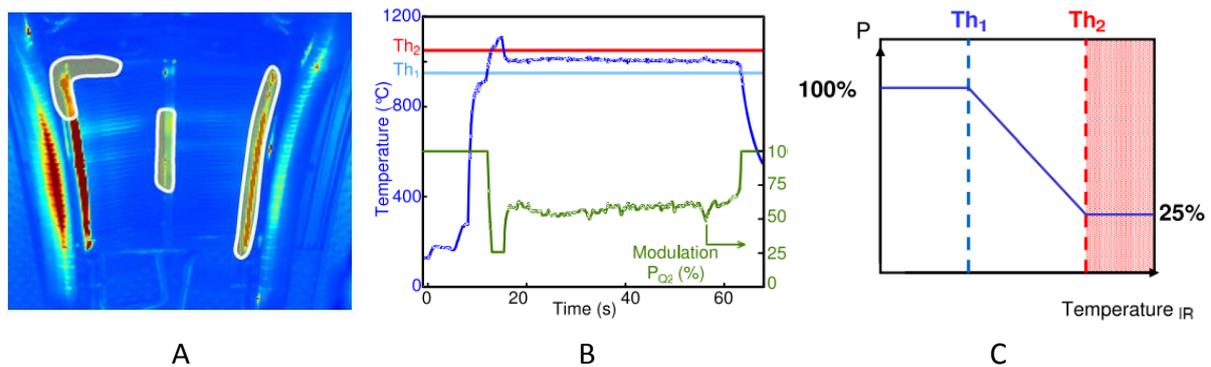


Figure I-21. A-Image infrarouge d'une antenne ICRH de Tore Supra avec ses ROI (Region of Interest) en contours blancs. B- Limitation de la puissance apportée en fonction de la température mesurée sur les ROI. C- Algorithme appliqué pour l'asservissement [Moreau 2007].

La Figure I-21 permet de décrire le fonctionnement de cet algorithme. Des zones d'intérêts (ROI) sont tracées sur les images de l'antenne ICRH observée. Deux seuils de température sont ensuite définis, lorsque la température mesurée sur les ROI dépasse le premier seuil la source de chauffage est modulée proportionnellement à la différence entre la température mesurée et la température seuil. Si la seconde température seuil est aussi franchie alors la puissance de chauffage injectée est limitée à 25% de la puissance initialement injectée [Moreau 2007]. Enfin, dans le cas de brusque montée de température (bien inférieure au temps de réponse des CFPs $\sim 0.7s$), il existe des algorithmes complémentaires qui prennent en compte à la fois la valeur de la température et la dérivée temporelle de cette variation.

Dans le cadre du projet WEST, le limiteur pompé toroïdal en carbone de Tore Supra va être remplacé par un divertor en tungstène [Missirlian 2014]. La présence d'un divertor supérieur et de structures portantes supplémentaires vont imposer des modifications sur l'installation du diagnostic infrarouge. Un ensemble de 3 diagnostics différents va être mis en place [Courtois 2014].

Le premier dispositif s'appuiera sur les six endoscopes déjà en place et précédemment présentés. Ces caméras permettront une surveillance de la totalité du divertor au travers de 2 lignes de visée avec un champ de vue 30° (cf. Figure I-22).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

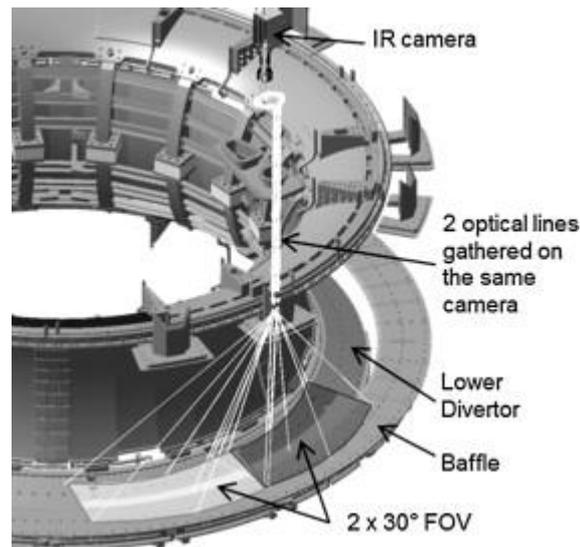


Figure I-22. Ligne de visée des endoscopes pour la surveillance du divertor bas [Courtois 2014].

Plusieurs types de caméras seront installés sur ces endoscopes :

- 4 ou 5 caméras classiques précédemment utilisées sur Tore Supra, fonctionnant à la longueur d'onde $4.3\mu\text{m}$ avec une fréquence d'acquisition de 50Hz.
- 1 caméra infrarouge rapide, fonctionnant dans la gamme $[1.5-5.1\mu\text{m}]$ avec une fréquence d'acquisition de 333Hz pour 640×512 pixels et pouvant aller jusqu'à 5kHz à 640×6 pixels.
- 1 caméra bicolore fonctionnant aux longueurs d'onde de 3.95 ($\Delta\lambda=100\text{nm}$) et $4.7\mu\text{m}$ ($\Delta\lambda=200\text{nm}$), avec une fréquence d'acquisition de 50Hz à 640×512 pixels. Cette fréquence d'acquisition peut être augmentée en mode fenêtré. Cette caméra bicolore est utilisée dans le cadre des mesures de température par pyrométrie active.

L'ensemble du dispositif permettra de mesurer des températures de surface dans une gamme de 340°C jusqu'à 3400°C avec une résolution spatiale comprise entre 4 et 5mm.

Le second dispositif comprend 5 nouveaux angles de vue dédiés à la surveillance des antennes de chauffage. Ce système permettra des mesures sur une gamme de température allant de 300 à 1800°C .

Le dernier dispositif utilisé est une visée tangentielle équipée de caméras classiques de type InSb, installée dans un port médian du tokamak. Cette visée permettra de surveiller la première paroi et le divertor haut (cf. Figure I-23).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

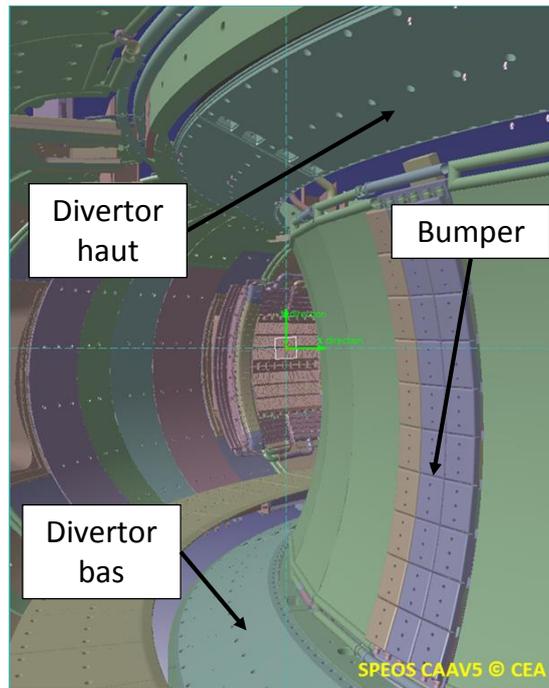


Figure I-23. Vue de la visée tangentielle sur WEST [Courtois 2014].

Le diagnostic infrarouge qui sera utilisé pour ITER est installé sur 4 ports Plugs équatoriaux. Chacun des ports est pris en charge par un ou plusieurs partenaires d'ITER. Le port en charge de l'Union Européenne sera composé de 3 lignes de visée. Deux lignes de visées horizontales ou tangentielles qui permettront de surveiller la première paroi et les antennes de chauffage (cf. Figure I-24). La dernière ligne de visée est verticale et permettra de surveiller le divertor [Salasca 2011]

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

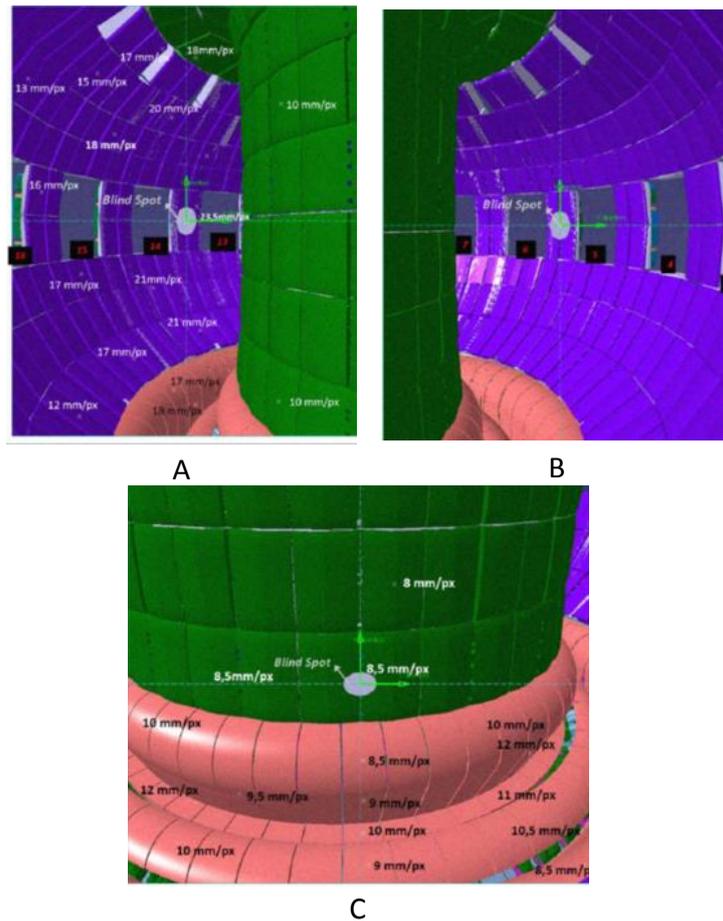


Figure I-24. Visées tangentielles horizontales (A et B). Visée verticale du divertor d'ITER (C) [Salasca 2011b].

Au niveau du divertor, compte tenu des flux attendus (10 à $20\text{MW}\cdot\text{m}^{-2}$), les résolutions spatiales attendues sont de l'ordre de $3\text{mm}/\text{pixels}$ pour mesurer des températures dans la gamme 200 - 3600°C avec des résolutions temporelles de l'ordre de 20ms [Reichle 2009].

La faible émissivité des matériaux métalliques impose non seulement une évaluation de ce paramètre mais aussi une prise en compte des flux réfléchis qui seront potentiellement plus important au fur et à mesure que l'émissivité sera basse. Plusieurs méthodes ont été développées afin de permettre cette prise en compte. Dans le cadre de cette étude, la mesure utilisant l'effet photothermique permet de réaliser une mesure indépendante de la présence d'un éventuel flux réfléchi et indépendamment de l'émissivité.

Le diagnostic infrarouge apparaît comme un enjeu majeur pour les tokamaks actuels et futurs pour améliorer la connaissance de l'interaction plasma paroi et garantir l'intégrité des composants face au plasma. Par la suite, différentes méthodes de mesure de température non intrusives sont présentées tout en mettant en avant leurs avantages et leurs limites.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

2 Mesures de température non intrusives

Dans de nombreux domaines industriels (métallurgie, aéronautique, automobile, etc. ...) et scientifique (nucléaire, échange énergétique, etc...) la mesure de température est essentielle tant pour caractériser les propriétés physique de la cible que pour en assurer la sécurité. La mesure de température basée sur la mesure du rayonnement émis permet une mesure non intrusive et à distance. Ces mesures sont réalisées par des caméras dont les performances offrent d'excellentes résolutions temporelles (de l'ordre de la microseconde) et spatiales (de l'ordre du micromètre). Toutefois pour réaliser une mesure de température fiable, il est important de connaître les propriétés thermo radiatives du matériau et de prendre en compte la contribution de flux venant de l'environnement et réfléchi par la cible. De plus la présence d'un milieu semi transparent sur la trajectoire du flux collecté par le dispositif de mesure peut considérablement modifier la température mesurée.

Par la suite, après avoir rappelé l'expression du flux lumineux partant d'une surface observée et comment les propriétés radiatives interviennent dans l'expression du flux collecté par les appareils de mesure de thermographie, différentes méthodes de mesure seront présentées avec leurs avantages et leurs inconvénients avec des solutions pour passer outre les problèmes rencontrés.

2.1 Expression du flux partant de la surface visée

La détection du flux émis par une surface opaque permet d'obtenir sa température. Ainsi l'expression du rayonnement directionnel monochromatique émis par un point à la surface d'un système à l'équilibre thermodynamique à la température T_0 s'écrit :

$$L_{\lambda}^e = \varepsilon'_{\lambda} L_{\lambda}^0(T_0) \quad (\text{I-19})$$

où ε'_{λ} représente l'émissivité directionnelle monochromatique de la surface étudiée et $L_{\lambda}^0(T_0)$ est la luminance du corps noir à la température T_0 . L'émissivité est un nombre compris entre 0 et 1 qui dépend de la nature du matériau (conducteur, isolant, semi-conducteur, etc ...) de son état de surface (rugosité) et de sa température..

La loi de Planck permet de relier le flux émis par un corps noir ($\varepsilon'_{\lambda}=1$) à sa température et à la longueur d'onde considérée. Son expression est la suivante :

$$L_{\lambda}^0(T_0) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T_0}\right) - 1} \quad (\text{I-20})$$

où C_1 et C_2 représentent les premières et seconde constantes radiatives ayant pour expression $C_1 = 1,1909.10^{-16} W.m^2.sr^{-1}$ et $C_2 = 1,4388.10^{-2} m.K$, pour une émission vers un milieu d'indice 1.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

L'expression (I-20) peut se simplifier dans le cadre de l'approximation de Wien :

$$L_{\lambda}^0(T_0) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T_0}\right)} \quad (\text{I-21})$$

Cette expression est valable avec une erreur inférieure à 1% lorsque la condition suivante est respectée :

$$\lambda T_0 \ll 3000 \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad (\text{I-22})$$

Il est à noter que le maximum de la loi de Planck est obtenu pour la valeur de la longueur λ_m :

$$\lambda_m = \frac{2898}{T_0} \mu\text{m} \quad (\text{I-23})$$

La relation (I-23) permet de mettre en évidence que plus une surface possède une température élevée plus son domaine d'émission va se déplacer vers les longueurs d'onde courtes. Typiquement pour les températures allant de l'ambiante au millier de degrés, le rayonnement émis se situe dans l'infrarouge (cf. Figure I-25).

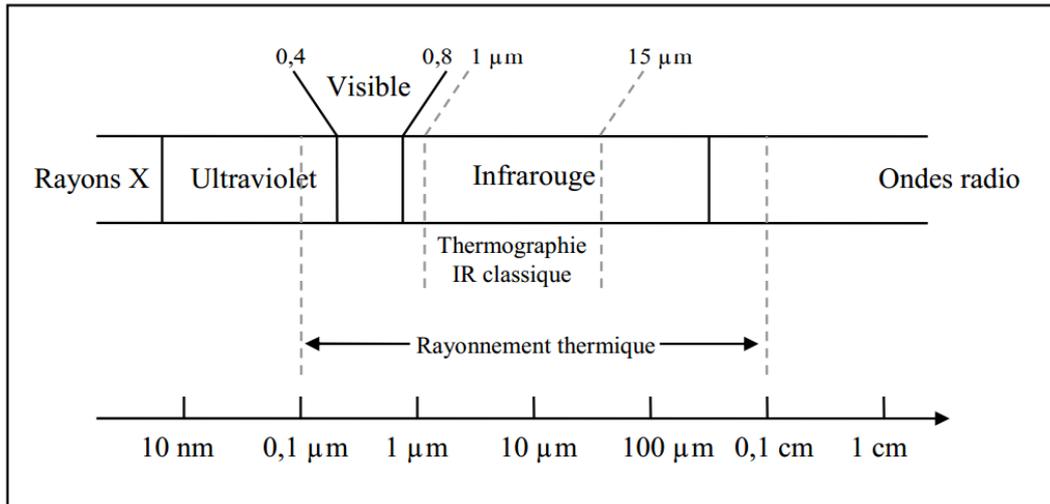


Figure I-25. Spectre du rayonnement.

Si on considère un point 0 d'une surface opaque à une température T_0 , l'expression du flux émis par un élément dS autour du point 0 dans la gamme de longueur d'onde $d\lambda$, est :

$$d^3\phi'^e = \varepsilon_{\lambda}'(\theta, \varphi, T_0) \cdot L_{\lambda}^0(T_0) \cdot \cos(\theta) \cdot dS \cdot d\Omega \cdot d\lambda \quad (\text{I-24})$$

où $d\Omega$ représente l'angle solide élémentaire d'émission, θ et φ les angles caractéristiques d'émission (cf. Figure I-26).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

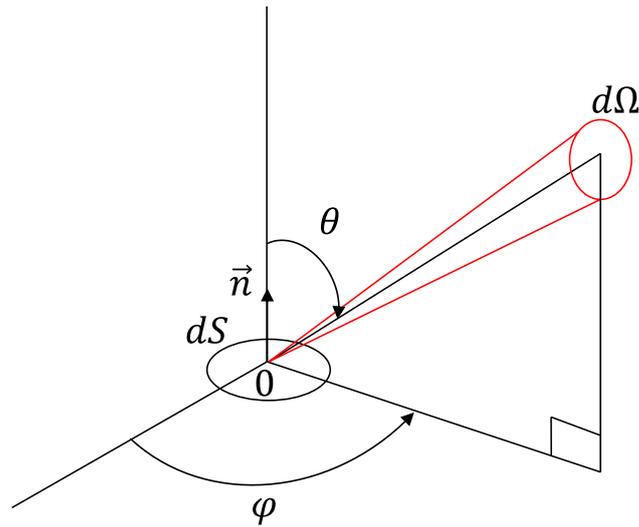


Figure I-26. Emission d'un élément de surface dS dans un angle solide $d\Omega$.

Un détecteur observant l'élément de surface dS recueille le rayonnement émis par cet élément de surface mais aussi le rayonnement venant de tout l'environnement et réfléchi par l'élément dS dans la direction de visée r du détecteur défini par les θ et φ vus précédemment (cf. Figure I-27):

$$d^3\phi^{rr} = \cos(\theta) \cdot dS \cdot d\Omega \cdot d\lambda \int_{\Omega} \rho_{\lambda}''(\vec{i}, \vec{r}, \lambda) \cdot L'_{\lambda_i} \cdot \cos(\theta_i) \cdot d\Omega_i \quad (\text{I-25})$$

où $\rho_{\lambda}''(\vec{i}, \vec{r}, \lambda)$ représente la réflectivité bidirectionnelle monochromatique, L'_{λ_i} la luminance du rayonnement incident sur l'élément de surface dS venant de l'environnement dans la direction \vec{i} , dans l'angle solide $d\Omega_i$ et qui sera intégré sur le demi-espace d'incidence (cf. Figure I-27).

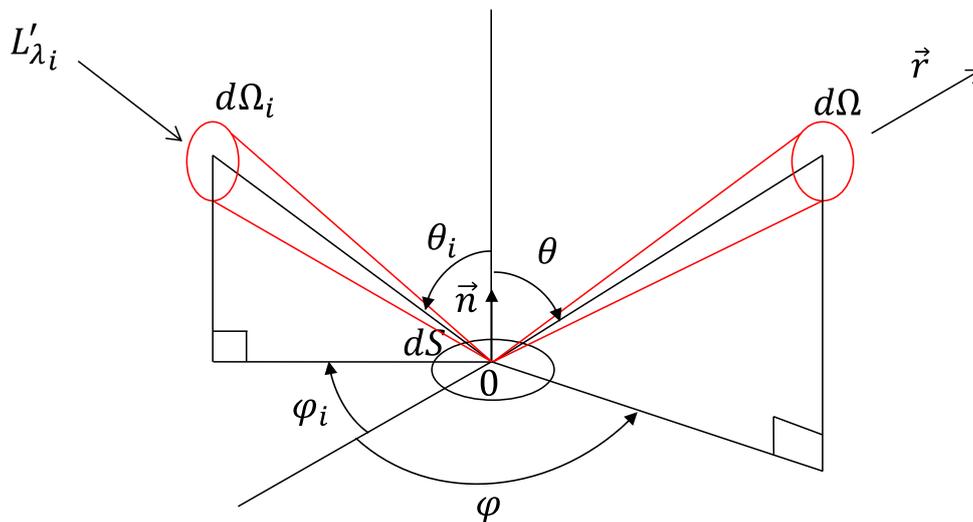


Figure I-27. Réflexion d'un élément de surface dS dans un angle solide $d\Omega$.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Dans le cas d'un rayonnement incident isotrope, la luminance L'_{λ_i} ne dépend plus de la direction \vec{i} , on peut alors introduire :

$$\rho_{\lambda, iso}'(\vec{r}) = \int_{\Omega} \rho_{\lambda}''(\vec{i}, \vec{r}, \lambda) \cdot \cos(\theta_i) \cdot d\Omega_i \quad (\text{I-26})$$

qui représente la réflectivité hémisphérique directionnelle monochromatique pour un rayonnement incident isotrope.

Pour des matériaux opaques, donc de transmittivité nulle, il est possible de relier la réflectivité hémisphérique directionnelle ci-dessus à l'émissivité directionnelle par la relation suivante [Mattei 2005]:

$$\rho_{\lambda, iso}' = 1 - \varepsilon_{\lambda}' \quad (\text{I-27})$$

Ainsi le rayonnement quittant l'élément de surface dS dans l'angle solide $d\Omega$ est la somme du rayonnement émis et du rayonnement réfléchi :

$$d^3\phi'^p = \cos(\theta) \cdot dS \cdot d\Omega \cdot d\lambda \cdot \left(\varepsilon_{\lambda}'(\theta, \varphi, T_0) \cdot L_{\lambda}^0(T_0) + \int_{\Omega} \rho_{\lambda}''(\vec{i}, \vec{r}, \lambda) \cdot L'_{\lambda_i} \cdot \cos(\theta_i) \cdot d\Omega_i \right) \quad (\text{I-28})$$

Dans le cas d'un rayonnement incident considéré comme isotrope, l'expression (I-28) se simplifie en :

$$d^3\phi'^p = \cos(\theta) \cdot dS \cdot d\Omega \cdot d\lambda \cdot (\varepsilon_{\lambda}' \cdot L_{\lambda}^0(T_0) + (1 - \varepsilon_{\lambda}') L'_{\lambda_i}) \quad (\text{I-29})$$

Remarque :

Pour rappel, un matériau soumis à un rayonnement incident peut absorber, transmettre ou réfléchir le rayonnement incident, cette conservation se traduit par la loi suivante :

$$\alpha_{\lambda}' + \tau_{\lambda}' + \rho_{\lambda}'^{\wedge} = 1 \quad (\text{I-30})$$

Ainsi de façon analogue à l'expression (I-27), dans le cas d'un matériau opaque de transmission nulle, l'expression (I-30) devient :

$$\alpha_{\lambda}' + \rho_{\lambda}'^{\wedge} = 1 \quad (\text{I-31})$$

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Le principe de réciprocité d'Helmetz (trajet inverse de la lumière) [Demont 1982] permet d'écrire la relation suivante :

$$\rho'_{\lambda} = \rho'_{\lambda,iso} \quad (I-32)$$

En regroupant les expressions (I-27), (I-31) et (I-32) il est alors possible de retrouver la loi de Kirchhoff-Draper :

$$\alpha'_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda}' \quad (I-33)$$

L'expression (I-31) montre que pour mesurer une température T_0 à partir d'un signal $d^3\phi^p$ mesuré par un détecteur il est nécessaire de connaître l'émissivité de la surface visée ainsi que la contribution radiative de l'environnement. Par la suite nous allons présenter différentes méthodes qui permettent de solutionner ces différents problèmes pour mesurer une température de surface.

2.2 Méconnaissance de l'émissivité

La connaissance de l'émissivité de la surface étudiée est essentielle pour mesurer une température de surface.

2.2.1 Mesure directe

2.2.1.1 Avec corps noir de référence

Cette méthode reprend la définition de l'émissivité donnée par la relation (I-19). La luminance émise $L'_{\lambda_{\text{échantillon}}}$ de l'échantillon étudié à la température T_{0_1} est mesurée et comparée avec la luminance émise $L_{\lambda_{cn}}^0$ par un corps noir ($\varepsilon=1$) dans les mêmes conditions expérimentales et à la même température T_{0_2} [Huetz-Aubert 1982]. Ainsi, l'émissivité s'exprime :

$$\varepsilon'_{\lambda} = \frac{KL'_{\lambda_{\text{échantillon}}}(T_{0_1})}{KL_{\lambda_{cn}}^0(T_{0_2})} \quad (I-34)$$

où K représente la constante de calibration de l'appareil de mesure.

Lors de la mesure directe de l'émissivité une fraction du flux venant de l'environnement se réfléchit sur l'échantillon. Ainsi, l'erreur sur l'émissivité décroît avec la température et augmente avec λ . Cette erreur est d'autant plus importante que l'émissivité est faible. Le Tableau I- 2 présente le pourcentage d'erreur sur la mesure d'émissivité due aux réflexions sur l'échantillon en fonction de la température, de la longueur d'onde et de l'émissivité pour

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

un environnement supposé noir à la température de 300K. Ce tableau met en évidence une erreur importante pour des longueurs d'onde élevées lorsque l'émissivité est faible. Ainsi lorsque la luminance émise par le matériau est trop faible à cause d'une température trop basse (<500K), une longueur d'onde éloignée du maximum de luminance du corps noir, d'une faible émissivité, il est plus efficace de déterminer la réflectivité du matériau [Huetz-Aubert 1982]. Un moyen de s'affranchir du flux réfléchi de l'environnement est de travailler dans un environnement refroidi [Hervé 2005].

| $\lambda(\mu\text{m})$ | $T_0=600\text{K}$ | | |
|----------------------------|-------------------|-----|----|
| | 2 | 5 | 10 |
| $\varepsilon'_\lambda=0,3$ | négligeable | 2 | 21 |
| $\varepsilon'_\lambda=0,7$ | négligeable | 0,9 | 9 |

Tableau I- 2. Pourcentage d'erreur sur la mesure d'émissivité, due à la réflexion sur l'échantillon, en fonction de la longueur d'onde et de la température pour différente émissivité, en supposant un environnement se comportant comme un corps noir à la température de 600K.

Cette méthode est utilisée pour mesurer l'émissivité de différents composants [Marinetti 2012] comme des micros circuits [Walach 2008], des alliages en titanes [Hagqvist 2013], des métaux plus courants comme l'acier, le cuivre ou l'aluminium [Martin 1980]. De même, cette technique a été utilisée pour mesurer des émissivités de composants en carbone à fibre de carbone employés pour les missions spatiales et qui est un matériau très proche de ceux utilisés pour les composants face au plasma dans les tokamaks [Balat-Pichelin 2006].

Le dispositif expérimental pour mesurer une émissivité (cf. Figure I-28) comprend les éléments suivants:

- Un échantillon chauffé à une température T_{0_1} .
- Un détecteur équipé d'un analyseur spectral.
- Un corps noir dont la température est fixée à T_{0_2} qui doit être à la même température que l'échantillon étudié.
- Un système optique pour collecter le flux émis.
- Un miroir pour mesurer le flux venant de l'échantillon et du corps noir sans modifier les conditions expérimentales.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

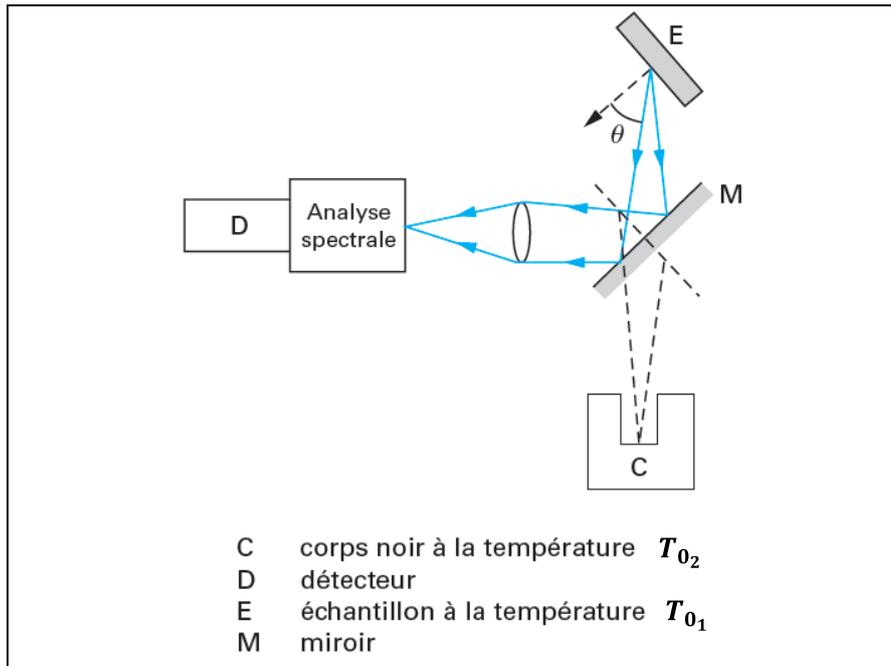


Figure I-28. Schéma du dispositif expérimental pour une mesure d'émissivité par comparaison avec un corps noir de référence [Hervé 2005].

Le principal avantage de la méthode de détermination de l'émissivité par comparaison avec un corps noir de référence est à la simplicité de mise en place. Elle s'adapte aussi à n'importe quel type de matériau et d'état de surface. Toutefois les deux températures doivent être strictement identiques pour déterminer l'émissivité avec fiabilité. En effet, l'expression de l'incertitude relative sur l'émissivité en fonction de l'incertitude sur les températures de l'échantillon et du corps noir :

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \left[\frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T_0}\right)}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T_0}\right) - 1} \right] \left(\frac{C_2}{\lambda T_0^2} \right) (\Delta T_{0_1} + \Delta T_{0_2}) \quad (\text{I-35})$$

L'erreur sur l'émissivité mesurée augmente aux courtes longueurs d'onde et aux faibles températures (cf. Figure I-29).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

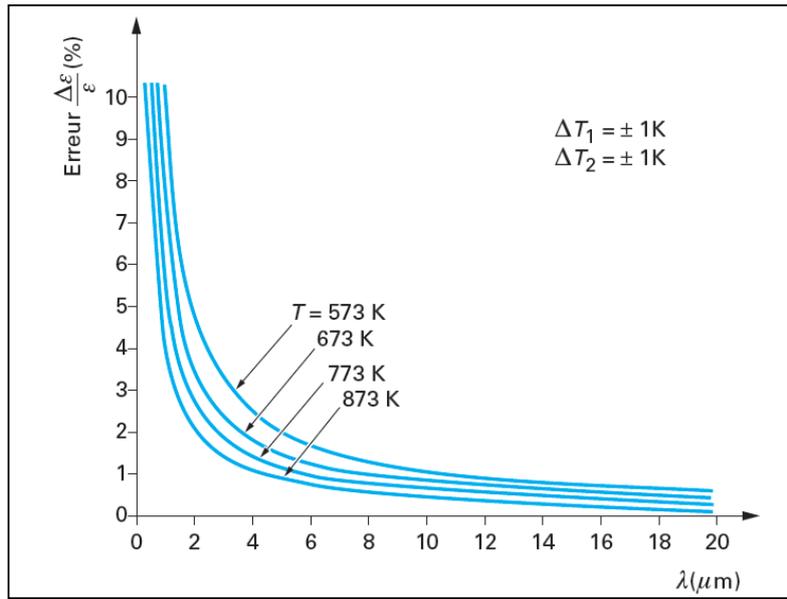


Figure I-29. Evolution de l'incertitude sur l'émissivité mesurée en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures de surface de l'échantillon [Hervé 2005].

Cependant, il est possible que la température du corps noir et celle de l'échantillon soient différentes, il est alors nécessaire d'effectuer la correction suivante :

$$\varepsilon'_\lambda = \frac{L'_{\lambda \text{échantillon}}(T_0)}{L_{\lambda \text{cn}}^0(T_1)} \times \frac{L_{\lambda \text{cn}}^0(T_1)}{L_{\lambda \text{cn}}^0(T_0)} \quad (\text{I-36})$$

Le premier terme de l'expression (I-36) est mesuré expérimentalement et le deuxième terme qui permet de corriger l'expression de l'émissivité est calculé en appliquant la loi de Planck aux températures mesurées.

2.2.1.2 Mesure sans référence en lumière polarisée

Cette méthode permet de mesurer l'émissivité monochromatique normale d'un matériau opaque et non diffusant. Cette technique qui ne nécessite pas de référence a été développée par [Hervé 1977]. Ainsi, il est possible d'utiliser les relations de Fresnel pour exprimer l'émissivité et la réflectivité pour des rayonnements polarisés perpendiculairement et parallèlement [Cabannes 1996] :

$$\rho_{\perp}'' = \left[\frac{\sin(\theta - r)}{\sin(\theta + r)} \right]^2 = 1 - \varepsilon'_{\perp} \quad (\text{I-37})$$

$$\rho_{\parallel}'' = \left[\frac{\tan(\theta - r)}{\tan(\theta + r)} \right]^2 = 1 - \varepsilon'_{\parallel} \quad (\text{I-38})$$

où θ représente l'angle d'incidence et r l'angle du réfracté.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Pour un angle d'émission $\theta = \frac{\pi}{4}$, il est possible d'écrire à partir des relations (I-37) et (I-38) la relation suivante qui permet de lier la réflectivité en rayonnement polarisé parallèle et perpendiculaire :

$$\rho_{\parallel}''\left(\frac{\pi}{4}\right) = \left(\rho_{\perp}''\left(\frac{\pi}{4}\right)\right)^2 \quad (\text{I-39})$$

Si on réalise alors 3 mesures de luminance en lumière polarisée (cf. Figure I-30) :

- Deux mesures à $\frac{\pi}{4}$: $L_{\lambda,\perp}\left(T_0, \frac{\pi}{4}\right)$ (notée L_A) et $L_{\lambda,\parallel}\left(T_0, \frac{\pi}{4}\right)$ (notée L_B)
- Une mesure à la normale : $L_{\lambda}(T_0, 0)$ (notée L_N)

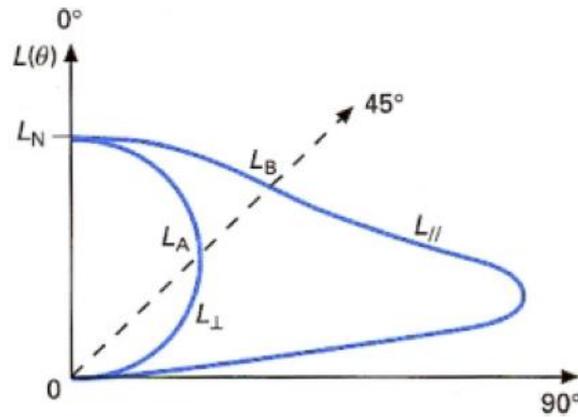


Figure I-30. Principe de mesure absolue de l'émissivité utilisant la polarisation du rayonnement émis [Cabannes 1996].

Avec ces trois mesures, il est possible d'exprimer un système à trois équations :

$$L_N = K \cdot \varepsilon_{\lambda}'(T_0, 0) \cdot L_{\lambda}^0(T_0) \quad (\text{I-40})$$

$$L_A = K \cdot \varepsilon_{\lambda,\perp}'\left(T_0, \frac{\pi}{4}\right) \cdot L_{\lambda}^0(T_0) = K \cdot \left(1 - \rho_{\lambda,\perp}''\left(T_0, \frac{\pi}{4}\right)\right) \cdot L_{\lambda}^0(T_0) \quad (\text{I-41})$$

$$L_B = K \cdot \varepsilon_{\lambda,\parallel}'\left(T_0, \frac{\pi}{4}\right) \cdot L_{\lambda}^0(T_0) = K \cdot \left(1 - \rho_{\lambda,\parallel}''\left(T_0, \frac{\pi}{4}\right)\right) \cdot L_{\lambda}^0(T_0) \quad (\text{I-42})$$

A partir de cet ensemble de trois équations il est possible d'extraire l'expression de l'émissivité normale en fonction des trois luminances mesurées :

$$\varepsilon_{\lambda}'(T_0, 0) = \frac{L_N}{L_A} \cdot \left(2 - \frac{L_B}{L_A}\right) = \frac{L_{\lambda}(T_0, 0)}{L_{\lambda,\perp}\left(T_0, \frac{\pi}{4}\right)} \cdot \left(2 - \frac{L_{\lambda,\parallel}\left(T_0, \frac{\pi}{4}\right)}{L_{\lambda,\perp}\left(T_0, \frac{\pi}{4}\right)}\right) \quad (\text{I-43})$$

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Donc la mesure du rapport de luminance permet de remonter jusqu'à la valeur de l'émissivité monochromatique normale. De plus en connaissant l'émissivité, il est alors possible à partir de l'expression (I-40) de remonter jusqu'à la température de la surface.

Cette méthode est particulièrement efficace avec les matériaux de faible émissivité (<0.05) mais il est nécessaire que la surface soit lisse (rugosité inférieure au μm [Hervé 2005]) et ne présente aucune couche d'oxyde. L'avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas de mesure de température ni de corps noir de référence. Il est toutefois important de faire attention à la précision sur la luminance mesurée car une erreur de 1% sur la mesure engendre une erreur de 4% sur l'émissivité [Rambure 2010]. Enfin cette méthode n'est pas toujours applicable dans un cadre industriel car il peut s'avérer impossible d'effectuer des mesures avec des angles différents.

2.2.2 Méthode indirecte

2.2.2.1 Mesure de la réflectivité

Pour déterminer l'émissivité monochromatique directionnelle, il est possible de mesurer la réflectivité directionnelle hémisphérique. Il est donc possible d'exprimer l'émissivité monochromatique normale en fonction de la réflectivité directionnelle hémisphérique du matériau [Seifter 2011] :

$$\varepsilon_{\lambda}^{\perp} = 1 - \rho_{\lambda}^{\circ} \quad (\text{I-44})$$

Ainsi, le rayonnement réfléchi par l'échantillon est déterminé dans tout l'hémisphère. Dans ce cadre, une sphère intégrante dont les parois doivent avoir un pouvoir réflecteur et diffusant élevée est utilisée. Les parois possèdent donc une rugosité importante pour que la réflexion soit la plus diffuse possible et sont recouvertes d'une fine pellicule d'or. La géométrie sphérique associée aux propriétés optiques des parois permettent à n'importe quel rayonnement frappant les parois de la sphère d'être converti en un rayonnement diffus. Ce rayonnement est alors mesuré par le détecteur [Hanssen 2001].

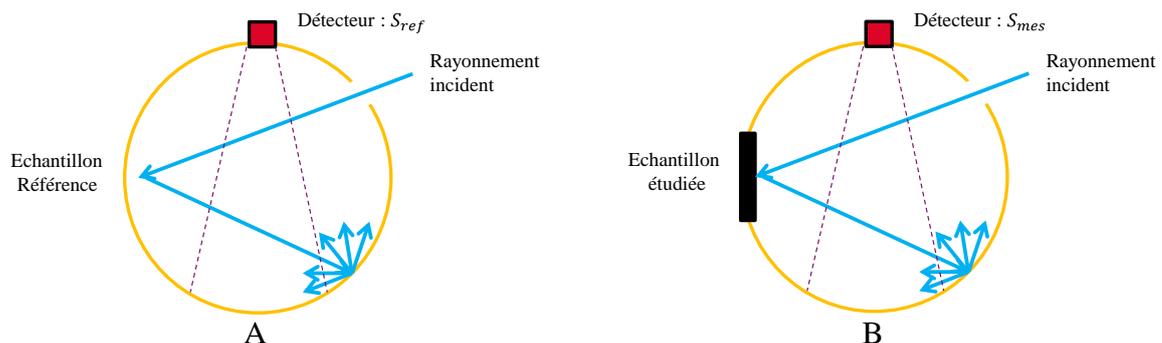


Figure I-31. Schéma d'une sphère intégrante avec la mesure sur un échantillon de référence (A) et la mesure sur un échantillon étudié (B).

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Dans un premier temps, une mesure S_{ref} est effectuée avec un échantillon de référence dont la réflectivité $\rho'_{\lambda,ref}$ est connue et ayant généralement des propriétés très proches de celles des parois de la sphère intégrante (cf. Figure I-31 A). Il est aussi possible d'utiliser un échantillon de référence différent mais de réflectivité connue [Hanssen 2007]. Cette mesure permet de déterminer le flux incident. Ensuite une mesure S_{mes} est effectuée avec l'échantillon étudié (cf. Figure I-31 B) lui aussi éclairé par le même rayonnement incident. Enfin, une dernière mesure est faite avec l'échantillon de référence sans rayonnement incident pour connaître la contribution de l'environnement S_{env} . Il suffit alors de faire le rapport entre le signal mesuré sur l'échantillon étudié et le signal mesuré sur l'échantillon de référence :

$$\varepsilon_{\lambda}^{\perp} = 1 - \rho'_{\lambda} = 1 - \rho'_{\lambda,ref} \cdot \frac{S_{mes} - S_{env}}{S_{ref} - S_{env}} \quad (I-45)$$

L'intérêt de cette méthode est de mesurer des émissivités faibles à des températures basses car il est possible d'éclairer l'échantillon avec une source puissante. La qualité de la mesure dépend grandement de la qualité du revêtement de la sphère intégrante. La mesure d'émissivité sera d'autant plus précise que les parois seront des diffuseurs isotropes avec une réflectivité élevée.

2.2.2.2 Méthode calorimétrique

La méthode d'estimation de l'émissivité hémisphérique totale mesure le flux de chaleur échangé entre deux surfaces de température connue ; il s'agit de mesure en émission. Dans ce cadre, un échantillon de surface extérieure S est chauffé à une température T par une résistance noyée/intégrée dans l'échantillon [Hervé 2005] qui est installé dans une enceinte aux parois noircies et maintenue sous un vide secondaire inférieur à 10^{-7} mbar (cf. Figure I-32). L'échantillon est maintenu sous vide afin d'éviter tout échange par convection. La paroi interne est maintenue à la température T_e avec de l'hélium ou de l'azote liquide.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

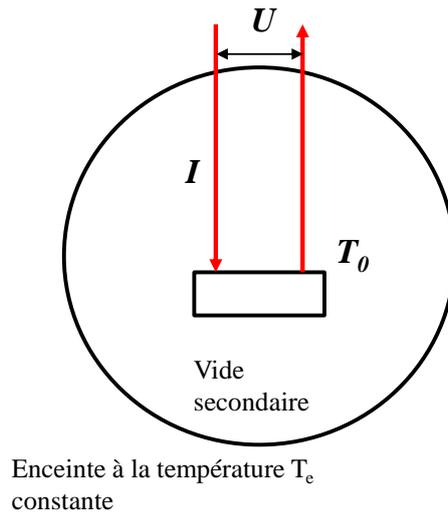


Figure I-32. Dispositif expérimental pour mesurer l'émissivité hémisphérique totale par méthode calorimétrique en émission [Fabron 2001].

L'émissivité est obtenue en considérant la puissance électrique injectée dans la résistance électrique pour maintenir l'échantillon à la même température alors que celui-ci échange avec son environnement. Ainsi la puissance électrique injectée s'exprime :

$$P_{elec} = UI = \varepsilon\sigma S(T_0^4 - T_e^4) \quad (I-46)$$

Il est possible d'en déduire la valeur de l'émissivité :

$$\varepsilon = \frac{P_{elec}}{\sigma S(T_0^4 - T_e^4)} \quad (I-47)$$

où σ représente la constante de Stefan.

La méthode repose sur deux hypothèses importantes. Tout d'abord l'environnement doit avoir une émissivité égale à 1 afin que la relation (I-46) soit toujours vérifiée. De même, la loi de Kirchhoff doit être vérifiée en grandeurs totales pour que l'émissivité et l'absorptivité totales de l'échantillon soient les mêmes. La précision de cette méthode est typiquement de l'ordre de 5% [Hervé 2005]. Ainsi l'expression de l'incertitude est la suivante [Fabron 2001]:

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta P_{elec}}{P_{elec}} - \frac{\Delta\sigma}{\sigma} - \frac{\Delta S}{S} - \frac{\Delta(T_0^4 - T_e^4)}{T_0^4 - T_e^4} \quad (I-48)$$

Les sources d'incertitude de la mesure viennent particulièrement de la précision sur la puissance électrique consommée en raison des pertes électriques et thermiques dans les fils qui amènent le courant. L'estimation de la température de l'environnement et celle de l'échantillon peuvent aussi être des sources d'incertitude si elles ne sont pas homogènes. Cette méthode est simple à mettre en œuvre mais elle n'est pas adaptée pour une mise en place sur

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

un tokamak. Son inconvénient majeur est la durée de stabilisation en température de l'échantillon qui peut prendre plusieurs heures.

Il est aussi possible de travailler avec une méthode calorimétrique en absorption [Rambure 2010]. Dans ce cas-là, le matériau reçoit un flux radiatif connu avec précision (corps noir) qu'il convertit en énergie interne. L'augmentation de température est alors mesurée en fonction du temps. L'échantillon est placé dans une enceinte tel que le rayonnement émis par l'échantillon soit réfléchi par les parois et réabsorbé par l'échantillon et que le rayonnement réfléchi par l'échantillon soit absorbé par les parois. Le bilan énergétique sur l'échantillon est alors :

$$\alpha\phi_{inc}dt = mC_p\Delta T \quad (I-49)$$

où m représente la masse de l'échantillon et C_p la capacité calorifique du matériau.

Ces deux grandeurs sont supposées connues. En étant à l'équilibre thermodynamique local, la loi de Kirchhoff est vérifiée et permet donc d'obtenir la valeur de l'émissivité. Pour réaliser la mesure, l'échantillon est placé dans une enceinte sous vide afin d'éviter le refroidissement par convection. Les parois de l'enceinte sont recouvertes d'un dépôt réfléchissant sélectif qui permet de réfléchir le rayonnement émis par l'échantillon et qui est réabsorbé par l'échantillon. En revanche le rayonnement venant de la source chauffante réfléchi par l'échantillon est absorbé par les parois de l'enceinte. Il est donc important de connaître le flux incident avec précision, c'est-à-dire connaître la température du corps noir, afin que le bilan énergétique soit vérifié.

2.2.2.3 Utilisation des lobes de réflexions

Cette méthode permet de déterminer l'émissivité monochromatique directionnelle et la température simultanément. Pour cela, le rayonnement émis et le rayonnement venant d'une source externe réfléchi par la surface sont étudiés. Pour un matériau lisse le lobe d'émission à une forme présentée Figure I-33-a. Ainsi selon l'état de surface du matériau le lobe de réflexion ne possède pas la même forme (cf. Figure I-33). La réflexion peut se faire dans une direction privilégiée (cf. Figure I-33-b) pour une surface spéculaire ou au contraire équitablement répartie dans l'hémisphère qui entoure la surface (cf. Figure I-33-d) pour une surface diffuse [Hervé 2012].

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

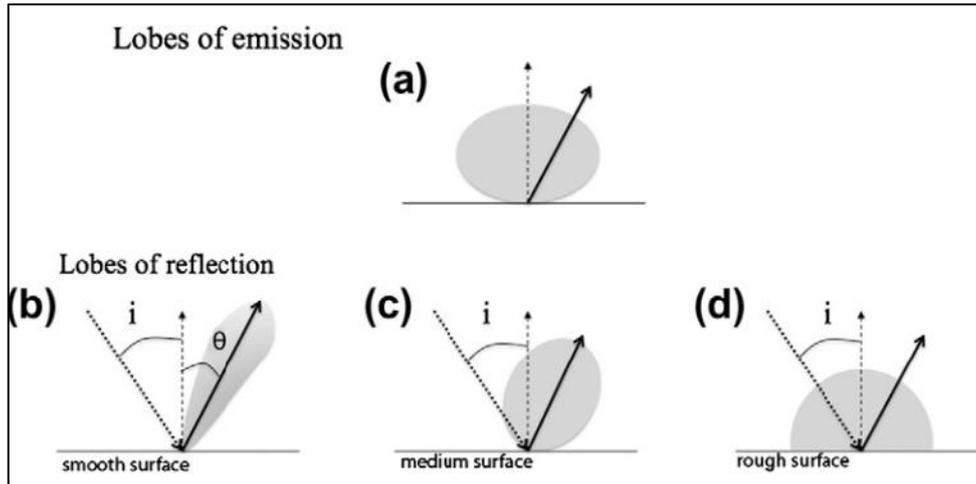


Figure I-33. Lobe d'émission (a) et lobes de réflexion pour différents états de surface (b-d) [Hervé 2012].

Les mesures en émission sont effectuées dans un plan défini par le rayonnement incident sur la surface et la normale à cette surface (cf. Figure I-34).

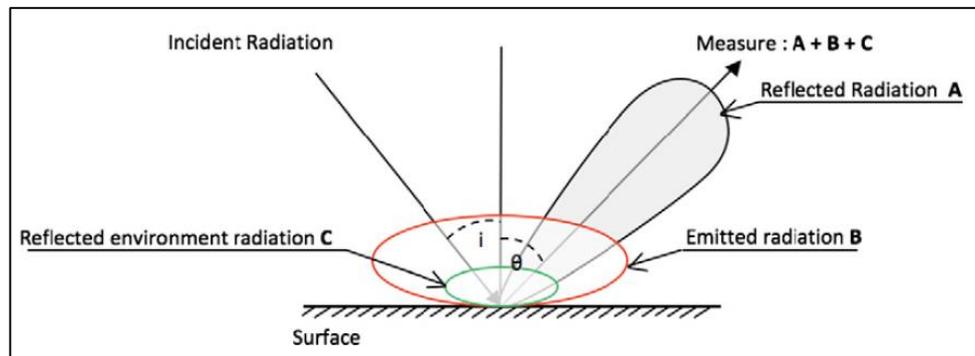


Figure I-34. Schéma des mesures en émission et en réflexion [Hervé 2012].

Toutefois, la totalité du rayonnement incident n'est pas réfléchi dans la direction d'observation. Ainsi la réflectivité dans la direction d'observation s'exprime :

$$\rho''_{\lambda}(\theta) = A_{\lambda}(\theta)(1 - \varepsilon'_{\lambda}) \quad (\text{I-50})$$

où $A_{\lambda}(\theta)$ représente la fraction de rayonnement réfléchi dans l'angle solide $d\Omega$ de mesure par rapport au rayonnement réfléchi dans l'hémisphère entourant la surface.

Ce facteur dépend de l'angle de mesure θ et de la forme du lobe de réflexion. Ainsi en effectuant une mesure uniquement du rayonnement partant, le rayonnement mesuré s'exprime sous la forme:

$$L_{partant} = K(\lambda)[\varepsilon'_{\lambda}L_{\lambda}^0(T_0) + (1 - \varepsilon'_{\lambda})L_{\lambda}^0(T_{env})] \quad (\text{I-51})$$

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

où $K(\lambda)$ et T_{env} représentent respectivement la réponse optique du système et la température de l'environnement.

En éclairant la surface étudiée avec un rayonnement incident venant d'une source à T_S le rayonnement supplémentaire mesuré s'exprime :

$$L_{ref} = K(\lambda)[A_\lambda(\theta)(1 - \varepsilon'_\lambda)L_\lambda^0(T_S)] \quad (I-52)$$

où T_S représente la température de la source du rayonnement incident qui est connue.

En effectuant des mesures à deux longueurs d'onde, on obtient un système de 4 équations à 5 inconnues, A_{λ_1} , A_{λ_2} , ε'_{λ_1} , ε'_{λ_2} et T_0 :

$$L_{emis_1} = K(\lambda_1)[\varepsilon'_{\lambda_1}L_{\lambda_1}^0(T_0) + (1 - \varepsilon'_{\lambda_1})L_{\lambda_1}^0(T_{env})] \quad (I-53)$$

$$L_{emis_2} = K(\lambda_2)[\varepsilon'_{\lambda_2}L_{\lambda_2}^0(T_0) + (1 - \varepsilon'_{\lambda_2})L_{\lambda_2}^0(T_{env})] \quad (I-54)$$

$$L_{ref_1} = K(\lambda_1)[A_{\lambda_1}(\theta)(1 - \varepsilon'_{\lambda_1})L_{\lambda_1}^0(T_S)] \quad (I-55)$$

$$L_{ref_2} = K(\lambda_2)[A_{\lambda_2}(\theta)(1 - \varepsilon'_{\lambda_2})L_{\lambda_2}^0(T_S)] \quad (I-56)$$

Pour résoudre ce système d'équation, il est nécessaire d'introduire une équation suivante :

$$A_{\lambda_1}(\theta) = A_{\lambda_2}(\theta) \quad (I-57)$$

En effet la fraction de flux réfléchi dans l'angle solide élémentaire de mesure ne dépend pas de la longueur d'onde à laquelle est faite la mesure (cf. Figure I-35).

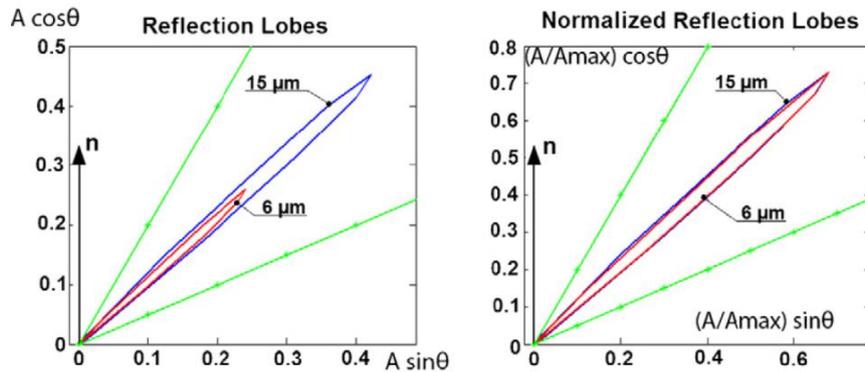


Figure I-35. Lobes de réflexions à 6µm et 15µm non-normalisé et normalisé [Hervé 2012].

En effet, les lobes normalisés montrent des formes identiques quelle que soit la longueur d'onde considérée. Dès lors il est possible de résoudre le système d'équations pour obtenir la valeur de l'émissivité aux deux longueurs d'onde de mesure et la valeur de la

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

température de surface. Il est important de choisir des longueurs d'onde de mesure éloignées l'une de l'autre afin de s'assurer que les équations sont bien indépendantes entre elles. Cette méthode est particulièrement efficace pour des matériaux opaques sous contraintes pour lesquels la valeur de l'émissivité peut évoluer au cours de l'étude. Néanmoins cette méthode est difficilement applicable dans le cadre de variations de température très rapide car il est nécessaire d'effectuer plusieurs mesures en émission et en réflexions ce qui n'est pas compatible avec les variations brutales de température.

2.2.2.4 Modulation de la température de l'objet et de l'environnement

Cette méthode utilise la pyrométrie modulée en émission et en réflexion pour pouvoir réaliser une mesure d'émissivité totale sans référence [Especel 1996]. En modulant la température T_0 de l'échantillon étudié à une fréquence f_1 et en effectuant un filtrage du signal mesuré par un pyromètre total pour ne conserver que la composante à la fréquence f_1 , le signal mesuré pour l'émission s'exprime alors :

$$S_E(f_1) = K(f_1)\varepsilon' S\sigma\widetilde{T}_0^4(f_1) \quad (\text{I-58})$$

où K représente la fonction de transfert de la détection infrarouge.

Une source infrarouge hémisphérique grise de température connue est utilisée pour créer l'environnement de l'échantillon. En modulant la température de la source infrarouge qui génère un rayonnement incident $\varphi_{incident}$ sur la surface étudiée à une fréquence f_2 , il suffit de filtrer la composante réfléchie du signal mesuré par le pyromètre total pour obtenir :

$$S_R(f_2) = K(f_2)\rho \varphi_{incident}(f_1) \quad (\text{I-59})$$

Si ces mesures sont réalisées sur deux surfaces notées respectivement 1 et 2, il est possible de générer un jeu de 4 équations en effectuant un filtrage des signaux mesurés :

$$\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2} = \frac{E_1}{E_2} \quad (\text{I-60})$$

$$\frac{\rho \varphi'_1}{\rho \varphi'_2} = \frac{R_1}{R_2} \quad (\text{I-61})$$

$$\varepsilon'_1 + \rho \varphi'_1 = 1 \quad (\text{I-62})$$

$$\varepsilon'_2 + \rho \varphi'_2 = 1 \quad (\text{I-63})$$

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Avec :

$$E = \frac{\|S_E(f_1)\|}{\|\widetilde{T}_0^4(f_1)\|} \quad (\text{I-64})$$

$$R = \|S_R(f_2)\| \quad (\text{I-65})$$

La résolution des équations permet d'obtenir la valeur des 4 inconnues ε'_1 , ε'_2 , $\rho \hat{\varepsilon}'_1$ et $\rho \hat{\varepsilon}'_2$ à partir des 4 mesures expérimentales E_1 , E_2 , R_1 et R_2 . Cette méthode de détermination de l'émissivité totale est une méthode absolue car elle ne nécessite pas l'utilisation de référence. Elle permet par ailleurs des mesures d'émissivité à basse température avec un matériel simple à mettre en place. Toutefois cette procédure demande un délai de traitement de mesure ce qui nuit à la rapidité de la méthode. Cette méthode permet aussi de déterminer l'émissivité et la réflectivité hémisphérique directionnelle individuellement mais il faut dans ce cas utiliser un échantillon de référence [Especel 1996].

2.3 Mesure du rapport d'émissivité

Cette méthode se propose de mesurer le rapport d'émissivité monochromatique directionnelle à deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 au lieu de mesurer l'émissivité monochromatique à une seule longueur d'onde. Le résultat peut alors être utilisé dans le cadre de mesure de température par une méthode de pyrométrie bichromatique. Cette méthode utilise la loi de Kirchhoff qui établit l'égalité entre l'absorptivité monochromatique d'un matériau et son émissivité monochromatique. Si la surface est éclairée avec un rayonnement laser monochromatique à une longueur d'onde λ_1 , une partie de la puissance P_{0,λ_1} est absorbée par la surface du matériau et va contribuer à l'élévation de sa température ΔT_1 [De Witt 1972]:

$$\Delta T_1 = C \cdot \alpha'_{\lambda_1} \cdot P_{0,\lambda_1} \quad (\text{I-66})$$

où C est une constante de proportionnalité indépendante de la longueur d'onde [De Witt 1972]. Les mesures s'effectuent à l'état stationnaire en considérant l'échantillon comme thermiquement épais dans un environnement à une température très petite devant celle de l'échantillon.

En travaillant avec une deuxième longueur d'onde pour le rayonnement incident, il est possible d'établir l'expression d'un rapport d'absorptivité à chacune des deux longueurs d'onde :

$$\frac{\alpha'_{\lambda_1}}{\alpha'_{\lambda_2}} = \frac{\Delta T_1 \cdot P_{0,\lambda_2}}{\Delta T_2 \cdot P_{0,\lambda_1}} \quad (\text{I-67})$$

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Les mesures sont réalisées dans les mêmes conditions géométriques pour les deux longueurs d'onde (cf. Figure I-36) et les variations de températures ΔT_1 et ΔT_2 sont suffisamment faibles pour exprimer le signal au premier ordre. Le signal est mesuré avec un pyromètre monochromatique fonctionnant à la longueur d'onde λ_0 suffisamment éloignée des deux longueurs d'onde d'excitation λ_1 et λ_2 pour éviter que les signaux réfléchis aux deux longueurs d'onde excitatrices ne soient mesurés par le pyromètre.

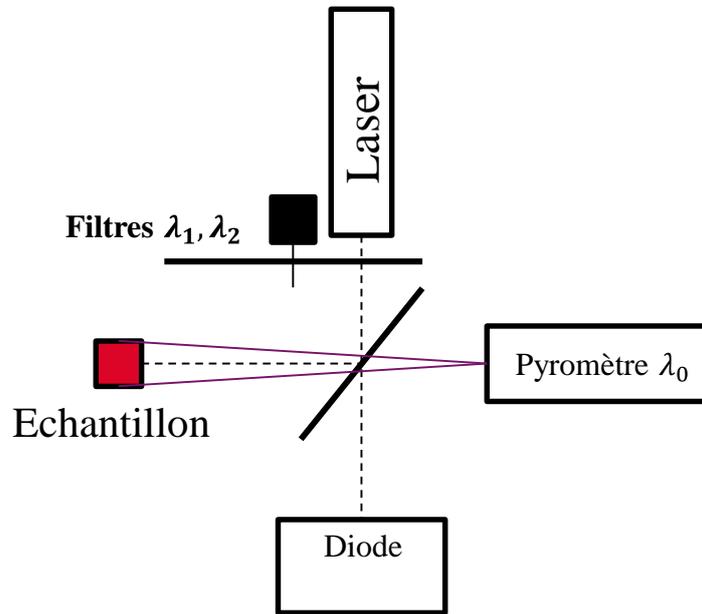


Figure I-36. Schéma du dispositif expérimental pour réaliser la mesure du rapport d'émissivité.

Ainsi le signal mesuré par le pyromètre en absence de source perturbatrice s'écrit :

$$S_{\lambda_0} = K_{\lambda_0} \cdot \varepsilon'_{\lambda_0} L_{\lambda_0}^0(T) \quad (\text{I-68})$$

où K_{λ_0} représente la fonction de transfert du détecteur infrarouge.

Si la variation de température créée par le laser à la longueur d'onde λ_1 est suffisamment faible, alors la variation relative de signal mesurée par le détecteur à la longueur d'onde λ_0 s'exprime dans le cadre de l'approximation de Wien :

$$\frac{\Delta S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_1}} = \frac{C_2}{\lambda_0 T_0^2} \cdot \Delta T_1 \quad (\text{I-69})$$

L'énergie incidente du laser est mesurée à chacune des deux longueurs d'onde par une diode positionnée face à la source laser. La réponse de la diode est donc proportionnelle à la puissance laser à la longueur d'onde considérée :

$$U = K_d P_{0,\lambda} \quad (\text{I-70})$$

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

où K_d représente la constante de calibration de la diode, dépendant de la longueur d'onde.

En utilisant la relation (I-69) pour la variation de température et la relation (I-70) pour exprimer le rapport d'énergie incidente alors il est possible d'exprimer le rapport d'absorptivité et par conséquent le rapport d'émissivité à partir de l'équation (I-67) avec T_1 et T_2 les température initiales de l'échantillon avant d'être éclairé aux deux longueurs d'onde :

$$\frac{\alpha'_{\lambda_1}}{\alpha'_{\lambda_2}} = \frac{U_2 \frac{\Delta S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_1}} T_2^2}{U_1 \frac{\Delta S_{\lambda_2}}{S_{\lambda_2}} T_1^2} \quad (\text{I-71})$$

Pour réaliser cette mesure il est nécessaire que la température initiale de l'échantillon étudié soit la même avant qu'il soit éclairé successivement aux deux longueurs d'onde. Dans ce cas-là, la relation $T_1 = T_2$ est vérifiée ainsi que $S_1 = S_2$; dès lors l'expression précédente se simplifie en:

$$\frac{\alpha'_{\lambda_1}}{\alpha'_{\lambda_2}} = \frac{U_2 \Delta S_{\lambda_1}}{U_1 \Delta S_{\lambda_2}} \quad (\text{I-72})$$

Il est donc possible d'exprimer le rapport d'émissivité à partir de la mesure de l'absorptivité du matériau étudié. Toutefois cette méthode nécessite de créer une source laser aux longueurs d'onde de la détection.

2.4 Augmentation de l'émissivité

Pour mesurer une température de surface, il est aussi intéressant de procéder à une augmentation de l'émissivité de la surface étudiée afin de minimiser l'erreur sur l'émissivité. A la suite de multiples réflexions [Ono 1982] [Ishii 1998] [Prokhorov 2010] des cavités réfléchissantes placées autour de l'échantillon peuvent permettre d'atteindre des émissivités apparentes très proches de 1. Lorsque c'est possible, l'émissivité de la surface peut également être augmentée par ajout d'un revêtement émissif

2.4.1 Utilisation d'une demi-sphère réfléchissante

L'utilisation d'une demi-sphère réfléchissante permet d'induire des multiples réflexions du rayonnement partant de l'échantillon sur les parois de la demi-sphère recouverte d'un dépôt spéculaire très réfléchissant (proche de 1) et de s'approcher des conditions d'étude avec un corps noir à la température de la surface étudiée [Bedford 1988] [Papini 1994]. Le système

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

se compose donc d'un hémisphère refroidi avec une ouverture dans sa partie supérieure pour la mesure et/ou la visualisation de la surface étudiée d'émissivité propre ε (cf. Figure I-37).

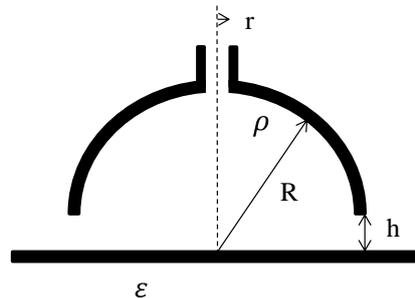


Figure I-37. Grandeur géométriques intervenant dans le calcul de l'émissivité apparente [Bedford 1988].

Plusieurs modèles ont été proposés pour calculer la valeur de l'émissivité apparente à partir des paramètres de l'hémisphère intégrante [Drury 1951] [Bedford 1988]. Ainsi l'expression développée par [Drury 1951] permet d'exprimer l'émissivité apparente en fonction des paramètres géométriques de la demi-sphère réfléchissante présentée sur la Figure I-37 :

$$\varepsilon_{\text{apparente}} = \frac{\varepsilon}{\left[1 - \rho(1 - \varepsilon) \left(1 - \frac{r^2 + h^2}{R^2}\right)\right]} \quad (\text{I-73})$$

où ρ représente la réflectivité des parois de l'hémisphère, r le rayon de l'ouverture au sommet, R le rayon de la demi-sphère et h la distance minimale entre l'hémisphère et la surface étudiée.

Cette expression met en évidence l'effet des multiples réflexions sur l'augmentation de l'émissivité apparente $\varepsilon_{\text{apparente}}$ par rapport à l'émissivité propre du matériau étudié

En traçant l'évolution de l'émissivité apparente pour plusieurs paramètres géométriques en fonction de l'émissivité propre de la surface étudiée, il est possible d'identifier la valeur d'émissivité propre pour laquelle l'application d'une demi-sphère intégrante est particulièrement efficace :

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

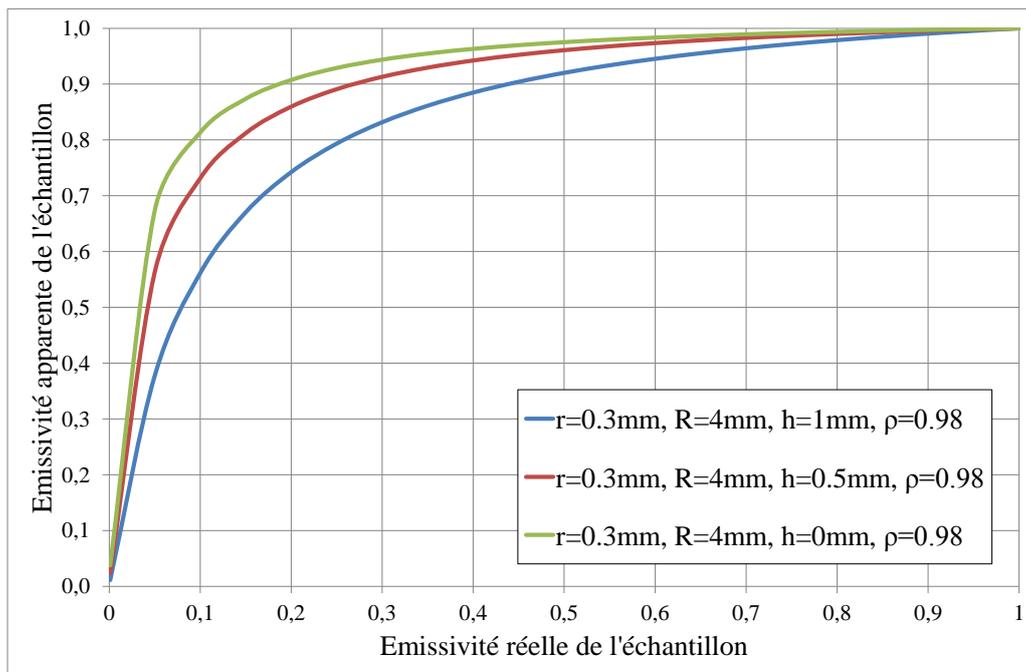


Figure I-38. Evolution de l'émissivité apparente du matériau en fonction de son émissivité propre pour différents paramètres.

Le tracé permet de mettre en évidence que l'utilisation d'une demi-sphère réfléchissante est particulièrement efficace pour des émissivités propres supérieures à 0.3 puisque l'émissivité apparente devient alors supérieure à 0.9. Néanmoins pour des émissivités faibles l'augmentation de l'émissivité apparente demeure importante puisque dans le cas d'une demi-sphère positionnée à 0.5mm de la surface étudiée l'émissivité augmente de 0.1 à 0.75. Ainsi, l'utilisation de deux plaques métalliques dont les parois sont recouvertes d'un dépôt d'or permet de diminuer considérablement la dépendance de l'émissivité apparente par rapport à la distance entre les doubles plaques et la surface [Krapez 1990]. L'utilisation d'une demi-sphère réfléchissante peut se révéler particulièrement utile pour des mesures réalisées par pyrométrie bichromatique. En effet elle permet d'augmenter l'émissivité apparente du matériau par rapport à son émissivité propre et dans le cadre de mesure bichromatique de faire tendre le rapport d'émissivité apparente vers 1. Par conséquent, la température de couleur tend à se rapprocher de la température réelle [Hernandez 1991].

2.4.2 Utilisation d'un dépôt émissif

Il existe plusieurs techniques pour augmenter l'émissivité de la surface étudiée, chacune dépend de la nature du support et des conditions dans lesquelles la mesure de température doit être effectuée. L'objectif est d'avoir une émissivité la plus proche de 1 (en toute rigueur il est impossible d'avoir une émissivité strictement égale à 1). Par la suite sont présentées différentes méthodes de dépôt émissif qui permettent de modifier l'état de la surface du matériau étudié afin d'en augmenter son émissivité. Par ailleurs, il est aussi possible

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

d'augmenter l'émissivité de matériaux extrêmement purs en effectuant un dopage du matériau par introduction d'impuretés [He 2009].

2.4.2.1 Peinture d'émissivité élevée

L'utilisation d'un dépôt de peinture permet dans le cadre industriel et en particulier l'aéronautique d'effectuer des mesures de température précises lorsque l'émissivité de la peinture est bien connue. En effet, l'incertitude relative sur la mesure température est minimisée lorsque l'incertitude relative sur l'émissivité est diminuée en augmentant la valeur de l'émissivité. Ainsi l'émissivité des peintures HE6 et HE23 développées par Rolls-Royce est supérieure à 0.88 pour des températures de surface supérieure à 900°C entre 1.5µm et 8.3µm [Brandt 2008].

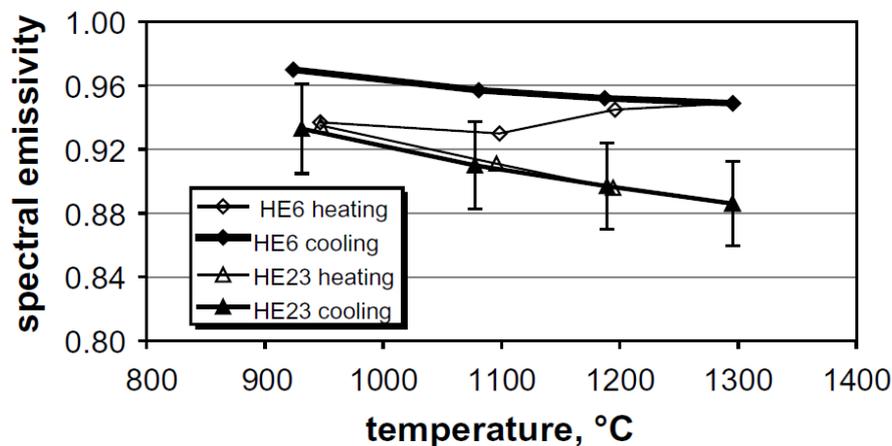


Figure I-39. Mesure de l'émissivité spectrale normale à la longueur d'onde 0.9µm pour les peintures HE6 et HE23 [Brandt 2008].

Toutefois il est important de prendre en considération les effets des peintures sur les échanges thermiques en surface de la pièce revêtue ainsi que l'évolution de l'émissivité en fonction de l'angle d'incidence de la mesure [Brandt 2008]. En effet, une couche supplémentaire sur le substrat rajoute une résistance thermique et modifie les transferts thermiques [Maillet 2000] [Raghu 2006].

2.4.2.2 Autre dépôts émissifs

Il existe d'autres dépôts émissifs qui permettent d'augmenter l'émissivité de la surface du matériau. Ainsi la Figure I-40 présente différents type de dépôt avec la gamme de longueur d'onde pour laquelle le dépôt est efficace.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Tableau III. – Substances dont le facteur d'émission ϵ est supérieur à 0,9 en couches relativement minces.

| Substance | T °C | Épaisseur ⁽¹⁾ | | λ_{min} μm | λ_{max} μm | ϵ_{min} |
|---|---------|--------------------------|---------------------|-----------------------|-----------------------|------------------|
| | | μm | g . m ⁻² | | | |
| Noir d'or (suis obtenue par évaporation sous azote pur, densité \approx 0,002 de l'or massif) | < 80 | 18 | 0,75 | 1,5 | 13 | 0,95 |
| | < 80 | 24 | 1,00 | 0,5 | 15 | 0,95 |
| | < 80 | 30 | 1,25 | | 19 | 0,95 |
| Noir de platine (dépôt électrolytique) | | | 20 | 0,9 | 24 | 0,96 |
| | | | 1200 | | 20 | 0,93 |
| Noir de fumée (combustion fuligineuse de l'essence de térébenthine) | | 70 | 30 | 6 | 20 | 0,90 |
| | | 130 | 60 | 7 | 50 | 0,90 |
| Peinture noire (noir de fumée + liant organique) | < 120 | | 2,5 | 0,4 | 11 | 0,95 |
| | < 120 | 20 | 5 | | 18 | 0,95 |
| | < 120 | | 10 | | 25 | 0,95 |
| Noir de fumée + silicate de soude | | 13 | 40 | 5 | 20 | 0,94 |

(1) Les nombres de la deuxième colonne caractérisent l'état de dispersion du matériau.

Figure I-40. Tableau présentant les différents types de dépôt avec leurs propriétés [Desvignes 1981].

Pour que le procédé soit efficace, le revêtement déposé sur la surface doit être toléré par le matériau sans que les conditions expérimentales et en particulier la température ne soient dégradées [Desvignes 1981]. L'utilisation de dépôt permettant d'augmenter l'émissivité de la surface peut s'avérer une méthode complémentaire de l'utilisation d'une demi-sphère-intégrante. Dans un premier temps le dépôt émissif permet d'augmenter l'émissivité du matériau afin de dépasser la valeur seuil d'émissivité propre à partir de laquelle l'utilisation de la demi-sphère intégrante est particulièrement efficace [Perez 1991].

2.5 Mesure du flux réfléchi

Lorsqu'une mesure de température est réalisée par pyrométrie classique (monochromatique et bichromatique), en présence de flux réfléchi il est impossible de séparer la contribution du flux réfléchi de celle du flux émis dans le flux collecté. Le principe de la méthode décrite est de mesurer la contribution de l'environnement supposé uniforme avec un pyromètre de référence pour ensuite soustraire cette contribution au pyromètre qui observe la surface étudiée.

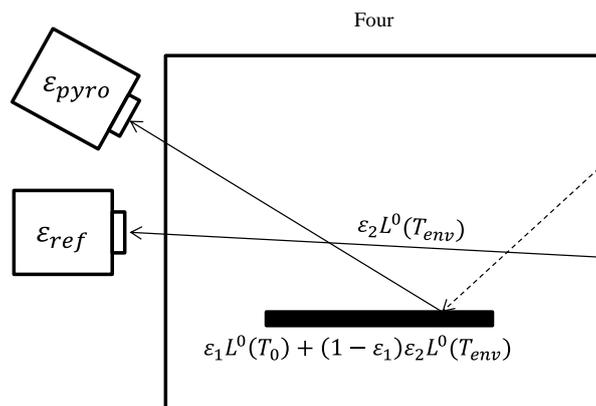


Figure I-41. Schéma du dispositif de mesure du flux réfléchi utilisant deux pyromètres [Rooney 1982].

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Pour cette méthode, l'émissivité ε_1 de la surface observée est supposée connue et l'émissivité du four ε_2 est supposée égale à 1, les deux pyromètres utilisés ont la même réponse caractéristique et les surfaces sont observées à travers le même angle solide élémentaire [Rooney 1982]. La différence de réponse entre les deux pyromètres s'exprime alors :

$$L_{mes} = \frac{\varepsilon_1 L^0(T_0)}{\varepsilon_{pyro}} + \frac{(1 - \varepsilon_1)\varepsilon_2 L^0(T_{env})}{\varepsilon_{pyro}} - \frac{\varepsilon_2 L^0(T_{env})}{\varepsilon_{ref}} \quad (I-74)$$

où ε_{pyro} et ε_{ref} sont respectivement les valeurs ajustables par l'utilisateur de l'émissivité des surfaces observées par chacun des pyromètres.

Pour soustraire la contribution du rayonnement réfléchi au rayonnement total collecté, après avoir ajusté $\varepsilon_{pyro} = \varepsilon_1$ il faut ajuster l'émissivité du pyromètre de référence de la façon suivante :

$$\varepsilon_{ref} = \frac{\varepsilon_{pyro}}{1 - \varepsilon_1} \quad (I-75)$$

Il existe d'autres méthodes pour estimer la contribution du flux réfléchi pour la mesure de température. Il est ainsi possible d'utiliser un échantillon de référence qui réfléchit le rayonnement venant des parois du four (cf. Figure I-42) vers un pyromètre dédié (dit 'de référence').

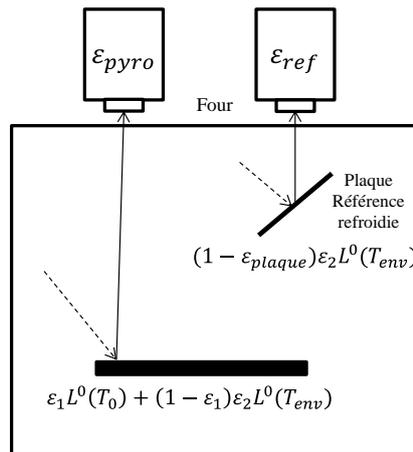


Figure I-42. Dispositif de compensation du flux réfléchi avec un échantillon de référence refroidi [Rooney 1979].

La plaque de référence possède une émissivité très proche de celle de l'échantillon. En étant refroidie elle permet au pyromètre de référence de collecter un flux dominé par le rayonnement réfléchi. L'émissivité utilisée pour l'analyse du signal du pyromètre de référence doit être ajustée de la façon suivante pour compenser la contribution du flux réfléchi :

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

$$\varepsilon_{ref} = \varepsilon_{pyro} \frac{1 - \varepsilon_{plaq}}{1 - \varepsilon_1} \quad (I-76)$$

Une autre méthode utilisée consiste à positionner un tube face au pyromètre de référence. Ce tube est en équilibre thermique avec le four et constitue donc un corps noir dont la température peut être mesurée.

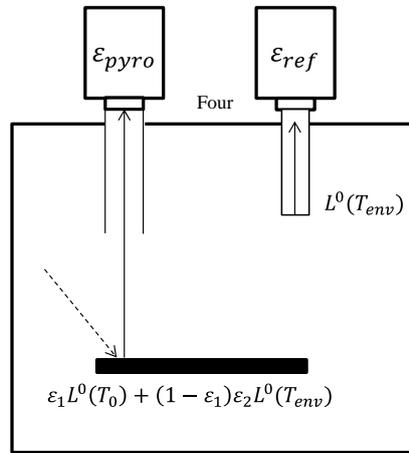


Figure I-43. Dispositif de compensation du flux réfléchi avec un tube de référence [Rooney 1982].

Dans ce cas-là, l'émissivité de la surface visée par le pyromètre de référence est ajustée suivant la formule suivante:

$$\varepsilon_{ref} = \frac{\varepsilon_{pyro}}{(1 - \varepsilon_1) \varepsilon_2} \quad (I-77)$$

Pour cette méthode, l'estimation de la contribution du flux réfléchi reste relativement imprécise. En effet, il est nécessaire de connaître l'émissivité des parois du four en plus de celle de la surface étudiée, ce qui est rarement le cas. De plus cette méthode n'est pas efficace si les parois du four n'ont pas une émissivité homogène. Dans le cadre de mesure en tokamak, cette méthode apparait difficilement adaptable aux conditions expérimentales.

2.6 Mesure de température par pyrométrie monochromatique

2.6.1 Pyrométrie monochromatique dans l'infrarouge

La mesure de température par pyrométrie monochromatique consiste à mesurer la luminance émise par un objet au travers d'un filtre spectral étroit centré sur la longueur d'onde d'étude. La luminance collectée par le détecteur face à une surface d'émissivité spectrale directionnelle ε'_λ à une température T_0 , pour la pyrométrie de surface à haute température où la température de l'environnement est suffisamment faible pour négliger les réflexions du flux venant de l'environnement sur l'échantillon, s'exprime alors :

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

$$L_{\lambda}(T_r) = \varepsilon'_{\lambda} L_{\lambda}^0(T_0) \quad (\text{I-78})$$

La température de luminance T_r est la température du corps noir ayant la même luminance que la source (collectée par le détecteur) dans les mêmes conditions d'observation. En remplaçant les expressions de la luminance par la loi de Planck, il est alors possible d'exprimer la température réelle de la surface en fonction de la température de luminance et de l'émissivité du matériau :

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{T_r} + \frac{\lambda}{C_2} \ln(\varepsilon'_{\lambda}) \quad (\text{I-79})$$

Cette expression montre que la température de luminance est toujours inférieure à la vraie température de l'objet observé. Il est donc nécessaire de corriger la température de luminance avec l'émissivité de la cible. La Figure I-44 permet de montrer la différence de température entre la température de luminance et la vraie température du matériau en fonction de l'émissivité. La différence entre les deux températures s'accroît avec l'augmentation de la température de la cible. Pour une température réelle de surface de 1500°C, la température de luminance est seulement de 700°C si l'émissivité est de 0.1. Il est donc important d'avoir une connaissance précise de l'émissivité du matériau étudié [Papini 1994].

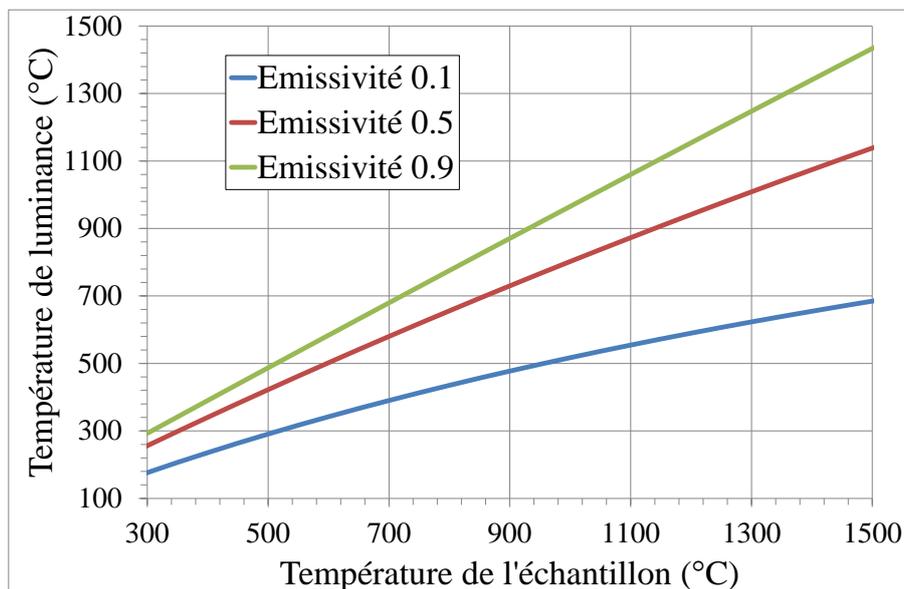


Figure I-44. Température de luminance mesurée en fonction de la température vraie de l'objet observé pour différentes valeurs d'émissivité pour la longueur d'onde 3µm.

Pour optimiser la qualité de la mesure, le choix de la longueur d'onde est crucial, il doit être fait en fonction des conditions de mesure :

- Dans le domaine spectral où l'émission spectrale du corps noir est proche du maximum, en particulier dans le cas de faible température à mesurer.
- Dans le domaine spectral où l'émissivité monochromatique est la plus importante.
- Dans le domaine spectral où l'absorption de l'atmosphère est la plus faible.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

La combinaison de ces trois contraintes doit guider le choix des longueurs d'onde de détection.

La courbe de transmission de l'atmosphère (cf. Figure I-45) permet de mettre en évidence plusieurs gammes de longueurs d'onde utilisable dans le cadre de la thermographie infrarouge. Les caméras infrarouges travaillent donc dans les gammes 3-5 μm et 8-12 μm qui offrent une transmission maximale de l'atmosphère. Les molécules d' H₂O et de CO₂ présentent dans l'atmosphère absorbent le rayonnement provenant de la scène thermique à certaine longueur d'onde. Sur la bande de 2.5 à 2.8 μm et au-delà de 14.2 μm , le CO₂ et l'H₂O absorbent le rayonnement. Pour la bande de 4.2 à 4.4 μm , le rayonnement est absorbé par le CO₂ et pour la bande de 5.5 à 7.3 μm par l'H₂O [Pajani 1989].

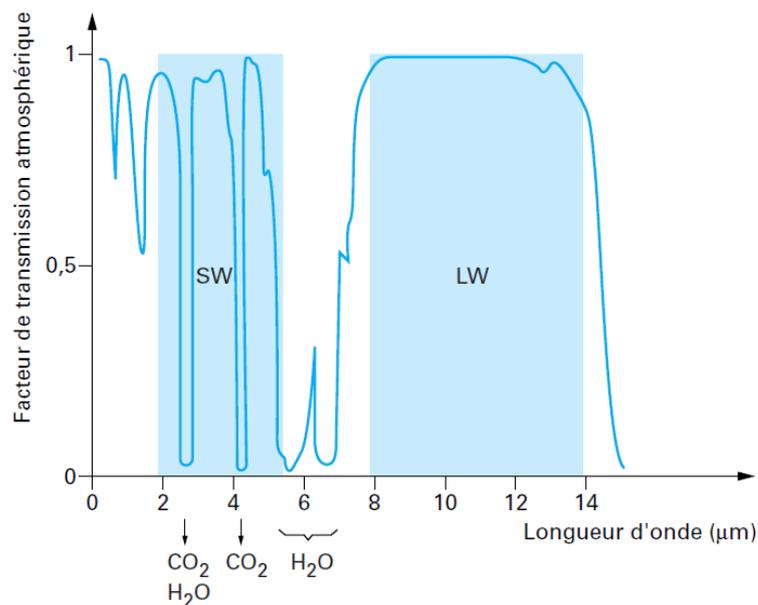


Figure I-45. Transmission de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde à une distance de 30m, à 300K, avec le positionnement des caméras thermiques ondes courtes (SW de 2 à 5.5 μm) et ondes longues (LW de 8 à 14 μm) [Pajani 2001].

A partir de l'équation (I-79), l'incertitude sur la température mesurée en fonction de l'incertitude sur l'émissivité s'exprime :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda}{C_2} T \left(\frac{\Delta \varepsilon'_\lambda}{\varepsilon'_\lambda} \right) \quad (\text{I-80})$$

L'expression (I-80) met en évidence que l'incertitude sur la température est directement proportionnelle à la longueur d'onde. En travaillant à de courtes longueurs d'onde il est donc possible de réduire cette incertitude. C'est à partir de ce constat que la pyrométrie s'est développée dans l'ultraviolet particulièrement pour les matériaux de faible émissivité où l'incertitude sur l'émissivité est importante.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

2.6.2 Pyrométrie monochromatique dans l'ultraviolet

La pyrométrie monochromatique possède plusieurs avantages dans le cadre de la mesure de température de surface de matériaux métalliques. Les courtes longueurs d'ondes permettent de considérablement diminuer l'incertitude sur la température mesurée. De plus, l'émissivité des matériaux métalliques (fer, aluminium, cuivre, etc...) augmente lorsque la longueur d'onde diminue [Touloukian 1970]. L'avantage majeur de cette méthode est la forte croissance de la sensibilité de la mesure à la température dans l'ultraviolet [Hervé 1996]. En effet, l'analyse des courbes de Planck aux températures de 800 et 1000°C montre que le flux émis est multiplié par 10 pour une longueur d'onde de 1µm, longueur d'onde la plus courte à laquelle un pyromètre conventionnel travaille, et est multiplié par 1000 pour une longueur d'onde de 0.3µm, en sachant qu'en dessous de 0.2µm l'atmosphère commence à devenir opaque (cf. Figure I-46) [Hervé 1997].

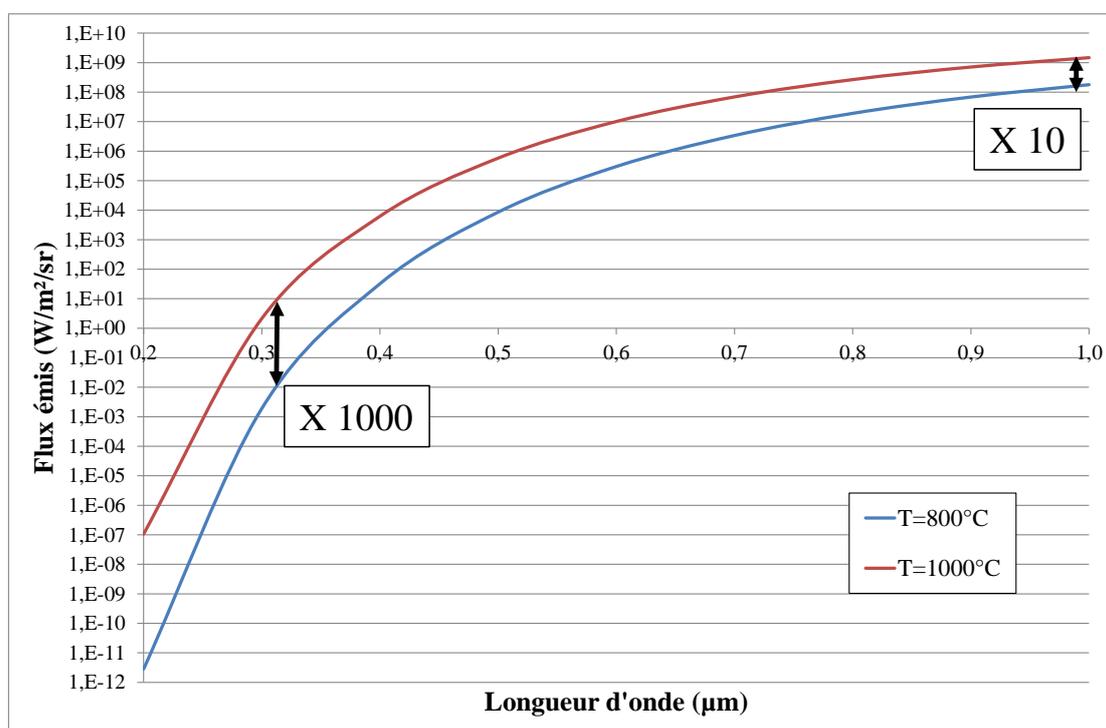


Figure I-46. Courbes de Planck à 800°C et 1000°C.

L'autre intérêt de travailler dans l'ultraviolet est de diminuer la sensibilité de la mesure à la valeur de l'émissivité. Cette grande sensibilité à courtes longueurs d'onde signifie que pour une même variation de signal, la variation de température observable est beaucoup plus faible dans l'ultraviolet que dans l'infrarouge. Ainsi à 0.3µm, pour avoir une variation de la luminance émise de 5%, la température doit varier de 1.2°C contre 4°C à une longueur d'onde de 1µm. Le grand intérêt de cette méthode est aussi d'être peu sensible à la valeur de l'émissivité. Par conséquent cette méthode est particulièrement intéressante dans le cadre de la mesure de température de matériaux métalliques. En effet, pour de faible émissivité, l'erreur sur l'émissivité peut être importante. La Figure I-47, présente la température qui serait

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

mesurée à partir de la luminance émise par une cible à une température de 750°C avec une émissivité de 0.4. Plusieurs émissivités sont considérées à différentes longueurs d'ondes. La température mesurée à une longueur d'onde située dans l'ultraviolet dépend très peu de l'émissivité puisque la température reste très proche de 750°C bien que l'émissivité soit comprise entre 0.2 et 0.6. En revanche, dans l'infrarouge ($\lambda=5\mu\text{m}$), la température peut être surestimée jusqu'à 1100°C pour une émissivité considérée égale à 0.2 et sous-estimée à 600°C pour une émissivité de 0.6. Un autre avantage de cette méthode est qu'elle est bien moins sensible à la présence de flux réfléchis que ce qui pourrait être le cas avec des mesures réalisées dans l'infrarouge [Hervé 1996]. Le principal inconvénient est la faible quantité de photons collectée par les détecteurs ultraviolets. Néanmoins des tubes photomultiplicateurs permettent d'obtenir suffisamment de signal pour réaliser une mesure, de plus comme le système utilisé est purement numérique de l'acquisition jusqu'au traitement des données, la dynamique offerte par la pyrométrie dans l'ultraviolet est préservée. Ainsi l'industriel qui exploite la pyrométrie ultraviolet annonce une mesure de température possible à partir de 500°C jusqu'au-delà de 3000°C avec erreur inférieure à 1% sur la mesure quel que soit la cible [Hervé 1996] [Lasur]. La durée d'une mesure va de la microseconde jusqu'à la minute.

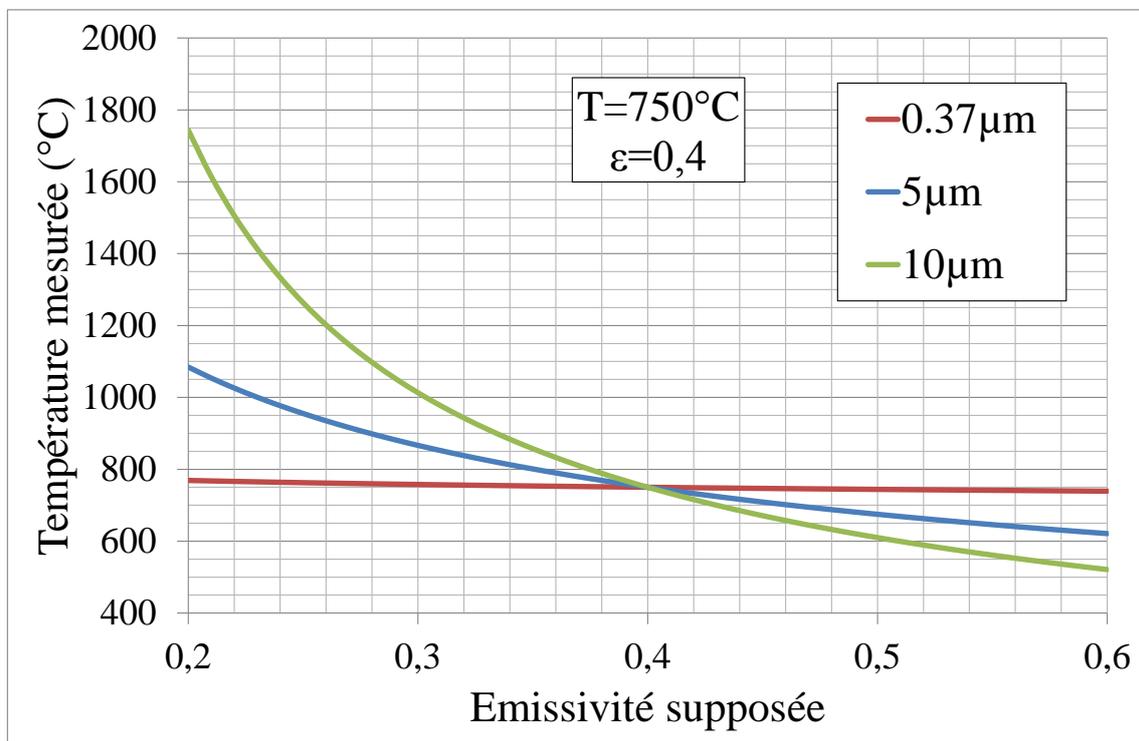


Figure I-47. Température mesurée pour différente valeur de l'émissivité, avec une température de référence de 750°C et une émissivité de 0.4.

Des expériences menées en laboratoire sur des mesures de températures à l'échelle micrométrique ont aussi été réalisées dans le domaine de l'ultraviolet. Les mesures étaient effectuées à trois longueurs d'ondes comprises entre $0,37\mu\text{m}$ et $0,41\mu\text{m}$ afin de s'affranchir de la fonction de transfert du système de mesure en effectuant le rapport des signaux entre eux [Pierre 2008]. À de telles longueurs d'onde, le niveau d'énergie étant faible, c'est le comptage

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

de photon qui est privilégié. L'émission photonique obéit à des lois statistiques de type loi de Poisson, l'espérance et la variance du signal sont donc étudiés pour remonter à la température [Pierre 2007]. Les températures ont été mesurées en stationnaire à des valeurs supérieures ou égales à 1000°C avec une incertitude de l'ordre de 5% pour des temps de comptage de photon compris entre une et trois millisecondes [Pierre 2008].

Des mesures de température du même type ont été effectuée en transitoire devant un corps noir avec aussi un comptage des photons sur une durée de 10 millisecondes. La Figure I-48 présente l'évolution temporelle de la température mesurée par les modèles à deux et trois bandes en fonction de la température de référence mesurée par thermocouples. Cette étude a mis en évidence que les températures mesurées sont proches de la température de référence uniquement au-delà de 1000°C [Rodiet 2011].

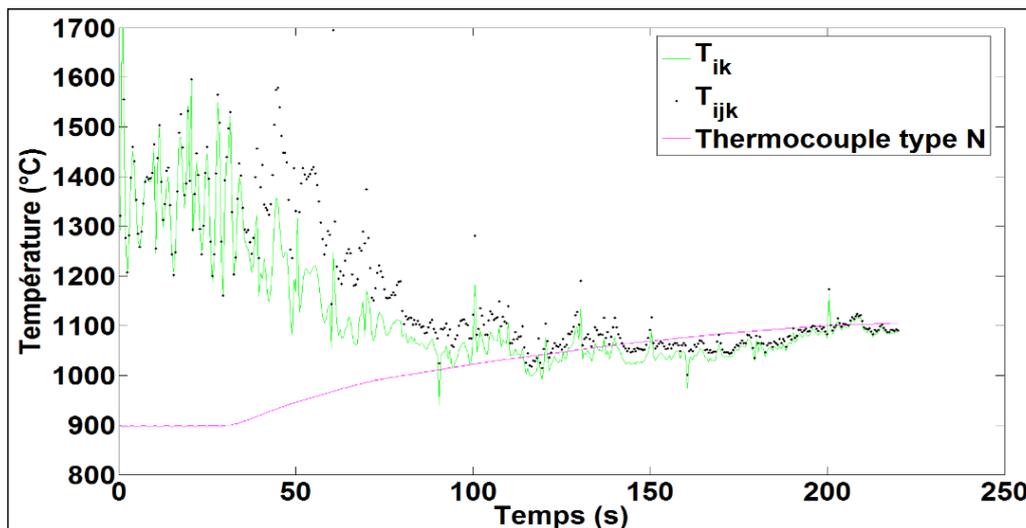


Figure I-48. Mesure de température en régime transitoire par les thermocouples et par des modèles deux bandes (T_{ik}) et trois bandes (T_{ijk}) [Rodiet 2011].

2.7 Mesure de température par pyrométrie bichromatique

La pyrométrie bichromatique est une méthode simple à mettre en œuvre puisqu'elle consiste à réaliser deux mesures monochromatiques à λ_1 et λ_2 . Cette méthode est pratique dans le cas où l'émissivité de la cible varie au cours de la mesure ou bien lorsque la surface étudiée est plus petite que la surface observée, ainsi la mesure de température se rapportera au point le plus chaud de la source observée [Ferdinand 2003] [Cabannes 1990]. Le principal avantage de la méthode bichromatique est d'être peu sensible aux caractéristiques géométriques du montage ainsi cette méthode est intéressante lorsque la source est petite [Cabannes 1990] Cette méthode est particulièrement utilisée pour mesurer la température de métaux [Beckwith 1982], de particule de charbon [Godoy 1997], dans les tokamaks [Li 2000], le domaine spatial [Bransteter 1966] ou bien l'étude du comportement de freins à disque à

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

phase de freinage [Kasem 2010] [Thevenet 2010]. La température est déterminée à partir du rapport des deux signaux monochromatiques [Kirenkov 1959] :

$$\frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}} = K \frac{\varepsilon'_{\lambda_1} L_{\lambda_1}^0(T_0)}{\varepsilon'_{\lambda_2} L_{\lambda_2}^0(T_0)} \quad (\text{I-81})$$

où K est la constante de calibration du système optique.

A partir de cette expression, la température mesurée s'exprime :

$$T = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left(\frac{S_{\lambda_1} \varepsilon'_{\lambda_2} \frac{1}{K} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5}{S_{\lambda_2} \varepsilon'_{\lambda_1}} \right)} \quad (\text{I-82})$$

La température de couleur est la température du corps noir donnant le même rapport de signaux, l'expression de la température mesurée en fonction de la température de couleur et du rapport d'émissivité est la suivante :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_c} + \frac{A}{C_2} \ln \left(\frac{\varepsilon_{\lambda_1}}{\varepsilon_{\lambda_2}} \right) \quad (\text{I-83})$$

où la constante A s'exprime en fonction des longueurs d'onde de mesure sous la forme :

$$A = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (\text{I-84})$$

La température de couleur peut aussi s'exprimer en fonction des températures de rayonnement mesurées aux deux longueurs d'onde de détection :

$$\frac{1}{T_c} = A \left[\frac{1}{\frac{1}{\lambda_1 T_{r1}} - \frac{1}{\lambda_2 T_{r2}}} \right] \quad (\text{I-85})$$

L'importance du rapport d'émissivité apparaît à travers l'équation (I-83). En effet si l'hypothèse d'un corps gris pour le matériau étudié est vérifiée alors le rapport d'émissivité est égal à 1 et l'égalité se simplifie puisque la température mesurée est égale à la température de couleur. Cette hypothèse est souvent faite dans le domaine de la métallurgie [Svet 1972]. Néanmoins, si le choix de deux longueurs d'onde proche l'une de l'autre apparaît comme un choix pertinent dans un premier temps, la conséquence est un rapport de signaux peu sensible à la température. Ainsi la Tableau I-3 présente le rapport entre deux mesures bichromatiques réalisées à 900K et 1000K dans la gamme infrarouge de 1-5 μ m et cela pour différents couples de longueurs d'onde. La variation de mesure la plus importante est observée pour le couple de

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

longueurs d'onde choisies aux extrêmes de la gamme étudiée. En revanche si les longueurs d'onde choisies sont proches l'une de l'autre alors la sensibilité du rapport en fonction de la température est considérablement réduite, en particulier si les longueurs sont éloignées du visibles.

| | | | | | | | |
|-------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| λ_1 (μm) | 1 | 1 | 1 | 2 | 2 | 3 | 4 |
| λ_2 (μm) | 2 | 3 | 5 | 3 | 5 | 5 | 5 |
| Sensibilité | 2,22 | 2,89 | 3,54 | 1,30 | 1,59 | 1,22 | 1,08 |

Tableau I-3. Rapport de mesures bichromatique entre 1000K et 900K pour différents couples de longueurs d'onde dans la gamme 1-5 μm .

L'expression de l'erreur sur la température mesurée en fonction du rapport d'émissivité et des longueurs d'onde utilisées s'exprime :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T_0}{C_2} \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \left(\frac{\Delta \varepsilon'_{\lambda_1}}{\varepsilon'_{\lambda_1}} - \frac{\Delta \varepsilon'_{\lambda_2}}{\varepsilon'_{\lambda_2}} \right) \quad (\text{I-86})$$

Si cette formule est appliquée pour différents couples de longueurs d'onde, il est à noter que plus les longueurs d'onde sont rapprochées, plus la mesure devient sensible à la valeur du rapport d'émissivité. Pour un même rapport d'émissivité estimé, l'erreur sur la mesure de température devient plus importante si les longueurs d'onde sont proches que si elles ont été choisies éloignées (cf. Figure I-49). Finalement, si le rapport d'émissivité n'est pas connu avec précision, il est préférable d'éloigner les deux longueurs d'onde de mesure afin de bénéficier à la fois d'une bonne sensibilité de la mesure à la température et d'une faible dépendance du rapport d'émissivité.

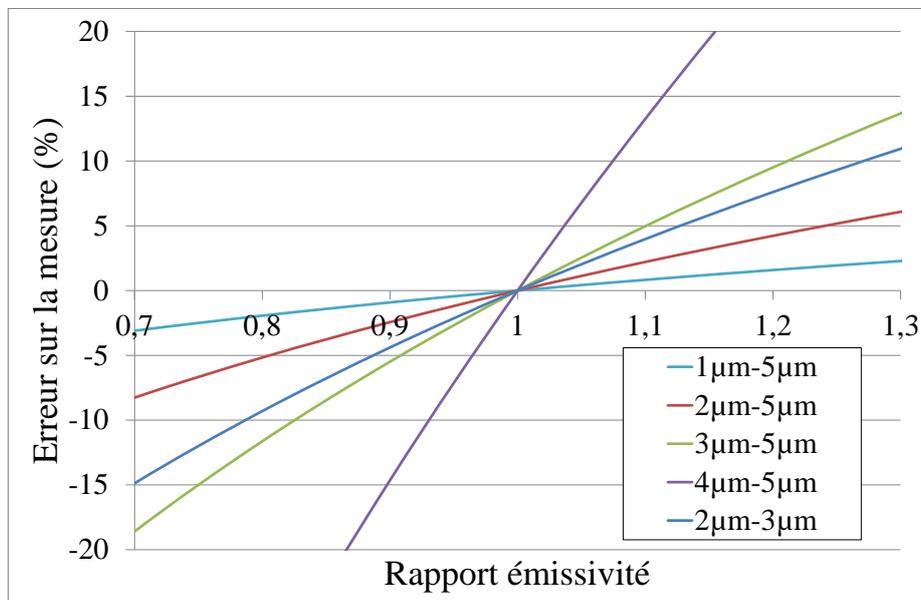


Figure I-49. Erreur sur la mesure de température en fonction du rapport d'émissivité avec un rapport d'émissivité de référence de 1.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Pour réaliser une mesure de température par pyrométrie bichromatique, la connaissance du rapport d'émissivité est nécessaire. L'hypothèse la plus classique est de supposer que les deux émissivités aux deux longueurs d'onde de détection sont égales entre elles (hypothèse de corps gris). Ainsi, le choix des longueurs d'onde doit assurer un compromis entre diminuer la sensibilité de la température à une erreur sur l'estimation des émissivités en éloignant les longueurs d'onde ou rapprocher les longueurs d'onde pour valider l'hypothèse d'un corps gris [Krapez 2011].

L'intérêt de la pyrométrie bichromatique est d'avoir à disposition deux mesures monochromatiques à chacune des deux longueurs d'onde de détection en plus de la combinaison de ces deux mesures qui permet d'avoir une mesure bicolore. Ces trois mesures permettent d'avoir trois températures qui théoriquement devraient être les mêmes. Si ce n'est pas le cas, l'analyse de ces mesures et l'ajustement des émissivités par un processus itératif doit permettre de faire converger ces températures mesurées vers une même valeur. Ainsi, l'intérêt de la méthode bicolore réside surtout dans l'utilisation des trois mesures qu'elle permet d'obtenir.

Certains algorithmes dits de « compensation » sont parfois utilisés pour permettre une correction de la valeur de la température de couleur en fonction des longueurs d'onde de détection [Tsai 1990] [Madura 2004] [Svet 2005]. Parmi ces algorithmes, le plus utilisé est l'algorithme de Folley :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_m} + \frac{A}{C_2} \left[(1 - K_f \lambda_1) \ln \varepsilon'_1 - (1 - K_f \lambda_2) \ln \varepsilon'_2 \right] \quad (\text{I-87})$$

avec T_m qui s'écrit :

$$\frac{1}{T_m} = A \left[\frac{1 - K_f \lambda_1}{\lambda_1 T_{\lambda_1}} - \frac{1 - K_f \lambda_2}{\lambda_2 T_{\lambda_2}} \right] \quad (\text{I-88})$$

La constante K_f est ajustée de face à ce que le terme entre crochet dans l'équation (I-87) soit nul, l'expression suivante est alors obtenue :

$$\frac{\ln \varepsilon'_1}{\ln \varepsilon'_2} = \frac{1 - K_f \lambda_2}{1 - K_f \lambda_1} \quad (\text{I-89})$$

L'algorithme de Watari exprime la température mesurée de la façon suivante :

$$\frac{1}{T} = \frac{K_1}{T_{r1}} + \frac{K_2}{T_{r2}} \quad (\text{I-90})$$

Avec K_1 et K_2 qui s'expriment respectivement par :

$$K_1 = \frac{1}{1 - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^3} \quad (\text{I-91})$$

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

$$K_2 = \frac{1}{1 - \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^3} \quad (\text{I-92})$$

Il existe d'autres algorithmes tels que le « ratio with offset (RWO) », le « linear spectral-ratio (LSR) » ou « l'inverse spectral ratio (ISR) » [Tsai 1990]. Ces algorithmes sont choisis en fonction du type d'échantillon étudié et des conditions expérimentales. Toutefois ces algorithmes ne compensent pas la contribution d'éventuels flux réfléchis lors de la mesure de température. En effet si la contribution du flux réfléchi n'est pas la même aux deux longueurs d'onde alors le rapport des signaux peut considérablement varier et provoquer une erreur importante sur la température mesurée.

2.8 Mesure de température par pyrométrie polychromatique

La méthode de mesure de température polychromatique est une extension de la méthode de pyrométrie bichromatique. Le rayonnement de la cible est mesuré à plusieurs longueurs d'onde (typiquement 3) [Madura 2007] [Cashdollar 1979] [Bouriannes 1977] à 6 [Lyzenga 1979] [Gardner 1981] [Hoch 1992] [Duvaut 1995]. Ensuite, la variation de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde est exprimée sous la forme d'une fonction. Le principe consiste alors à minimiser l'écart entre le modèle et les mesures expérimentales. Le critère de minimisation par la méthode des moindres carrés est appliqué [Duvaut 2008] et il s'exprime sous la forme suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N [L_{\lambda_i} - L_{mod,\lambda_i}]^2 \quad (\text{I-93})$$

où L_{λ_i} la $i^{\text{ème}}$ mesure à la longueur d'onde λ_i , et L_{mod,λ_i} la mesure obtenue par simulation en utilisant le modèle d'émissivité.

Le principe de la méthode est d'utiliser n longueurs d'onde pour générer n équations à $n+1$ inconnues (n émissivités et la température T_0), ensuite un modèle mathématique de $n-1$ paramètres [Wen 2002] est appliqué. Parmi ceux-ci, il y a les modèles mathématiques où l'émissivité est représentée par un polynôme, généralement de degré 1 pour une variation linéaire [Fu 2006] [Gathers 1992] [Khan 1988] [Jones 1987] ou de degré supérieur [Wen 2011] [Hunter 1985] [Gardner 1980] :

$$\varepsilon'_\lambda = a_0 + a_1\lambda + a_2\lambda^2 + \dots \quad (\text{I-94})$$

La forme exponentielle fait également partie des autres modèles couramment utilisés [Hunter 1986] [Coates 1981] :

$$\varepsilon'_\lambda = \exp(-a_0 - a_1\lambda) \quad (\text{I-95})$$

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Le critère à minimiser s'exprime alors :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N [\ln(L_{\lambda_i}) - \ln(L_{mod,\lambda_i})]^2 \quad (I-96)$$

Il existe bien d'autres modèles physiques plus complexes comme le modèle de « Maxwell », le modèle de « Hagen-Rubens » ou le modèle de « Edwards » [Edwards 1965] [Siegel 1972] [Duvaut 2008]. Les paramètres a_i et T_0 des modèles sont ajustés pour minimiser l'écart quadratique, les modèles choisis n'étant pas toujours linéaires par rapport à ces paramètres, l'algorithme itératif de Levenberg-Marquardt est couramment employé [Levenberg 1944] [Marquardt 1963].

La méthode de mesure par pyrométrie polychromatique est intéressante pour estimer la température de surface de matériau métallique comme l'acier sur la gamme [2-10 μ m] [Duvaut 1995], l'aluminium sur la gamme [1.8-4.9 μ m] [Wen 2006]. Toutefois, il n'existe pas de modèle universel pour décrire l'émissivité en fonction des longueurs d'onde utilisées et les mesures peuvent s'avérer décevantes pour des matériaux comme le tantale [Duvaut 1995]. En effet, lorsque l'émissivité a une évolution complexe par rapport à la longueur d'onde, il peut ne pas y avoir de modèle qui permette de la décrire correctement.

Comme pour la pyrométrie bichromatique, le choix des longueurs de détection est important. Ainsi, l'optimisation du nombre et de la gamme des longueurs d'onde utilisées pour effectuer la mesure permet de diminuer à la fois les erreurs de mesures mais aussi les effets de la variation spectrale, spatiale et temporelle de l'émissivité au cours de l'expérience. Parmi les méthodes existantes, certaines utilisent une procédure itérative à partir d'une première longueur optimale choisie pour minimiser l'écart-type sur la température [Remy 2014]. La Figure I-50 présente ainsi l'évolution de l'écart-type de la température pour une température de 623K en fonction de la longueur d'onde. La valeur minimale permet de déterminer la première longueur d'onde optimisée.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

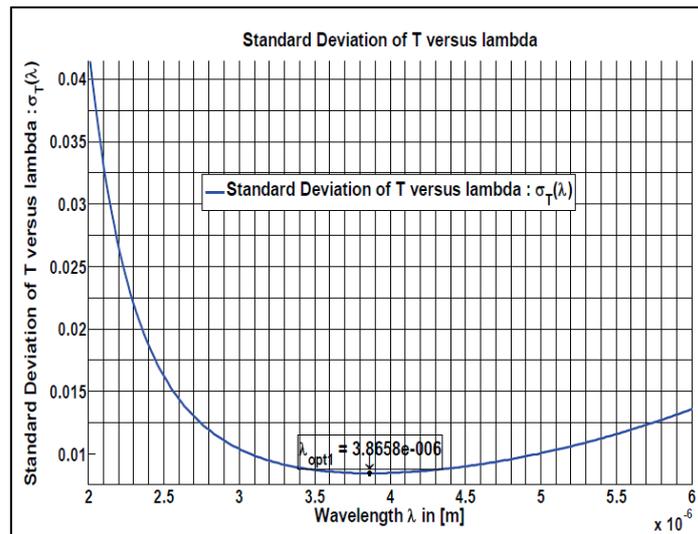


Figure I-50. Évolution de l'écart-type de la température ($T_0=623K$) en fonction de la longueur d'onde [Rodiet 2012].

Les autres longueurs d'onde sont ensuite déterminées en choisissant la longueur d'onde qui minimise le rapport signal sur bruit sur la température en fixant la première longueur d'onde égale à la longueur d'onde précédente optimisée. La Figure I-51 présente l'évolution de l'écart-type pour la détermination de la seconde longueur d'onde en fixant la première longueur égale à la longueur d'onde optimisée sur la Figure I-50. Parmi les deux minima observés, la longueur d'onde la plus courte est conservée. Le procédé est ensuite répété pour déterminer les longueurs suivantes.

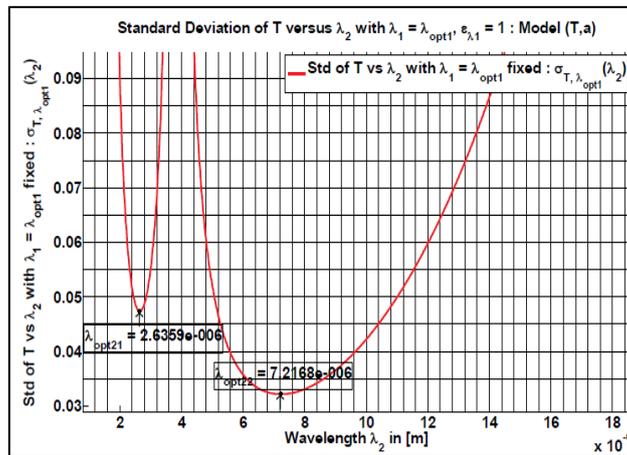


Figure I-51. Evolution de l'écart-type de la température ($T_0=623K$) en fonction de la longueur d'onde avec $\lambda_1=\lambda_{optimisée}$, [Rodiet 2012].

2.9 Mesure de température par pyro-rélectométrie

La pyro-reflectométrie est une méthode de mesure de température alliant à la fois la pyrométrie bichromatique et la pyrométrie active par réflexion. En effet elle mesure deux

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

températures de luminance simultanément et deux réflectivités bidirectionnelles monochromatiques. Cette méthode introduit un facteur de diffusion supposé indépendant des longueurs d'ondes utilisées pour la mesure [Hernandez 2012]. La loi de Kirchhoff permet de relier l'émissivité monochromatique directionnelle à la réflectivité directionnelle hémisphérique :

$$\varepsilon'_\lambda = 1 - \rho'_\lambda \quad (\text{I-97})$$

La luminance émise par une surface réelle à la température T_0 peut alors s'exprimer en fonction de la réflectivité :

$$L_\lambda^0(T_r) = (1 - \rho'_\lambda)L_\lambda^0(T_0) \quad (\text{I-98})$$

La réflectivité directionnelle hémisphérique reste difficilement mesurable car elle nécessite une intégration sur l'hémisphère, en revanche la réflectivité bidirectionnelle est accessible avec une direction d'éclairement i_0 et une direction de mesure j_0 .

Un facteur de diffusion peut alors être introduit, il permet de relier la réflectivité bidirectionnelle à la réflectivité directionnelle hémisphérique [Hernandez 2009] par la relation:

$$\eta^{j_0, i_0}(\lambda, T_0) = \frac{\rho_\lambda^{j_0, i_0}(T_0)}{\rho_\lambda^{j_0, i_0}(T_0)\pi} \quad (\text{I-99})$$

L'équation (I-98) peut alors se réécrire :

$$L_\lambda^0(T_r) = [1 - \eta^{j_0, i_0}(\lambda, T_0)\rho_\lambda^{j_0, i_0}(T_0)\pi]L_\lambda^0(T_0) \quad (\text{I-100})$$

L'utilisation du principe de réciprocité d'Helmholtz permet d'obtenir :

$$L_\lambda^0(T_r) = [1 - \eta^{j_0, i_0}(\lambda, T_0)\rho_\lambda^{i_0, j_0}(T_0)\pi]L_\lambda^0(T_0) \quad (\text{I-101})$$

Il est intéressant de noter l'expression de deux cas particulier pour le facteur de diffusion :

- Surface lambertienne : $\eta^{j_0, i_0}(\lambda, T_0) \rightarrow 1$
- Surface spéculaire : $\eta^{j_0, i_0}(\lambda, T_0) \rightarrow 0$

La méthode de mesure s'appuie sur l'hypothèse d'un facteur de diffusion indépendant de la longueur d'onde. En considérant deux longueurs d'onde de mesure, les deux mesures réalisées permettent d'obtenir un jeu de 2 équations qui mène à la détermination de η^{j_0, i_0} et de T_0 :

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

$$L_{\lambda_1}^0(T_{r_1}) = \left[1 - \eta^{j_0, i_0}(T_0) \rho_{\lambda_1}^{i_0, j_0}(T_0) \pi \right] L_{\lambda_1}^0(T_0) \quad (\text{I-102})$$

$$L_{\lambda_2}^0(T_{r_2}) = \left[1 - \eta^{j_0, i_0}(T_0) \rho_{\lambda_2}^{i_0, j_0}(T_0) \pi \right] L_{\lambda_2}^0(T_0) \quad (\text{I-103})$$

A partir de ces deux mesures, la température bichromatique peut aussi être utilisée :

$$\frac{L_{\lambda_1}(T_0)}{L_{\lambda_2}(T_0)} = \frac{L_{\lambda_1}^0(T_c)}{L_{\lambda_2}^0(T_c)} = \frac{[1 - \eta^{j_0, i_0}(\lambda_1, T_0) \rho_{\lambda_1}^{j_0, i_0}(T_0) \pi] L_{\lambda_1}^0(T_0)}{[1 - \eta^{j_0, i_0}(\lambda_2, T_0) \rho_{\lambda_2}^{j_0, i_0}(T_0) \pi] L_{\lambda_2}^0(T_0)} \quad (\text{I-104})$$

Il est possible de calculer 3 températures de surface qui s'expriment en fonction du facteur de diffusion

$$\frac{1}{T_{0_1}} = \frac{1}{T_{r_1}} + \frac{\lambda_1}{C_2} \ln(1 - \eta^{j_0, i_0}(T_0) \rho_{\lambda_1}^{j_0, i_0}(T_0) \pi) \quad (\text{I-105})$$

$$\frac{1}{T_{0_2}} = \frac{1}{T_{r_2}} + \frac{\lambda_2}{C_2} \ln(1 - \eta^{j_0, i_0}(T_0) \rho_{\lambda_2}^{j_0, i_0}(T_0) \pi) \quad (\text{I-106})$$

$$\frac{1}{T_{0_3}} = \frac{1}{T_c} + \frac{A}{C_2} \ln \left(\frac{1 - \eta^{j_0, i_0}(T_0) \rho_{\lambda_1}^{j_0, i_0}(T_0) \pi}{1 - \eta^{j_0, i_0}(T_0) \rho_{\lambda_2}^{j_0, i_0}(T_0) \pi} \right) \quad (\text{I-107})$$

Ensuite, un processus itératif sur η^{j_0, i_0} est effectué jusqu'à ce que les 3 températures T_{0_1} , T_{0_2} et T_{0_3} soient toutes égales (cf. Figure I-52).

La mesure de la réflectivité à chacune des longueurs d'onde d'étude s'effectue en mesurant le signal venant d'une direction i_0 et réfléchi dans la direction j_0 , le signal mesuré S_{λ}^{R+E} est alors la somme du signal émis et du signal réfléchi. Une seconde mesure est effectuée en mesurant uniquement le signal émis S_{λ}^E par la cible dans la direction j_0 . Les deux signaux sont soustraits l'un à l'autre et comparé au signal $S_{\lambda, ref}^R$ mesuré en réflexion sur un échantillon de référence de réflectivité connue $\rho_{\lambda, ref}^{i, j}$:

$$\rho_{\lambda}^{i, j}(T_0) = \frac{S_{\lambda}^{R+E}(T_0) - S_{\lambda}^E(T_0)}{S_{\lambda, ref}^R(T)} \rho_{\lambda, ref}^{i, j}(T) \quad (\text{I-108})$$

Trois cas de mesures sont identifiés en fonction des valeurs comparées des réflectivités :

$-\rho_{\lambda_1}^{j_0, i_0} > \rho_{\lambda_2}^{j_0, i_0}$: la température de couleur est supérieure aux températures de luminance mesurées, le système admet un unique couple de solution.

$-\rho_{\lambda_1}^{j_0, i_0} = \rho_{\lambda_2}^{j_0, i_0}$: la température de couleur mesurée est la température réelle, dans ce cas-là la méthode de pyrométrie bichromatique suffit pour mesurer une température fiable.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

$-\rho_{\lambda_1}^{j_0, i_0} < \rho_{\lambda_2}^{j_0, i_0}$: la température réelle est à la fois supérieure à la température de couleur et à la température de luminance. Le système peut alors avoir deux couples de solutions. Il est alors utile d'effectuer une mesure supplémentaire à une troisième longueur d'onde [Hernandez 2005].

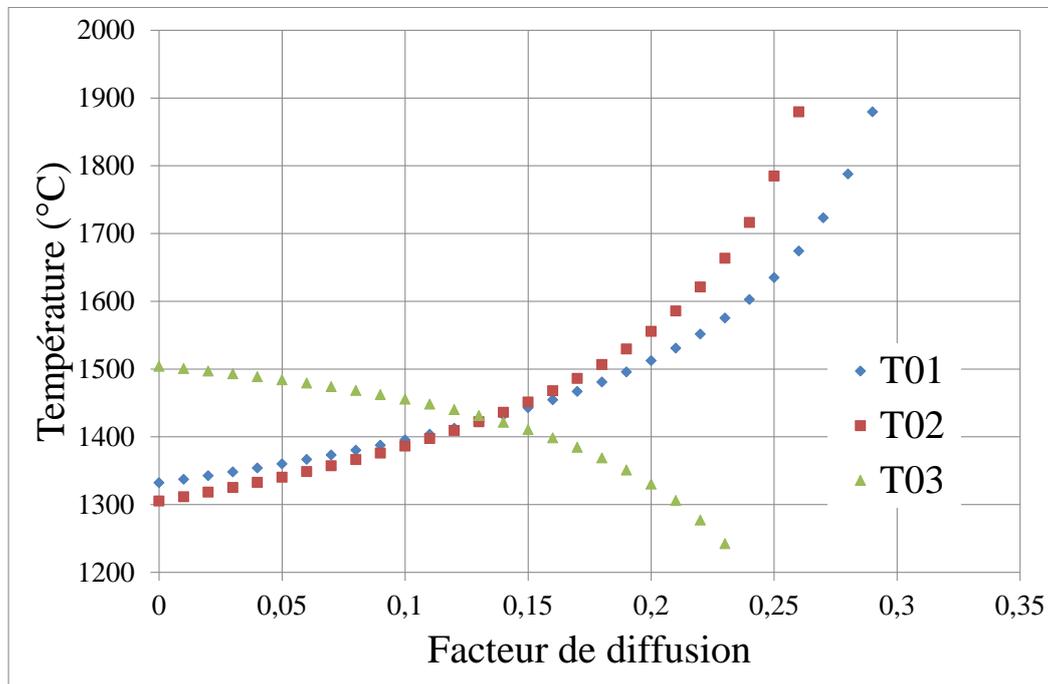


Figure I-52. Processus itératif sur le facteur de diffusion pour déterminer l'intersection des trois températures [Hernandez 2012].

La méthode de mesure de température de surface par pyroréfectométrie est particulièrement efficace pour l'étude de matériau d'émissivité faible et inconnue, elle est donc particulièrement adaptée pour l'étude de composant face au plasma [Hernandez 2008] [Delchambre 2012]. Néanmoins cette méthode reste perfectible dans un environnement réfléchissant, et en particulier lorsque la température de l'environnement est supérieure à la température de la cible [Delchambre 2011]. Cette méthode étant basée sur la contribution de la réflectivité pour introduire le facteur de diffusion, elle reste peu efficace pour des matériaux d'émissivité élevée et par conséquent de réflectivité faible. Cette méthode est aussi utile pour déterminer l'émissivité de matériau [Giblas 2010] et réaliser des mesures de température 2D [Giblas 2011]. Le grand intérêt de cette méthode est sa flexibilité qui permet de faire des mesures in situ et elle a déjà été développée à une échelle industrielle [Hernandez 1995].

2.10 Mesure de température par pyrométrie photothermique

La méthode de pyrométrie photothermique utilise un laser pour créer une variation de température à la surface du matériau étudié. La puissance laser déposée va créer un échauffement et l'étude de la phase de refroidissement mesurée par un détecteur

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

monochromatique permet de déterminer la température de surface [Eyal 1997]. La variation de température du matériau à une température initiale T_0 soumis à une impulsion laser peut s'exprimer :

$$T = T_0 + \Delta T \tag{I-109}$$

La phase de refroidissement est considérée comme suivant une loi exponentielle (déterminée par ajustement mathématique) et s'exprime donc :

$$T(t) = T_0 + \Delta T \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{I-110}$$

En remplaçant l'expression de la température dans la loi de Planck, il est alors possible d'exprimer le temps de refroidissement t comme une fonction de la longueur d'onde de mesure λ , de l'émissivité ϵ , de la variation de température maximale ΔT , de la constante de temps du matériau τ et de sa température initiale T_0 :

$$t = f(\lambda, \epsilon, \Delta T, \tau, T_0) \tag{I-111}$$

En faisant l'hypothèse que λ , ϵ , ΔT et τ sont constant au cours de la mesure alors le temps de décroissance dépend uniquement de la température T_0 de la cible. En effet la longueur d'onde de détection ne change pas au cours de la mesure, la variation de température est considérée comme constante car une énergie constante est déposée et en absence de changement de phase de la cible, la constante de temps est aussi invariante.

Le principe de la méthode est de choisir deux niveaux de signal V_1 et V_2 qui sont respectivement deux fractions de la valeur crêtes V_{peak} du signal atteinte à la fin de l'impulsion laser. Les instants t_1 et t_2 correspondent aux instants où le signal atteint V_1 et V_2 , la différence Δt entre les instants t_1 et t_2 permet de définir le temps de décroissance (cf. Figure I-53).

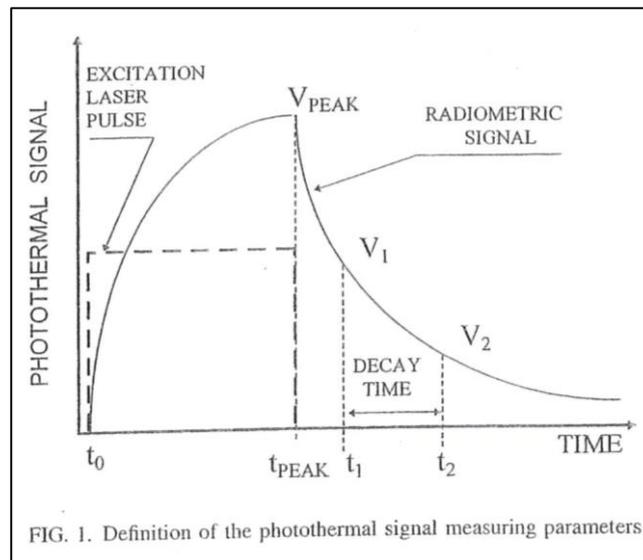


Figure I-53. Paramètres du signal photothermique mesuré.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

Dans un premier temps, les mesures sont réalisées sur un corps noir de référence. Il est donc possible de tracer une courbe de calibration qui exprime le temps de décroissance Δt en fonction de la température du corps noir. Il suffit ensuite d'effectuer les mesures sur la cible étudiée pour obtenir les temps de décroissance et les reporter sur la courbe de calibration pour obtenir la température de surface de la cible. Cette méthode est indépendante de la géométrie de l'expérience et peut donc être utilisée pour réaliser des mesures de température dans des zones difficiles d'accès [Eyal 1998]. La seule contrainte de poids est de construire une courbe de calibration avec un matériau de référence (pas nécessairement un corps noir) dont l'évolution temporelle du refroidissement est identique à celle de l'échantillon étudié. Cette méthode est particulièrement intéressante car elle permet de réaliser une mesure de température indépendamment de l'émissivité et de la géométrie de l'expérience car elle étudie uniquement l'évolution temporelle du signal et non son amplitude. Toutefois, elle reste contraignante sur la nécessité d'avoir une courbe de calibration qui soit adaptée à l'échantillon étudié (même forme) et cette méthode n'a pour l'instant été validée que pour des matériaux d'émissivité élevée. Enfin, elle ne peut être fiable dans le cas d'une évolution potentielle des caractéristiques de la surface étudiée.

2.11 Mesure de température par pyrométrie au point de Christiansen

La pyrométrie au point de Christiansen consiste à effectuer une mesure de température à une longueur où le matériau se comporte comme un corps noir avec une émissivité monochromatique égale à 1. Ce phénomène est visible avec les composants diélectriques hétéropolaires [Rousseau 2005]. La méthode consiste à mesurer l'émissivité directionnelle monochromatique de l'échantillon étudié sur une gamme de nombre d'onde allant de 10 à 12000 cm^{-1} . La définition de l'émissivité est appliquée en utilisant un spectromètre et 3 interférogrammes sont réalisés :

- un interférogramme I_0 avec l'échantillon à la température T_0 connue
- un interférogramme I_{CN} avec le corps noir d'émissivité ε_{CN} connue et de température T_{CN} connue
- un interférogramme I_{env} qui mesure le flux ambiant venant de la pièce à la température T_{env} .

L'émissivité s'exprime alors [Rozenbaum 1999] [De Sousa Meneses 2011] :

$$\varepsilon'_\lambda = \frac{TF(I_0 - I_{env})}{TF(I_{CN} - I_{env})} \frac{L_\lambda^0(T_{CN}) - L_\lambda^0(T_{env})}{L_\lambda^0(T_0) - L_\lambda^0(T_{env})} \varepsilon_{CN} \quad (\text{I-112})$$

où TF la transformée de Fourier.

Le premier rapport du terme de droite est une correction de la contribution de l'environnement, le second rapport est une correction de la loi de Planck. Lorsque l'émissivité

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

est déterminée en fonction de la longueur d'onde, il est possible d'identifier le point de Christiansen (cf. Figure I-54).

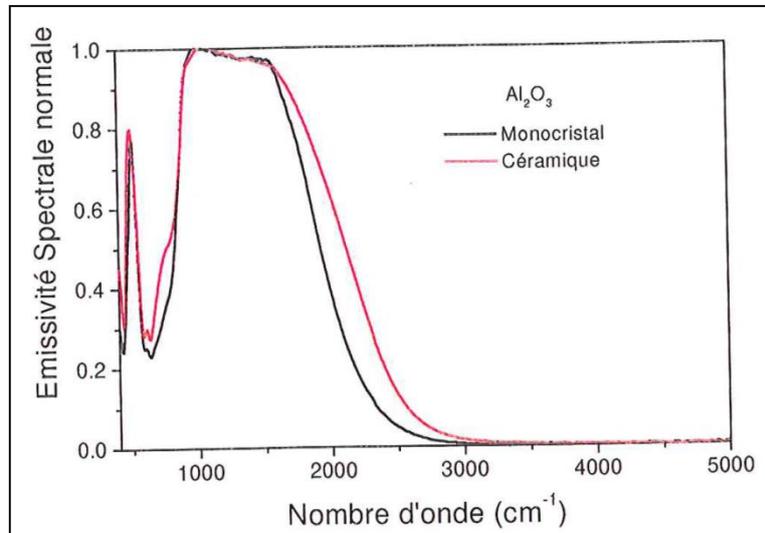


Figure I-54. Emissivité de Al₂O₃ sous forme monocristalline et céramique.

La détermination de la température s'effectue au point de Christiansen qui correspond à un comportement particulier de l'indice optique du matériau et qui s'exprime :

$$\tilde{n}_\lambda = n_\lambda - ik_\lambda \quad (\text{I-113})$$

où n_λ le coefficient de réfraction du matériau et k_λ le coefficient d'extinction du matériau.

La relation de Fresnel permet d'exprimer le coefficient de réflexion du matériau d'indice optique \tilde{n}_λ :

$$R_\lambda = \frac{(n_\lambda - 1)^2 + k_\lambda^2}{(n_\lambda + 1)^2 + k_\lambda^2} \quad (\text{I-114})$$

Au point de Christiansen, l'indice de réfraction du matériau est égal à l'unité tandis que le coefficient d'extinction tend vers zéro. Ainsi le coefficient de réflexion tend vers zéro et par conséquent l'émissivité du matériau se rapproche de 1 [Rozenbaum 1999b]. Cette méthode permet de s'affranchir totalement de la présence d'éventuels flux réfléchis lorsque les mesures sont réalisées au point de Christiansen. Toutefois cette méthode n'est applicable que pour les matériaux diélectriques et reste donc une méthode inadaptée pour les mesures de température de composants face au plasma.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

2.12 Mesure de température par pyrométrie phosphorescente

La pyrométrie phosphorescente est une méthode de mesure de température qui exploite la luminance émise par des matériaux phosphorescents. En effet ces matériaux lorsqu'ils sont stimulés par une source de lumière émettent eux-mêmes un rayonnement. Certaines propriétés du rayonnement émis dépendent de la température du matériau. Le principe consiste alors à déposer sur le matériau étudié un dépôt de quelques microns [Shen 2009] jusqu'au dixième de millimètre [Ervin 1995] d'un matériau phosphorescent. Lorsque le matériau est éclairé, les électrons absorbent l'énergie et passent de leur niveau d'énergie de base à un niveau supérieur. Lorsque ces électrons reviennent à leur niveau de base, ils émettent alors un photon [Heyes 2006]. La décroissance temporelle de l'intensité du signal phosphorescent est une exponentielle décroissante dont la constante de temps est fonction de la température (cf. Figure I-55) :

$$I \propto I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{I-115})$$

La détermination de la constante de temps permet de mesurer la température du matériau phosphorescent et par conséquent de son support.

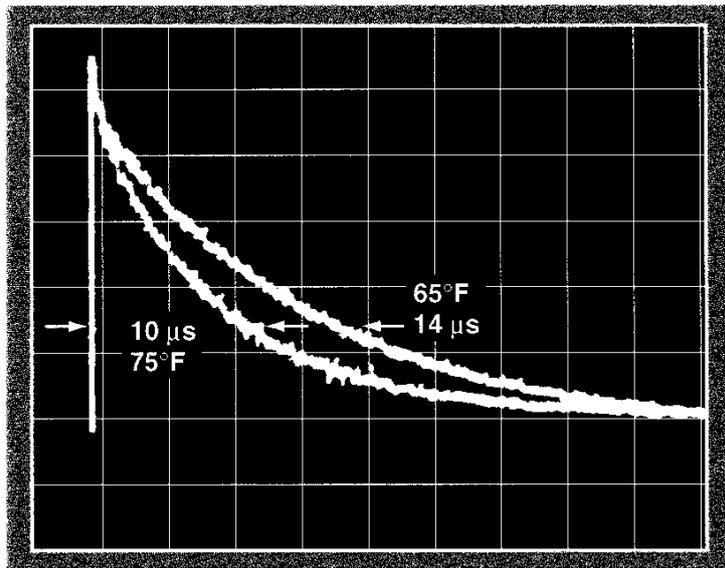


Figure I-55. Décroissance phosphorescente temporelle du La₂O₂S₂ pour différentes températures à 514nm [Allison 1997].

En effet, chaque matériau phosphorescent utilisé possède une gamme de température que son temps de décroissance permet de mesurer. Le choix du composé phosphorescent qui sera déposé sur la surface étudiée dépend donc de la gamme de température à laquelle la mesure sera effectuée (cf. Figure I-56). Chaque composé ne présentant pas la même sensibilité à la température, il est donc nécessaire de faire un compromis entre la sensibilité et la gamme de température.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

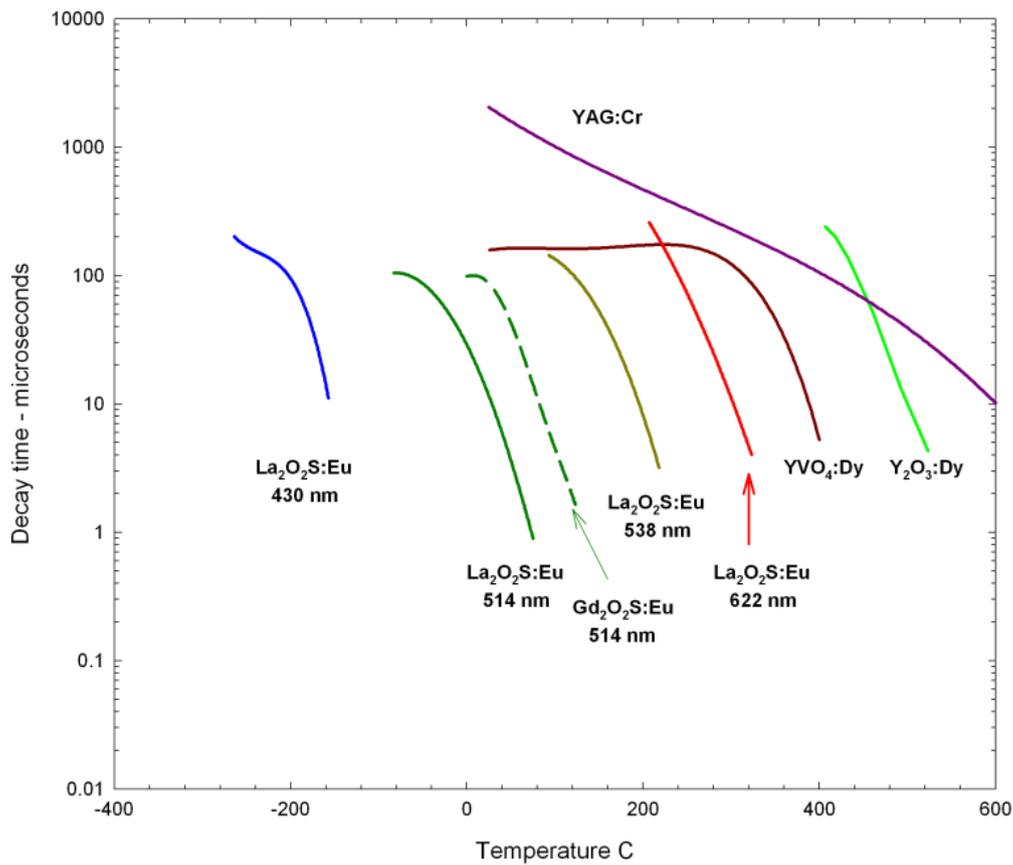


Figure I-56. Temps de décroissance caractéristique en fonction de la température pour différents composés phosphorescents [Allison 1997].

Cette méthode de pyrométrie est totalement indépendante de l'émissivité du matériau étudié et est particulièrement efficace pour étudier des pièces en mouvement [Allison 1988] ou de formes complexes [Ervin 1995]. Néanmoins, la contrainte principale de cette méthode est la comptabilité incontournable entre le matériau luminescent, son substrat et l'environnement (température, présence de champs magnétique ou non, ...). De plus, cette méthode reste encore peu développée et le signal mesuré peut parfois être faible et occasionner un rapport signal sur bruit rendant difficile l'exploitation des signaux.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

3 Conclusion et objectifs de la thèse

Les différentes méthodes présentées montrent que la connaissance de l'émissivité et la mesure de température en présence de flux réfléchi restent encore difficile. En effet, il n'existe pas de méthode qui permettent une mesure en s'affranchissant de ces deux problématiques. Ainsi les méthodes qui apparaissent les plus pratiques ne sont applicables que dans des conditions relativement particulières et avec des matériaux spécifiques. Le tableau suivant résume les méthodes présentées avec leurs avantages et leurs inconvénients :

| Technique | Avantage | Inconvénient |
|-------------------------------------|--|---|
| Pyrométrie monochromatique | Temps de réponse rapide Basse température | Emissivité nécessaire Sensible flux réfléchi |
| Pyrométrie UV monochromatique | Très peu sensible à l'émissivité | Peu efficace à basse température Temps de réponse long (millisecondes/minutes) |
| Pyrométrie Bichromatique | Temps de réponse rapide Basse température Mesure sans connaissance de l'émissivité | Sensible flux réfléchi Trouver un bon modèle de correction Nécessité de connaître le rapport d'émissivité |
| Pyrométrie Polychromatique | Détermination simultanée de la température et de l'émissivité | Pas de modèle universel de l'émissivité Peu adapté pour matériau avec un modèle complexe de l'émissivité Peu efficace à basse température |
| Pyro-rélectrométrie | Mesure sans connaissance de l'émissivité Adaptable en environnement sévère | Peu efficace pour matériau de faible réflectivité Méthode peu adaptée pour matériau gris |
| Pyrométrie Photothermique | Indépendant de l'émissivité et de la géométrie Temps de reponse rapide | Nécessite une source laser Calibration spécifique à l'échantillon Test sur matériau d'émissivité élevée |
| Pyrométrie au point de Christiansen | Méthode indépendante du flux réfléchi Large gamme température | Mesure réalisable uniquement sur des matériaux diélectriques |
| Pyrométrie Phosphorescente | Mesure indépendante de l'émissivité Large gamme température (100-2000°C) | Compatibilité entre matériaux luminescent, le substrat et l'environnement Méthode peu développée Signal parfois faible |

Tableau I-4. Méthodes de pyrométrie avec leurs avantages et leurs inconvénients.

Dans le cadre, de la mesure de température de surface des composants face au plasma dans les tokamaks, la méconnaissance de l'émissivité des matériaux métalliques et la présence d'un éventuel flux réfléchi demeurent deux problématiques majeures. De plus, afin de mettre en place une surveillance de ces composants en temps réel, le temps de réponse de ces méthodes est un facteur important à prendre en compte. La sensibilité de la méthode à la température est aussi un élément important puisqu'il doit permettre dans le cadre de l'exploitation de tokamak d'obtenir une mesure précise et par conséquent de permettre le développement des scénarios plasma plus performants qui sont généralement liés à des injections de puissance proche des maximum possibles.

La fusion thermonucléaire et les diagnostics de mesure de température

| Techniques | Mesure sans émissivité | Basse température | Temps de réponse | Sensibilité | Avec flux réfléchi | Matériaux |
|-------------------------------------|------------------------|-------------------|------------------|-------------|--------------------|-----------|
| Pyrométrie monochromatique | -- | ++ | ++ | ++ | -- | ++ |
| Pyrométrie UV monochromatique | + | - | + | ++ | - | + |
| Pyrométrie Bichromatique | + | ++ | ++ | + | -- | + |
| Pyrométrie Polychromatique | + | - | ++ | + | -- | + |
| Pyro-réfectométrie | ++ | - | ++ | + | + | + |
| Pyrométrie Photothermique | ++ | - | + | - | ++ | -- |
| Pyrométrie au point de Christiansen | ++ | ++ | + | ++ | ++ | -- |
| Pyrométrie Phosphorescente | ++ | + | + | + | ++ | -- |

Tableau I-5. Réponses des différentes méthodes aux contraintes imposées par une exploitation sur tokamak.

La méthode de mesure par pyrométrie active présentée par la suite utilise une variation de température créée, sur la surface étudiée, par une source extérieure pour réaliser une mesure de température indépendamment du flux réfléchi. La réalisation de mesure à deux longueurs d'onde différentes permet de s'affranchir de l'émissivité. Cette méthode est présentée dans le chapitre suivant.



Chapitre II

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

Cette partie présente les méthodes et les moyens utilisés pour réaliser des mesures de températures de surface de matériau métallique de faible émissivité indépendamment du flux réfléchi. La première section présente comment l'effet photothermique est utilisé pour réaliser des mesures de température par pyrométrie active. L'expression du signal photothermique puis le passage de ce signal à la mesure de température sont présentés. Ensuite les contraintes expérimentales pour réaliser des mesures de température indépendantes de la variation de température introduite par un dépôt d'énergie laser sont décrites. La pyrométrie active modulée est présentée avec ses propres contraintes expérimentales pour mesurer une température. La deuxième section introduit les modèles physiques utilisés pour modéliser la variation de température en surface des matériaux pour les cas de la pyrométrie active impulsionnelle et de la pyrométrie active modulée.

1 Principe de la pyrométrie active comme méthode de mesure de température indépendante du flux réfléchi.

La pyrométrie active est une méthode de mesure de température qui utilise l'effet photothermique pour créer une perturbation temporelle du champ de température de la surface. Pour créer cette perturbation qui reste de l'ordre de quelques degrés (~5-10K), différentes sources peuvent être utilisées et elles diffèrent par leur intensité et leur régime temporel. Ainsi des lampes halogènes [Escourbiac 2007] ou un laser [Courtois 2011] peuvent être utilisées comme source perturbatrice. Le rayonnement provenant de cette source est absorbé par la surface du matériau et crée, dans un premier temps une augmentation de sa température, puis dans un second temps un refroidissement par diffusion thermique dans le substrat. Dans le cadre de notre expérience, nous utilisons un laser qui permet de créer une variation localisée et temporelle de la température de surface. Le signal photothermique est la partie instationnaire consécutive à la perturbation thermique du signal délivré par un détecteur sensible au flux radiatif venant de la surface à température inconnue. Nous allons par la suite décrire l'expression du signal photothermique pour nous permettre d'exprimer la température en fonction des propriétés du matériau étudié et de la source excitatrice.

1.1 Expression de la luminance émise par une surface soumise à une stimulation thermique.

L'expression de la température d'un point situé à la surface d'un matériau opaque (cf. Figure II-1), initialement à la température T_0 , d'émissivité monochromatique directionnelle ϵ'_λ soumis à un faisceau laser s'écrit :

$$T(t) = T_0 + \Delta T(t) \quad (\text{II-1})$$

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

où $\Delta T(t)$ représente la perturbation fonction du temps de la température de surface due à l'absorption de l'énergie du faisceau laser.

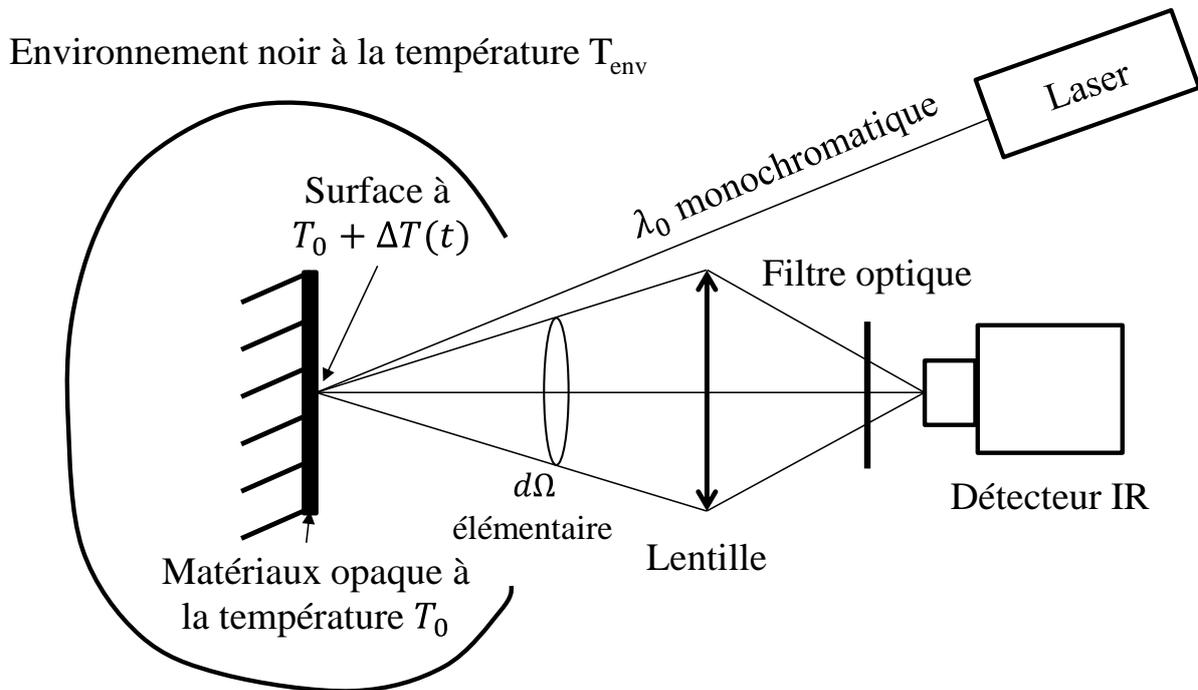


Figure II-1. Schéma de principe de la méthode de mesure de température par pyrométrie active.

La variation de température peut être introduite par une source laser impulsionnelle. Dans ce cas-là, c'est une courte impulsion laser d'une durée t_p qui va créer un échauffement en surface du matériau (cf. Figure II-2).

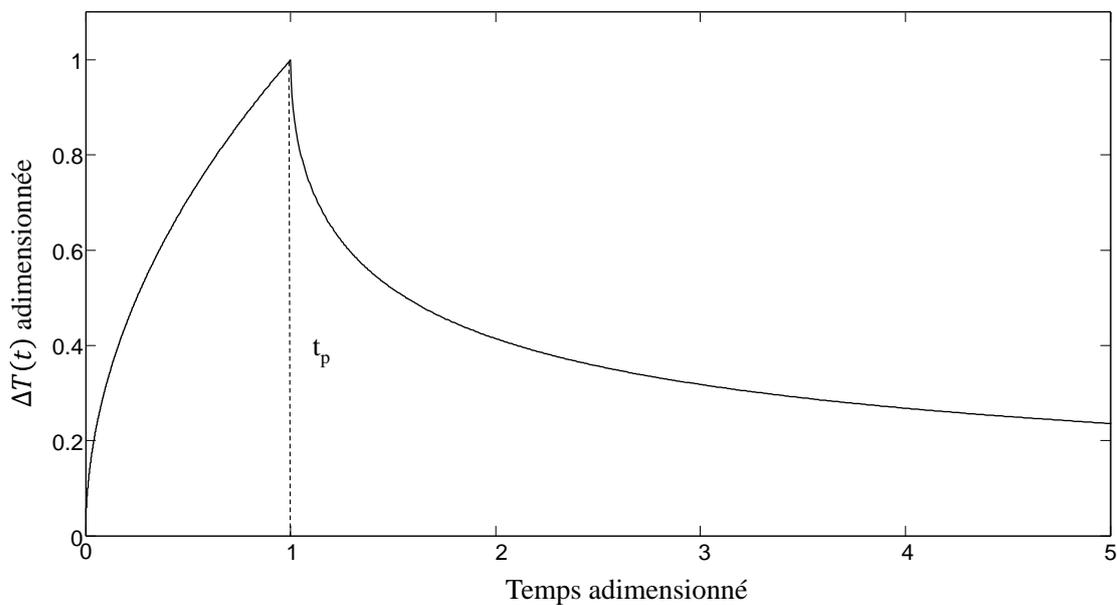


Figure II-2. Allure de l'évolution temporelle de la variation de température de surface pour une source laser impulsionnelle pour un matériau semi infini.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

La luminance quittant une surface opaque d'émissivité monochromatique directionnelle ε'_λ à une température T_0 placée dans un environnement équivalent à un corps noir à la température T_{env} est la somme de la luminance émise et de la luminance réfléchie par cette surface :

$$L'_\lambda{}^p = \varepsilon'_\lambda L_\lambda^0(T_0) + (1 - \varepsilon'_\lambda) L_\lambda^0(T_{env}) \quad (\text{II-2})$$

où $L_\lambda^0(T)$ est la luminance du corps noir exprimée avec la loi de Planck à la température T et à la longueur d'onde λ .

Si l'émissivité du matériau et la température de l'environnement ne sont pas connus alors il n'est pas possible de dissocier la contribution de la luminance émise de celle de la luminance réfléchie. De plus, il est important de noter que plus l'émissivité sera faible et plus la contribution du flux réfléchi sera potentiellement élevée. La pyrométrie active utilise l'effet photothermique pour créer une variation de température à la surface du matériau étudié qui va entraîner une variation temporelle de la luminance émise. En considérant que la luminance réfléchie ne varie pas par rapport à la composante dynamique de l'effet photothermique il est alors possible d'extraire la contribution du flux émis du flux partant la surface.

A la température $T(t) = T_0 + \Delta T(t)$, la luminance (II-2) s'exprime :

$$L'_\lambda{}^p(T(t)) = \varepsilon'_\lambda(T(t)) L_\lambda^0(T(t)) + (1 - \varepsilon'_\lambda(T(t))) L_\lambda^0(T_{env}) \quad (\text{II-3})$$

Lorsque l'échauffement $\Delta T(t)$ créé par la source laser (impulsionnelle ou modulée) est suffisamment petit devant la température T_0 du matériau [Loarer 1989], il est alors possible d'effectuer un développement de Taylor-Lagrange au premier ordre de la fonction de Planck autour de T_0 qui permet d'écrire la luminance sous la forme :

$$L_\lambda^0(T(t)) = L_\lambda^0(T_0) + \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \Delta T(t) + O(\Delta T^2(t)) \quad (\text{II-4})$$

L'expression (II-4) montre que la variation de la luminance créée par la source laser se compose :

- de la variation temporelle de température $\Delta T(t)$ qui dépend à la fois des propriétés du laser et des propriétés thermiques et optiques du matériau.
- de la dérivée de la fonction de Planck par rapport à la température T_0 et à la longueur d'onde λ .

La même hypothèse est effectuée pour la variation d'émissivité avec la température :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$\varepsilon'_\lambda(T(t)) = \varepsilon'_\lambda(T_0) + \frac{\partial \varepsilon'_\lambda}{\partial T}(T_0)\Delta T(t) + O(\Delta T^2(t)) \quad (\text{II-5})$$

En développant l'expression (II-3) autour de T_0 en supposant que la variation de température est suffisamment faible ($\sim 5\text{-}10\text{K}$), on obtient alors :

$$\begin{aligned} L'_\lambda(T(t)) = \varepsilon'_\lambda(T_0) & \left[L_\lambda^0(T_0) + \Delta T(t) \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \right] + (1 - \varepsilon'_\lambda(T_0))L_\lambda^0(T_{env}) \\ & + \Delta T [L_\lambda^0(T_0) - L_\lambda^0(T_{env})] \frac{\partial \varepsilon'_\lambda}{\partial T} \end{aligned} \quad (\text{II-6})$$

Les variations d'émissivité des corps opaques en fonction de la température sont faibles et dans le cas des variations de température introduite ($\Delta T(t) < 10\text{K}$), celle-ci peuvent être négligées si la condition suivante est vérifiée :

$$\frac{1}{\varepsilon'_\lambda} \frac{\partial \varepsilon'_\lambda}{\partial T} \ll \frac{1}{L_\lambda^0(T_0) - L_\lambda^0(T_{env})} \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T} \quad (\text{II-7})$$

Lorsque la condition (II-7) est vérifiée, en notant $\varepsilon'_\lambda(T(t)) = \varepsilon'_\lambda(T_0) = \varepsilon'_\lambda$, l'expression (II-6) s'écrit alors sous la forme :

$$L'_\lambda(T(t)) = \varepsilon'_\lambda \left[L_\lambda^0(T_0) + \Delta T(t) \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \right] + (1 - \varepsilon'_\lambda)L_\lambda^0(T_{env}) \quad (\text{II-8})$$

Le développement de cette expression conduit à :

$$\boxed{L'_\lambda(T(t)) = \varepsilon'_\lambda L_\lambda^0(T_0) + (1 - \varepsilon'_\lambda)L_\lambda^0(T_{env}) + \varepsilon'_\lambda \Delta T(t) \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0)} \quad (\text{II-9})$$

Cette équation (II-9) montre que la luminance quittant la surface étudiée résulte de la somme d'une composante continue (les deux premiers termes du membre de droite), invariante dans le temps, et d'une composante dynamique (le troisième terme du membre de droite). La luminance émise à T_0 et réfléchi constitue la composante continue alors que la composante dynamique est constituée de la variation de température $\Delta T(t)$ qui dépend du temps, de l'émissivité, et de la température de la surface T_0 (via la dérivée de Planck par rapport à la température). Au travers d'un filtrage du signal collecté, il est possible de conserver uniquement la composante dynamique qui est totalement indépendante du éventuel flux réfléchi.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

1.2 Passage de l'expression du signal photothermique à la mesure de température

Le flux élémentaire monochromatique quittant une surface dS dont la température est perturbée par le faisceau laser, à travers un angle solide $d\Omega$ avec un angle θ par rapport à la normale à la surface, s'exprime sous la forme :

$$d^3\phi_\lambda = \cos\theta \cdot d\Omega \cdot d\lambda \cdot dS \cdot [\varepsilon'_\lambda L_\lambda^0(T(t)) + (1 - \varepsilon'_\lambda)L_\lambda^0(T_{env})] \quad (\text{II-10})$$

Le développement au premier ordre de $L_\lambda^0(T(t))$ conduit à l'expression :

$$d^3\phi_\lambda = \cos\theta \cdot d\Omega \cdot d\lambda \cdot dS \cdot \left(\varepsilon'_\lambda \left[L_\lambda^0(T_0) + \Delta T(t) \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \right] + (1 - \varepsilon'_\lambda)L_\lambda^0(T_{env}) \right) \quad (\text{II-11})$$

Le signal photothermique résultant d'une surface ΔS_0 , visée au travers d'une transmission de la chaîne de détection en fonction de la longueur d'onde, τ_λ et d'une réponse spectrale du détecteur infrarouge R_λ s'exprime sous la forme:

$$S_\lambda(t) = \int_{\Delta S_0} \int_{\Delta\Omega} \int_{\Delta\lambda} R_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot \cos\theta \cdot \left(\varepsilon'_\lambda \left[L_\lambda^0(T_0) + \Delta T(t) \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \right] + (1 - \varepsilon'_\lambda)L_\lambda^0(T_{env}) \right) \cdot d\Omega \cdot d\lambda \cdot dS \quad (\text{II-12})$$

La composante dynamique du signal photothermique peut s'écrire de façon plus simple lorsque l'angle θ est nul (visée perpendiculaire à la surface pour la suite), le filtre interférentiel suffisamment étroit pour considérer les paramètres spectraux de la détection constant sur cet intervalle (monochromatique). Le signal s'écrit alors sous la forme :

$$S_\lambda(t) = R_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon'_\lambda \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \int_{\Delta S_0} \Delta T(t) dS$$

(II-13)

L'expression (II-13) rappelle celle utilisée en pyrométrie classique, où la dérivée de la loi de Planck $\frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0)$ remplace la loi de Planck $L_\lambda^0(T_0)$ et avec l'échauffement $\Delta T(t)$ introduit par la source laser. Par ailleurs, la dérivée de la fonction de Planck par rapport à la température présente une dynamique très forte en fonction de la température (équivalent à la fonction de Planck), qui permet à cette méthode d'être potentiellement de plus en plus performante vers les mesures à hautes températures.

L'expression de ce signal photothermique dépend de 3 inconnus qui sont : ε'_λ , $\Delta T(t)$ et T_0 . L'émissivité dépend de plusieurs paramètres physiques mais surtout de la longueur d'onde

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

considérée [Touloukian 1972] ainsi que de l'historique de ce matériau (variation de l'état de surface...). Ce paramètre est donc difficile à estimer et la littérature ne suffit pas toujours, en particulier pour les matériaux métalliques où les émissivités rencontrées sont souvent faibles et variables avec le vieillissement du matériau (oxydation, rugosité). De même, le paramètre $\Delta T(t)$ dépend des propriétés thermiques intrinsèques du matériau étudié mais aussi de ses propriétés optiques [Taine 2008] [Schubert 2004]. De plus, pour estimer ce paramètre, il est indispensable de connaître de façon précise les propriétés du laser en particulier sa puissance ainsi que son profil spatial et temporel. En conséquence, la pyrométrie active permet de s'affranchir du flux réfléchi dans le signal mesuré, mais une inconnue supplémentaire est introduite. A ce stade, afin de déterminer la température T_o , il faut donc éliminer l'émissivité monochromatique directionnelle et la variation de température $\Delta T(t)$ introduite. De ces deux inconnues, la plus difficile à évaluer est $\Delta T(t)$. Afin d'éliminer cette dernière, la solution consiste à travailler à deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 . En s'assurant que les signaux mesurés aux deux longueurs d'ondes s'expriment en fonction d'une variation de température indépendante des propriétés optiques du matériau (profondeur d'absorption), le rapport des signaux permet alors l'élimination de la variation de température :

$$\frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}} = K \frac{\varepsilon'_{\lambda_1} \frac{\partial L_{\lambda_1}^0}{\partial T}(T_0)}{\varepsilon'_{\lambda_2} \frac{\partial L_{\lambda_2}^0}{\partial T}(T_0)} \quad (\text{II-14})$$

La constante K représente le rapport entre les propriétés de la chaîne de détection à chacune des longueurs d'ondes de détection. L'expression de cette constante est :

$$K = \frac{R_{\lambda_1} \cdot \tau_{\lambda_1} \cdot \Delta \lambda_1}{R_{\lambda_2} \cdot \tau_{\lambda_2} \cdot \Delta \lambda_2} \quad (\text{II-15})$$

Cette constante peut être déterminée soit en utilisant les courbes de transmissions des filtres et les courbes de réponse des détecteurs infrarouges ou au travers d'une calibration devant un corps noir ou un corps de référence.

Si l'expression du rapport des signaux (II-14) permet de faire disparaître la variation de température, elle fait en revanche apparaître un rapport d'émissivité qu'il faut évaluer afin de déterminer T_o . Pour déterminer ce rapport, il y a plusieurs moyens :

- La manière la plus simple consiste à utiliser l'hypothèse de la pyrométrie bichromatique classique. En suivant cette hypothèse, les deux émissivités sont supposées égales et par conséquent le rapport des émissivités est égal à 1. Cette hypothèse est souvent vérifiée pour des matériaux d'émissivités élevés (>0.7-0.8) comme dans le cas du graphite ou du carbone. La vérification de cette hypothèse peut orienter le choix des longueurs d'onde mais doit aussi permettre de conserver une

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

dynamique du rapport des signaux suffisante pour déterminer la température de surface.

- La valeur des émissivités à chaque longueur d'onde peut aussi être trouvée dans la littérature. La difficulté de la méthode consiste à trouver l'émissivité décrite pour exactement le même matériau et le même état de surface dans des conditions expérimentales identiques de pression et de température [Touloukian 1972]. Si cette méthode semble assez cohérente pour des expériences de laboratoire, en revanche, pour des mesures dans un tokamak, les valeurs absolues et leurs variations sont peu maîtrisées.
- Le rapport d'émissivité peut être déterminé expérimentalement en suivant la méthode proposée par De Witt et Kunz [De Witt 1972]. Cette méthode impose toutefois d'utiliser 2 lasers supplémentaires aux longueurs d'ondes de détection en plus du laser utilisé pour la pyrométrie active. D'un point de vue expérimental cette méthode est relativement contraignante mais reste complémentaire de la méthode de mesure de température par pyrométrie active. En effet, cette méthode permet de réaliser des mesures sans aucune hypothèse sur le rapport d'émissivité pour des matériaux opaques.
- Il est parfois possible de déterminer l'émissivité de la surface en connaissant une température de référence de cette surface. Dans ce cas-là, il suffit d'ajuster l'émissivité pour mesurer la même température en pyrométrie classique. Toutefois cette méthode suppose l'absence de flux réfléchi sur l'échantillon afin que la totalité du flux collecté par le détecteur provienne uniquement du flux émis par la surface visée. Il est donc plus simple d'effectuer directement une mesure par pyrométrie active et d'ajuster directement le rapport d'émissivité pour mesure une température identique. Dans notre cas expérimental, en laboratoire, la température de référence est mesurée à l'aide de thermocouple et nous permet d'ajuster le rapport d'émissivité. Cette situation permet également de vérifier l'hypothèse d'un rapport d'émissivité constant en fonction de la température ainsi que sur une éventuelle variation de l'état de surface de ce matériau.

L'expression (II-14) met en évidence la possibilité de déterminer la température de surface uniquement en fonction du rapport des signaux. La première méthode pour déterminer la température utilise l'approximation de Wien et permet d'avoir une expression analytique de la température en fonction du rapport des signaux :

$$T_0 = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left(\frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}} \frac{1}{K} \frac{\varepsilon'_{\lambda_2}}{\varepsilon'_{\lambda_1}} \left[\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right]^6 \right)} \quad (\text{II-16})$$

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

L'approximation de Wien peut s'appliquer si la relation $\lambda T \ll 3000 \mu m.K$ est vérifiée. Si cette relation n'est pas respectée, il est possible de déterminer la température par une méthode de résolution numérique itérative de type Newton-Raphson qui permet de déterminer la solution d'une équation du type $f(x) = 0$ [Lagrange 1826]. L'expression de l'algorithme est la suivante :

$$x^{k+1} = x^k - \frac{f(x^k)}{f'(x^k)} \quad (\text{II-17})$$

Dans notre cas, la fonction $f(x) = 0$ d'inconnue T_0 à résoudre est :

$$\frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}} - K \frac{\varepsilon'_{\lambda_1} \frac{\partial L_{\lambda_1}^0}{\partial T}(T_0)}{\varepsilon'_{\lambda_2} \frac{\partial L_{\lambda_2}^0}{\partial T}(T_0)} = 0 \quad (\text{II-18})$$

L'expression (II-18) permet de déduire $f(T_0^k)$. Le terme $f'(T_0^k)$ est calculé numériquement à chaque nouvelle itération par une approximation de la dérivée centrée d'ordre 2 :

$$f'(T_0^k) = \frac{f(T_0^k + dT) - f(T_0^k - dT)}{2dT} \quad (\text{II-19})$$

Une valeur initiale T_0^1 est donnée à l'inconnue puis à chaque nouvelle itération une valeur de la température est définie sous la forme:

$$\boxed{T_0^{k+1} = T_0^k - \frac{f(T_0^k)}{f'(T_0^k)}} \quad (\text{II-20})$$

Nous avons vu au travers de ce paragraphe comment la pyrométrie active permettait de déterminer la température de surface d'un matériau lorsque la sollicitation thermique est faible et ne perturbe pas le champ de température. Ainsi, le signal photothermique mesuré est indépendant du flux réfléchi et dépend uniquement de l'émissivité du matériau ε'_λ , la variation temporelle de température $\Delta T(t)$ et la température de surface T_0 du matériau. C'est le rapport des signaux mesurés à deux longueurs d'onde différentes qui permet de simplifier la variation de température et d'exprimer la température T_0 en faisant une hypothèse sur le rapport d'émissivité créée.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

1.3 Contrainte à satisfaire pour avoir un développement au 1^{er} ordre de la luminance quittant la surface étudiée

Dans le paragraphe précédent, la variation de température introduite par la source laser était considérée suffisamment faible pour limiter le développement du flux émis par rapport à ΔT au premier ordre. Toutefois si la variation de température devient plus conséquente, le développement en série de Taylor au premier ordre n'est plus possible et il faut alors considérer un développement à un ordre supérieur. Dans ce cadre, le développement de l'expression (II-8) au second ordre s'écrit :

$$L'_\lambda(T(t)) = \varepsilon'_\lambda \left[L_\lambda^0(T_0) + \Delta T(t) \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) + \frac{\Delta T^2(t)}{2} \frac{\partial^2 L_\lambda^0}{\partial T^2}(T_0) \right] + (1 - \varepsilon'_\lambda) L_\lambda^0(T_{env}) \quad (\text{II-21})$$

La variation de température est directement liée à la puissance du laser utilisé. La variation de la luminance mesurée à 600K, à la longueur de 2 μm , en fonction de la variation de température, qui dépend de la puissance du laser, est présentée sur la Figure II-3. Dès lors, trois cas sont considérés :

- Le cas exact : $L_\lambda^0(T_0 + \Delta T) - L_\lambda^0(T)$
- Le développement au 2nd ordre : $\Delta T(t) \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) + \frac{\Delta T^2(t)}{2} \frac{\partial^2 L_\lambda^0}{\partial T^2}(T_0)$
- Le développement au 1^{er} ordre : $\Delta T(t) \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0)$

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

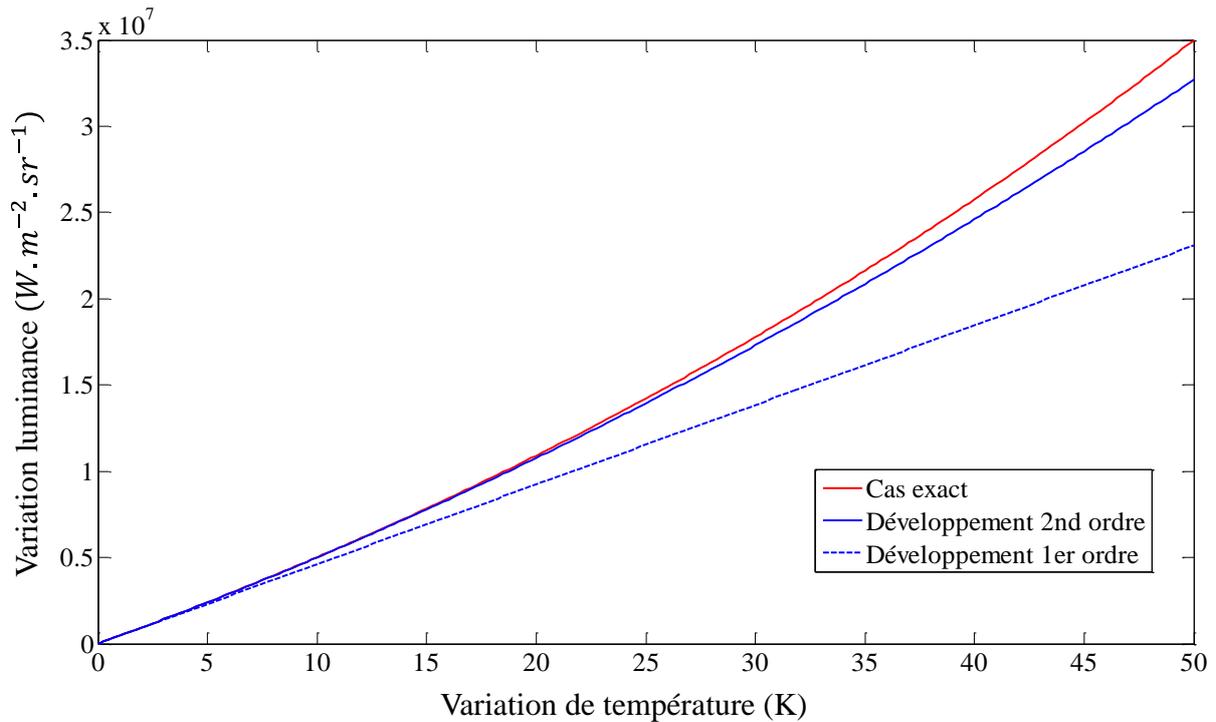


Figure II-3. Evolution de la variation de luminance en fonction de la variation de température introduite en considérant respectivement le cas réel et les développements limités aux 2nd et 1^{er} ordre pour une température T_0 de 600K et une longueur d'onde de $2\mu\text{m}$.

Sur cette figure, il apparaît clairement que le signal s'éloigne d'un comportement linéaire, et par conséquent d'un développement au premier ordre, dès que la variation de température excède 5-7°C. De même, le développement au 2nd ordre ne décrit plus exactement la variation réelle de luminance lorsque la variation de température dépasse ~25°C.

Dans ce cadre, il est possible de considérer que la composante au second d'ordre n'est plus négligeable devant la composante linéaire lorsqu'elle est supérieure à typiquement 10% de sa valeur. Il est donc nécessaire pour cela de vérifier la relation suivante :

$$\frac{1}{10} \left(\frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T} (T_0) \int_{\Delta S_0} \Delta T(t) dS \right) \leq \frac{\partial^2 L_\lambda^0}{\partial T^2} (T_0) \int_{\Delta S_0} \frac{\Delta T^2(t)}{2} dS \quad (\text{II-22})$$

Pour simplifier, l'expression de l'intégrale de la variation de température sur la surface peut s'écrire [Loarer 1989] :

$$\int_{\Delta S_0} \Delta T(t) dS = \frac{\Delta T_{\text{max}}}{2} \Delta S \quad (\text{II-23})$$

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

Après développement et simplification de l'expression (II-22), l'expression de la variation de température maximale admissible en fonction de la longueur d'onde et de la température de surface peut s'exprimer sous la forme :

$$\Delta T_{\max} = \frac{2}{5} \frac{\frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T}}{\frac{\partial^2 L_{\lambda}^0}{\partial T^2}} (T_0) \quad (\text{II-24})$$

Dès lors, il est possible d'estimer la variation (Figure II-4) de température maximale admissible pour les deux longueurs d'onde extrêmes de la gamme dans laquelle nous travaillons (2 et 5 μm), pour une gamme de température allant de 600K à 1000K.

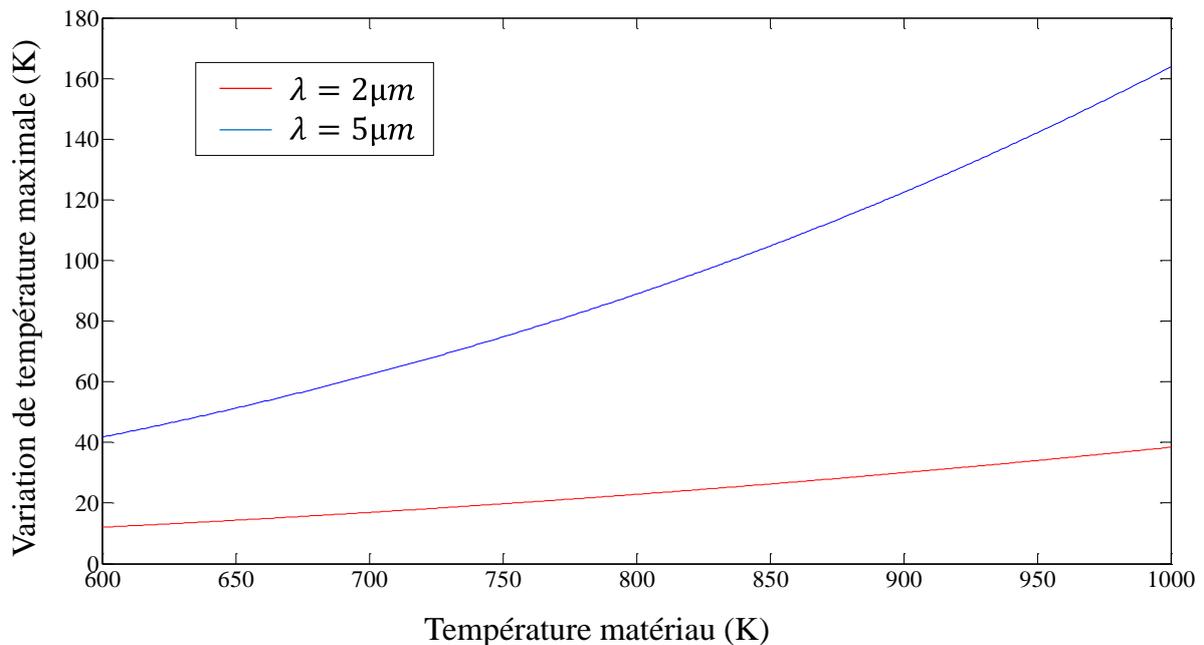


Figure II-4. Variation de température maximale admissible pour un développement au 1er ordre en fonction de la température pour les longueurs d'onde 2 et 5 μm .

A partir de cette figure, il apparaît clairement que plus la longueur d'onde considérée est courte plus la variation de température admissible est faible. En conséquence, dans le cadre de la pyrométrie active qui s'appuie sur deux longueurs d'onde pour mesurer la température, c'est la longueur la plus courte qui va fixer la variation de température maximale admissible. Il est donc possible de tracer des abaques associés au dispositif expérimental (gamme de température observée, filtre utilisé, etc...), qui permettront de déterminer les paramètres du laser permettant de créer une variation de température qui n'excède par la valeur maximale admissible.

Le pourcentage d'erreur entre la variation de luminance exprimée au premier ordre et la variation réelle de luminance s'exprime sous la forme suivante :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$A = 100 \frac{\left| \Delta T(t) \frac{\partial L_{\lambda_1}^0}{\partial T}(T_0) - (L_{\lambda_1}^0(T_0 + \Delta T) - L_{\lambda_1}^0(T)) \right|}{L_{\lambda_1}^0(T_0 + \Delta T) - L_{\lambda_1}^0(T)} \quad (\text{II-25})$$

Il est particulièrement intéressant de comparer cette erreur avec l'erreur commise pour un rapport de luminance à deux longueurs d'onde exprimée au 1^{er} ordre avec un rapport de luminance réel :

$$B = 100 \left| \frac{\frac{\partial L_{\lambda_1}^0}{\partial T}(T_0)}{\frac{\partial L_{\lambda_2}^0}{\partial T}(T_0)} - \frac{L_{\lambda_1}^0(T_0 + \Delta T) - L_{\lambda_1}^0(T)}{L_{\lambda_2}^0(T_0 + \Delta T) - L_{\lambda_2}^0(T)} \right| \times \frac{L_{\lambda_2}^0(T_0 + \Delta T) - L_{\lambda_2}^0(T)}{L_{\lambda_1}^0(T_0 + \Delta T) - L_{\lambda_1}^0(T)} \quad (\text{II-26})$$

L'évolution de ces deux expressions en fonction de la variation de température pour une température de surface de 600K est présentée sur la Figure II-5.

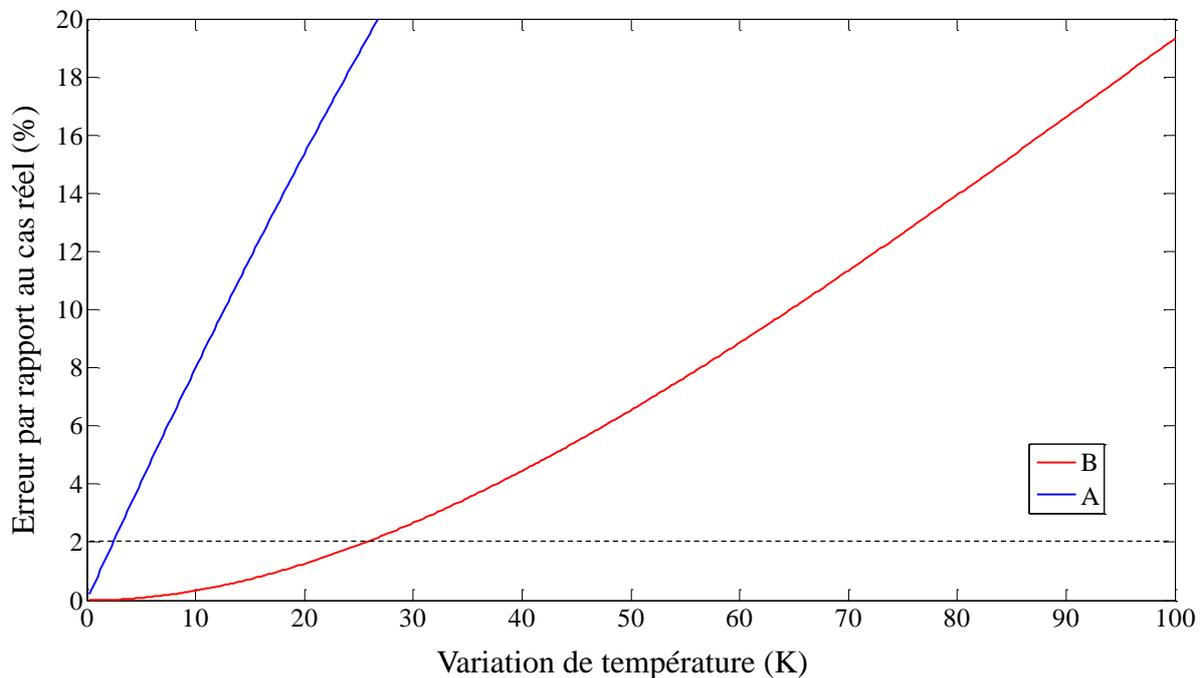


Figure II-5. Comparaison de l'erreur entre la luminance à 2μm exprimée au premier ordre et le rapport des luminances à 2 et 5μm exprimée au 1er ordre pour une température de 600K.

Sur cette figure, il apparaît clairement que le rapport des luminances pour des longueurs d'ondes respectivement de 2 et 5μm compense l'écart qu'il peut y avoir entre l'expression de la luminance exprimée au 1^{er} ordre et l'expression réelle de la luminance. Ainsi pour une erreur admissible de 2%, en considérant uniquement la luminance à une longueur d'onde, la variation de température admissible est de l'ordre de 3K alors qu'une variation de 25K est admissible en considérant le rapport de luminance. En effectuant un rapport de signaux, il est

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

donc possible d'utiliser une variation de température plus importante tout en exprimant les signaux au premier ordre. Si la variation de température créée par le laser peut être plus importante, alors le rapport signal sur bruit sera meilleur et permettra donc une extension du domaine de mesure vers les basses températures.

Conclusion partielle : il est donc possible, pour une configuration expérimentale donnée (longueurs d'onde de détection λ_1 et λ_2 , et température de surface T_0) d'estimer la variation de température admissible permettant d'exprimer le signal photothermique au premier ordre et pouvoir, en effectuant le rapport de deux signaux, éliminer la variation de température ΔT engendrée par l'effet photothermique.

1.4 Expression du signal photothermique avec ces contraintes pour la méthode de pyrométrie active modulée.

Pour la pyrométrie active par méthode modulée (cf. Figure II-6), la modulation du laser permet de créer la variation temporelle de température à la surface du matériau. Pour un faisceau continu, cette modulation peut être réalisée à l'aide d'un hacheur mécanique. La modulation est alors réalisée sous forme de créneaux carrés de période $1/f$, où f est la fréquence de modulation. Pour des équipements plus performants, l'alimentation du laser peut être modulée par un générateur, dans ce cas-là la modulation est strictement sinusoïdale. En décomposant le signal mesuré en série de Fourier, la température s'exprime sous la forme d'une composante continue ΔT_0 et d'une somme de composantes sinusoïdales à la fréquence fondamentale f de la modulation du laser et de ses harmoniques [Berthet 1987]. L'expression de la température à la surface du matériau exposé à un faisceau laser modulé à une fréquence f s'écrit alors :

$$T(t) = T_0 + \Delta T_0 + \sum_n \Delta T_n(f_n) \exp(2\pi i f_n t) \quad (\text{II-27})$$

Par un filtrage du signal mesuré il est possible de ne considérer que la composante à la fréquence fondamentale, l'expression devient alors :

$$T(t) = T_0 + \Delta T_0 + \Delta T_1 \exp(2\pi i f t) \quad (\text{II-28})$$

Par la suite, l'expression des variations de températures continue et sinusoïdale utilisées sera décrite plus précisément.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

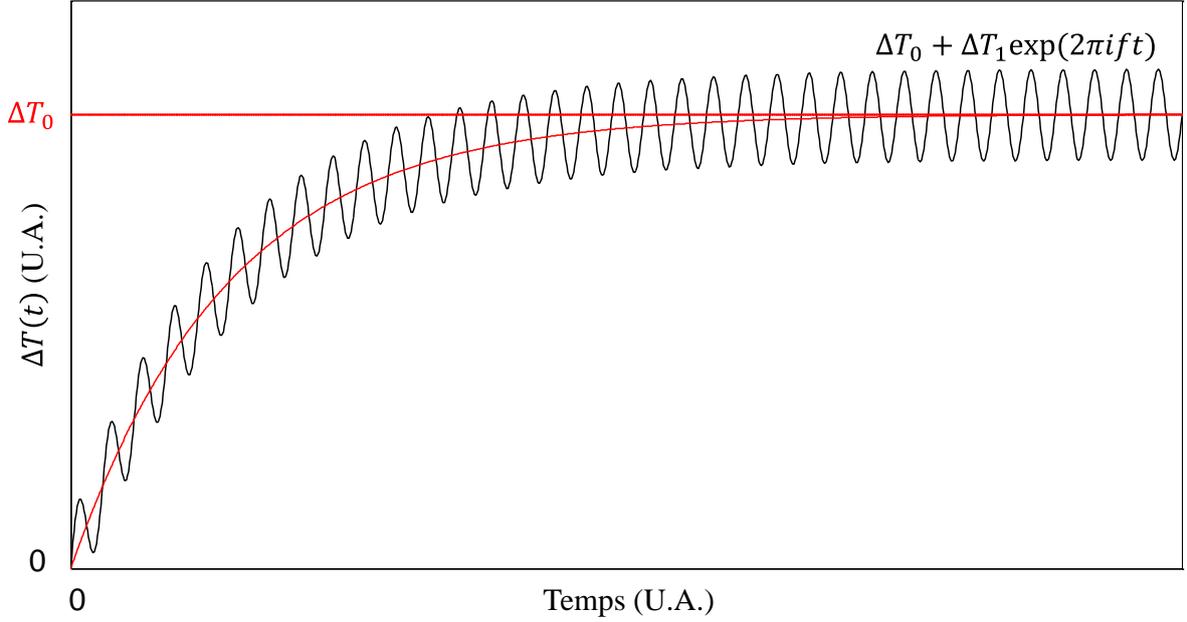


Figure II-6. Evolution temporelle de la variation de température de surface pour une source laser modulée.

En reprenant l'expression (II-6), on peut exprimer de façon analogue dans le cadre de la pyrométrie active modulée :

$$L_{\lambda}^p(T(t)) = \varepsilon'_{\lambda} L_{\lambda}^0(T_0 + \Delta T_0) + \varepsilon'_{\lambda} \frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_0) \Delta T_1 \exp(2\pi i f t) + (1 - \varepsilon'_{\lambda}) L_{\lambda}^0(T_{env}) \quad (\text{II-29})$$

En développant au second terme par rapport à ΔT_0 , l'expression devient alors :

$$L_{\lambda}^p(T(t)) = \varepsilon'_{\lambda} L_{\lambda}^0(T_0 + \Delta T_0) + \varepsilon'_{\lambda} \left[\frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T}(T_0) \Delta T_1 + \frac{\partial^2 L_{\lambda}^0}{\partial T^2}(T_0) \Delta T_1 \Delta T_0 \right] \exp(2\pi i f t) + (1 - \varepsilon'_{\lambda}) L_{\lambda}^0(T_{env}) \quad (\text{II-30})$$

En utilisant l'expression du flux partant de la surface considérée, comme pour la méthode pulsée, le signal photothermique peut s'exprimer sous la forme:

$$S_{\lambda}(t) = \int_{\Delta S_0} \int_{\Delta \Omega} \int_{\Delta \lambda} R_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} \cdot \cos \theta \cdot \left(\varepsilon'_{\lambda} L_{\lambda}^0(T_0 + \Delta T_0) + \varepsilon'_{\lambda} \left[\frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T}(T_0) \Delta T_1 + \frac{\partial^2 L_{\lambda}^0}{\partial T^2}(T_0) \Delta T_1 \Delta T_0 \right] \exp(2\pi i f t) + (1 - \varepsilon'_{\lambda}) L_{\lambda}^0(T_{env}) \right) \cdot d\Omega \cdot d\lambda \cdot dS \quad (\text{II-31})$$

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

La composante dynamique $S_\lambda'(t)$ de cette expression, en supposant que toutes les grandeurs spectrales sont constantes sur la largeur étroite du filtre de détection $\Delta\lambda$, s'écrit sous la forme :

$$S_\lambda'(t) = R_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon'_\lambda \left[\frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \int_{\Delta S_0} \Delta T_1 dS + \frac{\partial^2 L_\lambda^0}{\partial T^2}(T_0) \int_{\Delta S_0} \Delta T_1 \Delta T_0 dS \right] \exp(2\pi i f t) \quad (\text{II-32})$$

Dans le cas de la pyrométrie active modulée, une composante non linéaire par rapport à la puissance du laser apparaît pour une puissance laser élevée alors que pour une puissance laser faible la composante dynamique du flux venant de la surface est uniquement linéaire. En effet l'échauffement continu ΔT_0 et l'échauffement modulé ΔT_1 sont proportionnels à la puissance laser. Par conséquent le terme contenant ces deux échauffements est alors proportionnel à la puissance laser au carré. Dans les paragraphes suivants nous nous intéresserons aux contraintes à imposer sur la source laser afin de considérer uniquement le terme linéaire de cette expression. Dans ce cadre, si la variation de température continue ΔT_0 est trop élevée pour négliger le terme non linéaire alors la composante dynamique du flux venant de la surface ne dépend plus de T_0 mais de $T_0 + \Delta T_0$. Dès lors, la méthode ne peut plus être considérée comme non intrusive puisque la température de surface du matériau a été modifiée de manière conséquente par la source laser. Il est donc nécessaire de vérifier les contraintes à imposer à la variation de température ΔT_0 pour négliger le terme du second ordre devant le terme du premier ordre. Ainsi la relation suivante doit être vérifiée :

$$\frac{1}{10} \left(\frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \int_{\Delta S_0} \Delta T_1(t) dS \right) \geq \frac{\partial^2 L_\lambda^0}{\partial T^2}(T_0) \int_{\Delta S_0} \Delta T_1 \Delta T_0 dS \quad (\text{II-33})$$

En développant cette expression, suivant la simplification (II-24), il apparaît donc possible de négliger le terme non linéaire de la variation continue de température dès que l'inégalité suivante est vérifiée:

$$\frac{1}{5} \frac{\frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0)}{\frac{\partial^2 L_\lambda^0}{\partial T^2}(T_0)} \geq \Delta T_{0max} \quad (\text{II-34})$$

L'évolution de la variation de température continue admissible permettant de considérer uniquement le terme linéaire dans l'expression (II-32) est tracée sur la Figure II- 7 en fonction de la température de surface de l'échantillon pour les longueurs d'onde de 2 et 5 μm :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

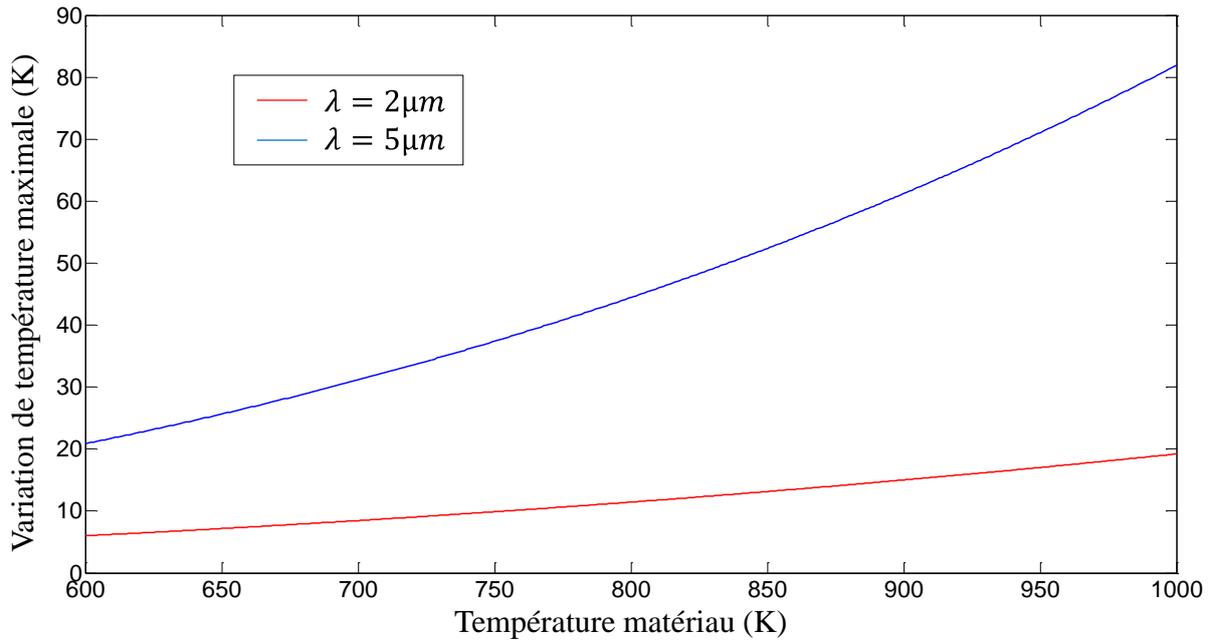


Figure II- 7. Variation de température maximale admissible pour négliger la variation de température continue devant la variation de température modulée pour les longueurs d'onde 2 et 5 μm .

A partir de ces courbes, il apparaît que pour la méthode de pyrométrie active modulée, la longueur d'onde la plus courte détermine la valeur de la variation de température continue qui doit être créée par le laser. Il est donc important lors du choix des paramètres du laser de tenir compte des filtres utilisés par la détection pour créer un signal qui puissent être mesuré par la chaîne de détection.

Lorsque la condition exprimée dans l'inégalité (II-34) est vérifiée, l'expression (II-32) se simplifie alors sous la forme suivante :

$$S_{\lambda}'(t) = R_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{\lambda}' \left(\frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T}(T_0) \int_{\Delta S_0} \Delta T_1 dS \right) \exp(2\pi i f t) \quad (\text{II-35})$$

Un transformée de Fourier du signal photothermique mesuré permet d'obtenir l'amplitude due à la fréquence fondamentale de modulation, qui correspond à l'ensemble des coefficients en facteur de l'exponentielle. Comme pour la méthode impulsionnelle, le rapport des amplitudes des signaux mesurés aux deux longueurs d'onde de détection permet d'éliminer l'échauffement modulé induit par l'effet photothermique.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

1.5 Conclusion partielle

Dans cette première partie nous avons présenté comment la méthode de pyrométrie active permet de mesurer une température indépendamment du flux réfléchi. Nous avons montré que la variation de température $\Delta T(t)$ engendrée par la source absorbée en surface doit être suffisamment faible pour permettre d'approximer le signal photothermique par son développement au premier ordre, que l'effet photothermique soit pulsé ou modulé. Dans cette situation, le signal utile est alors proportionnel à la variation de température $\Delta T(t)$, pulsée ou périodique, induite par l'effet photothermique. Il est alors possible d'éliminer cet échauffement induit (mais inconnu) par un rapport de deux signaux recueillis à deux longueurs d'onde différentes.

Nous allons étudier l'évolution spatiale et temporelle de la température consécutive à l'effet photothermique. En effet, les signaux expérimentaux, issus de l'intégration spatiale de la variation de température sur une surface d'observation, auront des régimes temporels particuliers (diffusion thermique axiale, radiale...) qui devront être repérés. Ces signaux devront suivre un modèle linéaire pour que le rapport de signaux puisse être effectué. Toutefois pour des temps d'observation très courts, la variation de température dépend de paramètres optiques (coefficient d'extinction à la longueur d'onde du laser et aux longueurs d'onde de détection, ...), difficiles à connaître, qui empêchent une simplification de la variation de température par un rapport de signaux. De plus, la connaissance de la variation de température va nous permettre aussi de dimensionner les paramètres de la source excitatrice et de la chaîne de détection pour que la variation soit suffisamment élevée pour être détectée tout en exprimant le signal photothermique au premier ordre.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

2 Etude de la répartition spatiale et temporelle de la température pour la pyrométrie active impulsionnelle.

2.1 Introduction des grandeurs caractéristiques intervenant dans la méthode de pyrométrie active impulsionnelle

Dans le cadre des expériences menées, la durée des perturbations créées par le laser varie de la nanoseconde (méthode pulsée) à la centaine de milliseconde (méthode modulée). Il convient d'étudier la réponse thermique du matériau à ces échelles de temps pour repérer les paramètres qui gouvernent les régimes successifs d'échauffement et de refroidissement. Nous débutons ici par des considérations d'ordre de grandeur pour introduire ces différents paramètres.

Dans le cas général, il faut considérer que la puissance du laser n'est pas uniquement déposée en surface mais sur une très faible épaisseur de l'ordre $\kappa_{\lambda_0}^{-1}$, où κ_{λ_0} le coefficient d'extinction du matériau exprimé en m^{-1} à la longueur d'onde du laser. Cette épaisseur typiquement inférieure au μm joue un rôle dans l'évaluation de la température de surface pour des temps d'observation de l'ordre de la μs [Loarer 1989]. Il est donc intéressant d'identifier les durées pour lesquelles ce coefficient va intervenir dans la mesure de température. De même, il est important de connaître les instants à partir desquels le coefficient κ_{λ_0} n'a plus d'influence et où on peut considérer que la puissance laser est uniquement déposée en surface.

De plus, dans les différents modèles qui seront présentés par la suite, en considérant la longueur de diffusion thermique ou le waist du faisceau laser, il sera possible de faire l'hypothèse d'un matériau semi-infini. Nous devons donc être capables de déterminer si cette hypothèse est valable dans le cadre de la géométrie du matériau avec lequel nous travaillons.

Les paramètres de la source de chaleur qui vont être nécessaires pour déterminer les temps caractéristiques sont :

- la durée d'impulsion t_p en régime impulsionnel
- le rayon w du faisceau laser

Pour le matériau dont on souhaite connaître la température de surface, les caractéristiques thermique et optique à connaître sont :

- la diffusivité thermique a du matériau
- la profondeur d'absorption $\kappa_{\lambda_0}^{-1}$, qui représente l'ordre de grandeur de la profondeur à laquelle l'énergie du faisceau laser est absorbée

Il est possible à partir de ces paramètres physiques de définir des temps caractéristiques de conduction. Pour cela, on exprime le nombre de Fourier dans une direction caractéristique qui nous permet d'identifier un temps caractéristique dans cette même direction [Taine 2008] :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$F_0 = \frac{at}{D^2} = \frac{t}{t_{cd}} \leftrightarrow t_{cd} = \frac{D^2}{a} \quad (\text{II-36})$$

Avec :

- D : longueur caractéristique du matériau dans la direction considérée.
- $a = \frac{k}{\rho C_p}$: diffusivité thermique du matériau
- k la conductivité thermique du matériau ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
- ρ la masse volumique du matériau (en kg.m^{-3}),
- C_p la capacité calorifique du matériau (en $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
- t_{cd} : temps caractéristique de diffusion de la chaleur sur la distance D

Si on construit les temps caractéristiques de conduction axial et radial, à partir respectivement de la profondeur d'absorption et du rayon du laser, on obtient :

$$t_{cd \text{ axial}} = \frac{1}{a\kappa_{\lambda_0}^2} \quad (\text{II-37})$$

$$t_{cd \text{ radial}} = \frac{w^2}{a} \quad (\text{II-38})$$

Par la suite, les temps d'observation vont être comparés aux temps caractéristiques précédemment définis afin d'identifier le régime temporel de la température en surface. Dans un premier temps nous allons estimer la variation de température pour un flux uniforme en surface et pour un temps d'observation inférieur au temps de diffusion radial $\tau_{cd \text{ radial}}$ pour pouvoir travailler dans un cadre monodimensionnel [Leung 1984].

Lors de la phase d'échauffement de l'échantillon, la fraction absorbée $(1 - \rho'_{\lambda_0})$ de la puissance laser P_0 (W) incidente sur la surface πw^2 pénètre sur une profondeur de $\kappa_{\lambda_0}^{-1}$ et chauffe un volume $\pi w^2 \cdot \kappa_{\lambda_0}^{-1}$ pendant la durée d'impulsion laser t_p bien inférieure aux temps de diffusion axial et radial (cf. Figure II-8).

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

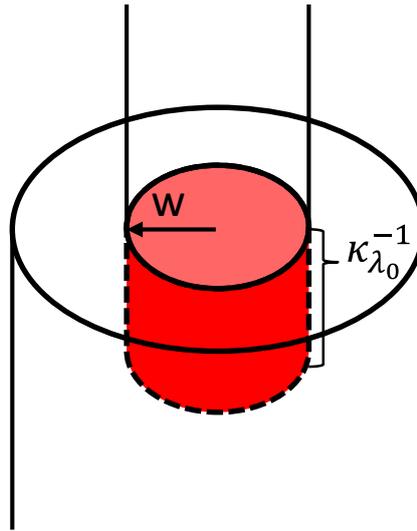


Figure II-8. Localisation de l'énergie du laser pour $t < \tau_{cd\ axial}$

La variation de température pour un temps d'observation inférieur au temps de diffusion axial correspond à l'échauffement adiabatique de ce volume de capacité ρC_p par l'énergie (en J) $(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0 t_p$ et vaut donc :

$$\Delta T(t) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0 t_p}{\pi w^2 \rho C_p} \kappa_{\lambda_0} \quad (\text{II-39})$$

Où ρ'_{λ_0} est la réflectivité directionnelle hémisphérique de la surface à la longueur d'onde du laser, P_0 la puissance du laser (en W), t_p la durée de l'impulsion laser (en s), w le waist du laser (en m), et κ_{λ_0} le coefficient d'absorption à la longueur d'onde du laser (en m^{-1}).

En supposant que toute l'énergie de l'impulsion est déposée dans un volume $\pi w^2 \cdot \kappa_{\lambda_0}^{-1}$, l'expression (II-39) met en évidence que la température maximale atteinte est directement proportionnelle à la profondeur d'absorption. Une connaissance de ce paramètre est donc nécessaire pour estimer la température avec suffisamment de précision. Cette propriété est intrinsèque au matériau, rare dans la littérature, et éventuellement variable en fonction de l'évolution de l'état de surface des zones visées. C'est une raison supplémentaire pour laquelle le rapport des signaux à deux longueurs d'ondes différentes doit être réalisé pour éliminer la variation de température ΔT dans la mesure. Par ailleurs, il est intéressant de remarquer que la variation maximale de température est atteinte à la fin de l'impulsion laser et se maintient à cette température jusqu'à ce que $t = t_{cd\ axial}$ et que la diffusion axiale assure le refroidissement. Dans ce cadre, l'analyse du signal photothermique à chaque longueur d'onde permettra de suivre une éventuelle dérive (augmentation de cette profondeur d'absorption qui pourrait traduire un dépôt fin par exemple).

Ainsi l'expression d'un refroidissement axial, pour un temps d'observation grand devant la durée de l'impulsion t_p s'exprime [Carslaw 1959] :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$\Delta T(t) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0 t_p}{\pi w^2 \sqrt{k \rho C_p} \sqrt{\pi t}} \quad (\text{II-40})$$

Lorsque le refroidissement est purement axial, l'évolution de la décroissance en température suit une loi en $t^{-1/2}$.

En considérant un faisceau gaussien au lieu d'un faisceau uniforme, En plus d'une diffusion axiale, la chaleur diffuse aussi radialement, le refroidissement est alors plus rapide. Pour un temps d'observation inférieur à $\tau_{cd \text{ radial}}$, la diffusion radiale n'a pas commencée. L'énergie de l'impulsion laser permet d'échauffer un volume de profondeur \sqrt{at} et de surface de base $\pi(w + \sqrt{at})^2$, pour un temps supérieur à $\tau_{cd \text{ radial}}$ et $\tau_{cd \text{ axial}}$, l'expression du refroidissement devient :

$$\Delta T(t) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0 t_p}{\sqrt{k \rho C_p t} \cdot \pi \cdot (w + \sqrt{at})^2} \quad (\text{II-41})$$

Avec \sqrt{at} grand devant w , l'évolution du refroidissement devient :

$$\Delta T(t) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0 t_p}{\rho C_p \cdot \pi \cdot a^{\frac{3}{2}} t^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{II-42})$$

Une décroissance de la température en $t^{-3/2}$ est observé lorsqu'une diffusion à la fois axiale et radiale à lieu.

Après les calculs d'ordre de grandeur de l'évolution de la température à l'aide des temps caractéristiques de diffusion axiale et radiale, nous allons déterminer l'expression précise de la variation de température en régime impulsionnel.

2.2 Profil spatial et temporelle de température en méthode impulsionnelle

Pour réaliser une mesure expérimentale de température par pyrométrie active, il est nécessaire d'avoir une variation locale de la température de surface de l'échantillon étudiée. Toutefois il est important de s'assurer que cette variation de température est suffisamment faible pour rester non intrusive et permettre d'exprimer un signal photothermique au premier ordre (proportionnel à ΔT) tout en étant suffisamment élevé pour pouvoir être supérieur au bruit du système de détection utilisé. On se propose donc ici de calculer la distribution de température dans le matériau soumis à une impulsion laser ainsi que l'évolution du signal mesuré en fonction de la taille de la zone de collection.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

2.2.1 Description du modèle

Nous supposons que le matériau étudié est un matériau homogène, isotrope, semi-infini dans la direction z et infini dans les directions x et y (cf. Figure II-9). L'hypothèse d'un matériau semi-infini est valable compte tenu des dimensions du matériau (10mm x 10mm x 2mm) par rapport aux longueurs de diffusion (90 μ m pour un échantillon de cuivre et une durée d'observation de l'ordre de la centaine de μ s).

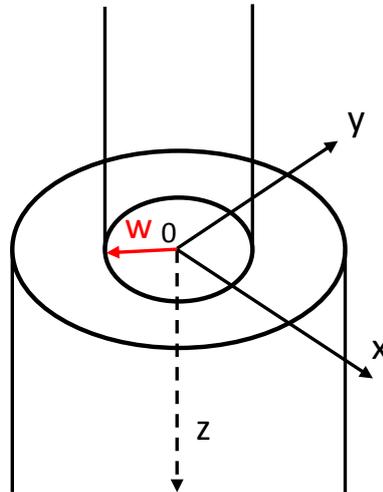


Figure II-9. Géométrie cartésienne du modèle retenue.

L'expression de l'équation de diffusion thermique en coordonnées cartésiennes, en supposant que la variation de température créée par l'impulsion laser est suffisamment faible pour considérer les propriétés thermiques du matériau constantes sur la durée de la mesure, appliqué, en x et y de $-\infty$ à $+\infty$, et de 0 à $+\infty$ en z , est la suivante :

$$\frac{1}{a} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} - \nabla^2 T(x, y, z, t) = \frac{Q(x, y, z, t)}{k} \quad (\text{II-43})$$

où $Q(x, y, z, t)$ est puissance volumique absorbée par le matériau (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$).

Les conditions aux limites et la condition initiale sont :

$$\left(\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} \right)_{z=0} = 0 \quad (\text{II-44})$$

$$T(x, y, z, t) = 0 \text{ pour } t < 0 \quad (\text{II-45})$$

Par la suite, nous détaillerons la condition en surface ($z=0$, condition de semi-transparence au rayonnement laser).

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

Nous supposons que le laser utilisé est un laser gaussien de rayon w et de densité de puissance maximale I_0 (W/m²) en $r=0$ (centre du faisceau), la densité de flux incident en surface du matériau vaut donc localement (en W/m²):

$$I(r, z = 0) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) = I_0 \exp\left(\frac{-x^2 - y^2}{w^2}\right) \quad (\text{II-46})$$

Sachant que P_0 (en W) est la puissance du laser et qu'elle s'écrit donc :

$$P_0 = \int_{r=0}^{\infty} I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) 2\pi r dr \quad (\text{II-47})$$

La densité de puissance maximale I_0 au centre du faisceau s'écrit alors, après calcul de l'intégrale précédente :

$$I_0 = \frac{P_0}{\pi w^2} \quad (\text{II-48})$$

Néanmoins, une partie de la puissance P_0 du laser est réfléchiée par le matériau et par conséquent seule la partie absorbée P par le matériau doit être considérée :

$$P = (1 - \rho'^{\circ}_{\lambda_0}) P_0 \quad (\text{II-49})$$

avec $\rho'^{\circ}_{\lambda_0}$ la réflectivité directionnelle hémisphérique à la longueur d'onde du laser λ_0 .

De plus, il faut tenir compte de l'atténuation du laser dans le matériau qui est modélisée par κ_{λ_0} le coefficient d'absorption optique à la longueur d'onde du laser. Ainsi la puissance absorbée à la profondeur z par le matériau correspond à la puissance absorbée en surface et atténuée sur une épaisseur caractéristique $\kappa_{\lambda_0}^{-1}$ (en m) selon une loi exponentielle décroissante :

$$I(r, z) = (1 - \rho'^{\circ}_{\lambda_0}) I(r, z = 0) \exp(-\kappa_{\lambda_0} z) \quad (\text{II-50})$$

Tous calculs faits, l'expression complète de la puissance volumique absorbée au cours du temps est la suivante, dans le repère cartésien :

$$Q(r, z) = -\frac{\partial I(r, z)}{\partial z} = (1 - \rho'^{\circ}_{\lambda_0}) I(r, z = 0) \kappa_{\lambda_0} \exp(-\kappa_{\lambda_0} z) \quad (\text{II-51})$$

L'expression complète de la puissance volumique absorbée au cours du temps est la suivante :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$Q(x, y, z, t) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0}{\pi w^2} \kappa_{\lambda_0} \exp(-\kappa_{\lambda_0} z) \exp\left(\frac{-x^2 - y^2}{w^2}\right) f(t) \quad (\text{II-52})$$

La fonction $f(t)$ est la variation temporelle de la puissance volumique au cours de la durée de l'étude, ainsi pour la pyrométrie par méthode pulsée, si l'on modélise l'impulsion temporelle par un créneau, on a :

$$f(t) = 1 \text{ pour } 0 < t < t_p \text{ et } f(t) = 0 \text{ pour } t \geq t_p \quad (\text{II-53})$$

2.2.2 Solution générale du modèle

La résolution de l'équation (II-43) fait appel au formalisme de Green pour un problème de conduction instationnaire linéaire pour une source de chaleur quelconque $Q(x,y,z,t)$ [Sanders 1984] [Loarer 1989] [Taine 2008] en utilisant le formalisme de la convolution associé au calcul de réponses impulsionnelles (excitations localisées en espace et en temps). Le système d'équations à résoudre avec sa condition initiale est le suivant :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a\nabla^2 T = \frac{Q(x, y, z, t)}{\rho C_p} \quad (\text{II-54})$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \text{ en } z = 0 \quad (\text{II-55})$$

$$T(x, y, z, t) = 0 \text{ pour } t < 0 \quad (\text{II-56})$$

L'équation (II-56) indique que l'on cherche ici une solution avec condition de flux nul à la surface ($z=0$) (pas de pertes convecto-radiatives). La fonction de Green $G(x, y, z, x', y', z', t - t')$ solution du système homogène suivant associé au système d'équation (II-54) à (II-56) est :

$$\frac{\partial G}{\partial t} - a\nabla^2 G = \delta(x - x')\delta(y - y')\delta(z - z')\delta(t - t') \quad (\text{II-57})$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (\text{II-58})$$

$$G(x, y, z, x', y', z', t - t') = 0 \text{ pour } t - t' > 0 \quad (\text{II-59})$$

Le système d'équation (II-57) à (II-59) caractérise la réponse du matériau au point (x, y, z) et à l'instant t à une impulsion de norme unité appliquée au point (x', y', z') et à l'instant t' .

Pour un milieu infini dans toutes les directions (y compris z), la fonction de Green suivante [Ozisk 1993] [Carslaw 1959] :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$G(x, y, z, x', y', z', t - t') = \frac{1}{8[\pi a(t - t')]^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}{4a(t - t')}\right) \quad (\text{II-60})$$

est solution de l'équation (II-57).

La distribution de température à un instant ultérieur t , en supposant une température initiale est $T(x, y, z, 0)$, est donnée par l'intégrale de convolution :

$$T(x, y, z, t) = \frac{1}{8[\pi a t]^{\frac{3}{2}}} \iiint_{-\infty}^{+\infty} T(x', y', z', 0) \exp\left(-\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}{4at}\right) dx' dy' dz' \quad (\text{II-61})$$

A partir des équations (II-61) et (II-57) (milieu infini en x , y et z) on peut déduire la fonction de Green qui serait la solution d'un système décrivant un milieu toujours infini en x et y mais semi infini en z avec un flux nul en $z = 0$ répondant à une impulsion en (x', y', z') . Pour pouvoir respecter la conditions de flux nul en $z = 0$, une solution consiste à associer au problème recherché un problème comprenant une image, c'est-à-dire une source symétrique par rapport au plan $z = 0$, c'est à dire une impulsion en $(x', y', -z')$. La condition d'adiabaticité est justifiée par comparaison de la résistance de conduction avec la résistance de rayonnement. La résistance pour un échantillon d'épaisseur e et de conductivité thermique k s'exprime :

$$R_{conduction} = \frac{e}{k} \quad (\text{II-62})$$

Dans le cadre de nos expériences, les échantillons étudiés ont une épaisseur de 2mm. La résistance de conduction des échantillons a une gamme de valeur allant de $4.10^{-5} m^2.K.W^{-1}$ (carbone) à $8.10^{-6} m^2.K.W^{-1}$ (aluminium). L'expression du flux échangé par rayonnement entre l'échantillon et l'environnement est le suivant :

$$\begin{aligned} \phi_{rayonnement} &= \varepsilon S \sigma (T_0^4 - T_{env}^4) \\ &= h_r S (T_0^4 - T_{env}^4) \end{aligned} \quad (\text{II-63})$$

L'expression du coefficient d'échange par rayonnement est la suivante :

$$h_r = \varepsilon \sigma (T_0^2 + T_{env}^2) (T_0 + T_{env}) \quad (\text{II-64})$$

La résistance de rayonnement est égale à l'inverse du coefficient d'échange par rayonnement. Pour les matériaux utilisés dans un environnement à 30°C, les valeurs prises par vont de $0.05 m^2.K.W^{-1}$ (à 800°C) à $0.25 m^2.K.W^{-1}$ (à 300°C). Les échantillons sont installés dans une enceinte à vide, par conséquent les effets de la convection sont négligés. La

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

résistance de conduction est négligeable devant la résistance de rayonnement et justifie donc l'hypothèse d'adiabaticité pour notre modèle.

La fonction de Green du système d'équation (II-57) à (II-59) est donc la somme des réponses à deux impulsions symétrique :

$$G(x, y, z, x', y', z', t - t') = \frac{1}{8[\pi a(t - t')]^{\frac{3}{2}}} \left\{ \exp\left(-\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}{4a(t - t')}\right) + \exp\left(-\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z + z')^2}{4a(t - t')}\right) \right\} \quad (\text{II-65})$$

Le produit de convolution de la source avec la fonction de Green précédemment définie permet d'exprimer la distribution de température :

$$T(x, y, z, t) = \int_0^t \iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{Q(x', y', z', t')}{\rho C_p} G(x, y, z, x', y', z', t - t') dx' dy' dz' dt' \quad (\text{II-66})$$

Il est plus pratique pour la suite de travailler en variable adimensionnée au travers des paramètres géométriques du contexte qui sont le waist du faisceau w et la profondeur d'absorption du matériau $\kappa_{\lambda_0}^{-1}$:

$$X = \frac{x}{w} \quad (\text{II-67})$$

$$Y = \frac{y}{w} \quad (\text{II-68})$$

$$Z = \kappa_{\lambda_0} z \quad (\text{II-69})$$

$$\gamma = \frac{\kappa_{\lambda_0} w}{2} \quad (\text{II-70})$$

$$\tau = \frac{4at}{w^2} \quad (\text{II-71})$$

Le temps est donc adimensionné par $\frac{1}{4}w^2/a$ qui est le quart du temps caractéristique de diffusion radiale $t_{cd\ radial} = \frac{w^2}{a}$.

Le calcul de l'équation (II-66) conduit alors à l'expression suivante de l'échauffement ΔT :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$T(x, y, z, t) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0}{2\sqrt{\pi}kw} \theta(X, Y, Z, \gamma, \tau) \quad (\text{II-72})$$

où $\theta(X, Y, Z, \gamma, \tau)$ représente la variation de température exprimée en fonction des variables adimensionnées précédemment définie. L'expression de la fonction après son calcul [SANDERS 1984] [BERTHET 1987] [LOARER 1989] s'écrit:

$$\theta(X, Y, Z, \gamma, \tau) = \frac{\gamma}{2\sqrt{\pi}} \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{\exp(\gamma^2 \tau')}{(1 + \tau')} \exp\left(\frac{-X^2 - Y^2}{1 + \tau'}\right) \left(\exp(-Z) \operatorname{erfc}\left(\gamma\sqrt{\tau'} - \frac{Z}{2\gamma\sqrt{\tau'}}\right) + \exp(Z) \operatorname{erfc}\left(\gamma\sqrt{\tau'} + \frac{Z}{2\gamma\sqrt{\tau'}}\right) \right) d\tau' \quad (\text{II-73})$$

Les bornes d'intégrations sont définies de la façon suivante :

$$\tau_0 = 0 \text{ pour } 0 < \tau < \tau_p \quad (\text{II-74})$$

$$\tau_0 = \tau - \tau_p \text{ pour } \tau > \tau_p \quad (\text{II-75})$$

où $\tau_p = \frac{4at_p}{w^2}$ est la durée de chauffage adimensionnée.

Le premier facteur de la solution (II-73), indépendant du temps permet d'adimensionner l'échauffement réel $\Delta T(x, y, z, t)$ pour construire l'échauffement adimensionné $\theta(X, Y, Z, \gamma, \tau)$. Il correspond, à $\sqrt{\pi}/2$ près à l'écart de température qu'il y aurait aux bornes d'une couche d'épaisseur w , de conductivité k et de section πw^2 (résistance thermique $w/(k \cdot \pi w^2) = 1/(k\pi w)$) traversé en régime 1D axial permanent par le flux $(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0$. Les expressions (II-72) et (II-73) permettent de calculer la distribution spatiale et temporelle de la température.

2.2.3 Evolution de température à l'origine au cours du temps, influence de la durée d'impulsion et de la profondeur d'absorption.

En effectuant le calcul de la variation temporelle de la température à l'origine, il est possible de connaître la température maximale atteinte à la fin de l'impulsion laser. L'expression (II-73), à l'origine s'écrit :

$$\theta(0,0,0, \gamma, \tau) = \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}} \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{\exp(\gamma^2 \tau')}{(1 + \tau')} \left(\operatorname{erfc}(\gamma\sqrt{\tau'}) \right) d\tau' \quad (\text{II-76})$$

Dans le cas d'un échantillon de Cuivre les propriétés à 500°C [Palik 1985] [Barabash 2013] sont les suivantes:

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

| | | |
|--|----------------------------|---------------------------------------|
| Capacité calorifique | C_p | 430 J/(kg.K) |
| Conductivité thermique | k | 370 W/(m.K) |
| Densité massique | ρ | 8700 kg/m ³ |
| Diffusivité thermique | a | 10 10 ⁻⁵ m ² /s |
| Coefficient d'absorption à 1064nm | κ_{λ_0} | 8.5 10 ⁷ m ⁻¹ |
| Waist du faisceau laser | w | 7 10 ⁻⁴ m |
| Temps de caractéristique diffusion axial | $t_{cd\ axial}$ | 1.4 10 ⁻¹² s |
| Temps de caractéristique diffusion radial divisé par 4 | $\frac{t_{cd\ radial}}{4}$ | 1.24 10 ⁻³ s |
| Temps caractéristique de diffusion axial adimensionné | $\tau_{cd\ axial}$ | 1 10 ⁻⁹ |
| Fonction gamme | γ | 29750 |

Tableau II-1. Propriétés physique du Cuivre à 500°C.

L'expression (II-76) est calculée (intégrale calculée numériquement par la méthode des trapèzes) pour différente durée d'impulsion τ_p et est tracée en échelle log-log (cf. Figure II-10). Trois comportements différents de la température de surface à l'origine ressortent de ces courbes, suivant la durée de l'impulsion laser.

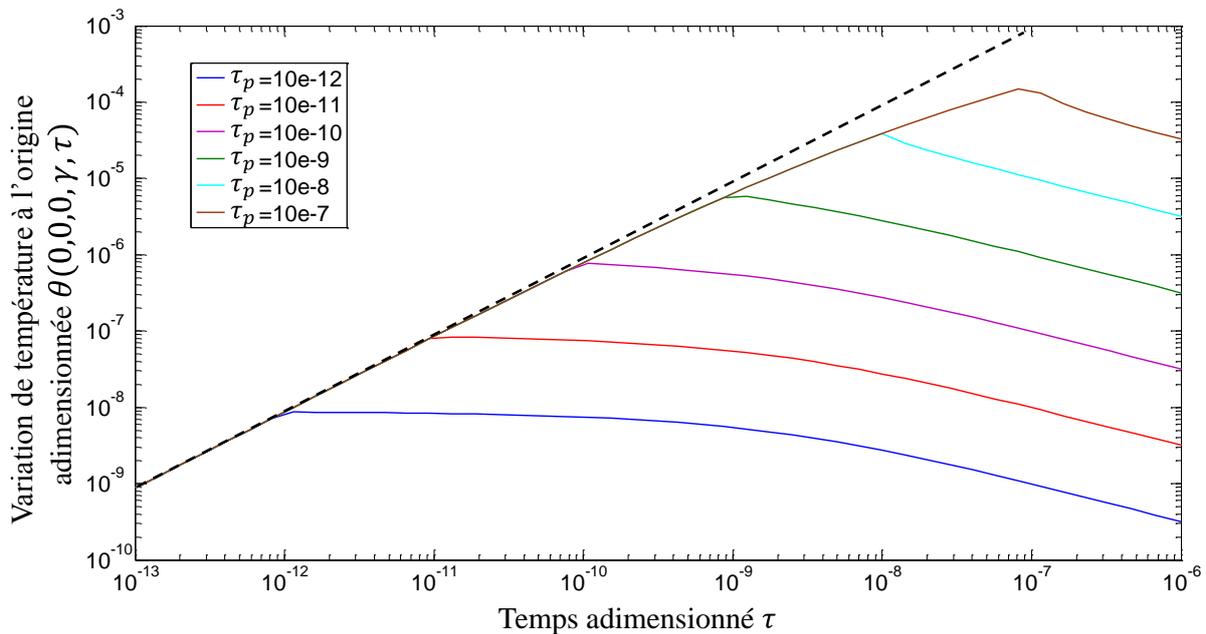


Figure II-10. Evolution de la température à l'origine pour un échantillon de Cuivre, pour différentes durée d'impulsion adimensionnées. Le temps et les durées d'impulsion sont adimensionnés par le quart du temps de diffusion radial.

Dans le cas étudié, le temps de diffusion axial adimensionné est de l'ordre de $\tau_{cd\ axial} = 1.10^{-9}$. La comparaison avec les différents régimes de la température de surface au centre du faisceau pour différentes durée d'impulsion adimensionnée τ_p plus ou moins grandes devant ce temps de diffusion axial conduit aux remarques suivantes :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

- $\tau_p < \tau_{cd\ axial}$: La durée d'impulsion étant plus courte que le temps de diffusion axial, l'énergie du laser est absorbée sur un volume $\frac{\pi w^2}{\kappa \lambda_0}$ sans être dissipée par diffusion. A la fin de l'impulsion, la température maximale en surface est atteinte et reste constante jusqu'à $\tau = \tau_{cd\ axial} = 10^{-9}$ où la diffusion axiale assure le refroidissement. L'échauffement suit une loi en τ .
- $\tau_p \approx \tau_{cd\ axial}$, la durée d'impulsion laser est proche du temps caractéristique de diffusion axial. Celle-ci a donc commencé pendant que l'énergie est encore déposée par le laser. L'échauffement suit alors une loi en τ^n avec $n < 1$, la cinétique d'échauffement s'éloigne de la droite $\theta \propto \tau$.
- $\tau_p > \tau_{cd\ axial}$, l'échauffement est très fortement ralenti par la diffusion axiale et suit une loi en $\sqrt{\tau}$. Il s'agit d'un résultat classique pour l'évolution de la température de surface d'un matériau semi-infini soumis à un flux constant.

La profondeur d'absorption joue un rôle important dans l'évolution de la température de surface. Ainsi, il est possible, pour des temps suffisamment longs, de décrire l'échauffement et le refroidissement par un modèle surfacique. Ce modèle revient à faire tendre la profondeur d'absorption vers 0 et donc la variable adimensionnée γ vers l'infini. On effectue alors un développement en série de la fonction erfc en $+\infty$ [Abramowitz 1972] vérifiant la relation [Loarer 1989] [Rigollet 1999]:

$$\gamma\sqrt{\tau} > 5 \quad (\text{II-77})$$

Ainsi, pour des temps d'observations 25 fois supérieur au temps de diffusion axial dans la couche d'absorption du laser alors cette couche semi-transparente n'a plus d'influence sur la température de surface qui peut être décrite par un modèle d'absorption purement surfacique. L'expression (II-76) s'exprime alors :

$$\theta(0,0,0, \gamma \rightarrow \infty, \tau) = \frac{2}{\pi} \text{Arctan}(\sqrt{\tau}) \text{ pour } \tau < \tau_p \quad (\text{II-78})$$

$$\theta(0,0,0, \gamma \rightarrow \infty, \tau) = \frac{2}{\pi} \left(\text{Arctan}(\sqrt{\tau}) - \text{Arctan}(\sqrt{\tau - \tau_p}) \right) \text{ pour } \tau \geq \tau_p \quad (\text{II-79})$$

L'expression (II-79) peut s'écrire sous la forme :

$$\theta(0,0,0, \gamma \rightarrow \infty, \tau) \approx \frac{2}{\pi} \text{Arctan} \left(\frac{\tau_p}{2\sqrt{\tau} + 2\tau^{\frac{3}{2}}} \right) = \frac{2}{\pi} \text{Arctan} \left(\frac{\tau_p}{2\sqrt{\tau}(1 + \tau)} \right) \quad (\text{II-80})$$

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

En développant l'expression (II-80) en série de Taylor au premier ordre, on peut faire apparaître deux comportements asymptotiques :

$$\theta(0,0,0,\gamma \rightarrow \infty,\tau) = \frac{2}{\pi} \operatorname{Arctan}\left(\frac{\tau_p}{2\sqrt{\tau}(1+\tau)}\right) = \frac{\tau_p}{\pi\sqrt{\tau}(1+\tau)} \quad (\text{II-81})$$

$$\theta(0,0,0,\gamma \rightarrow \infty,\tau) = \frac{\tau_p}{\pi\sqrt{\tau}} \text{ pour } \tau < 1 \quad (\text{II-82})$$

$$\theta(0,0,0,\gamma \rightarrow \infty,\tau) = \frac{\tau_p}{\pi\tau^{\frac{3}{2}}} \text{ pour } \tau > 1 \quad (\text{II-83})$$

Pour le cas de $\tau < 1$, en exprimant la relation (II-82) en variables dimensionnées, il en résulte :

$$\tau < 1 \leftrightarrow t < \frac{t_{cd \text{ radial}}}{4} \quad (\text{II-84})$$

Ainsi, pour un temps inférieur à $t_{cd \text{ radial}}$, le refroidissement est uniquement assuré par la conduction axiale en $\frac{1}{\sqrt{t}}$. C'est un résultat classique [Balageas 1986] couramment utilisé pour déterminer l'effusivité thermique des matériaux [Krapez 2006] ou pour effectuer des contrôles non-destructifs [Balageas 2011] et basé sur l'expression générale de l'évolution de la température qui s'écrit :

$$T(0,t) = \frac{Q}{b\sqrt{\pi t}} \quad (\text{II-85})$$

où Q l'énergie absorbée en surface et $b = \sqrt{k\rho C_p}$ l'effusivité thermique du matériau.

Lorsque $\tau > 1$, la cinétique de refroidissement thermique évolue en $\tau^{-\frac{3}{2}}$ traduisant la combinaison d'une diffusion radiale et axiale de la chaleur

La Figure II-11 représente l'évolution de la température adimensionnée pour différentes profondeurs d'absorption du faisceau, pour du cuivre (Tableau II-1) et une durée d'impulsion de 10^{-6} s. En modèle surfacique (courbe rouge), l'échauffement suit un régime en $\sqrt{\tau}$.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

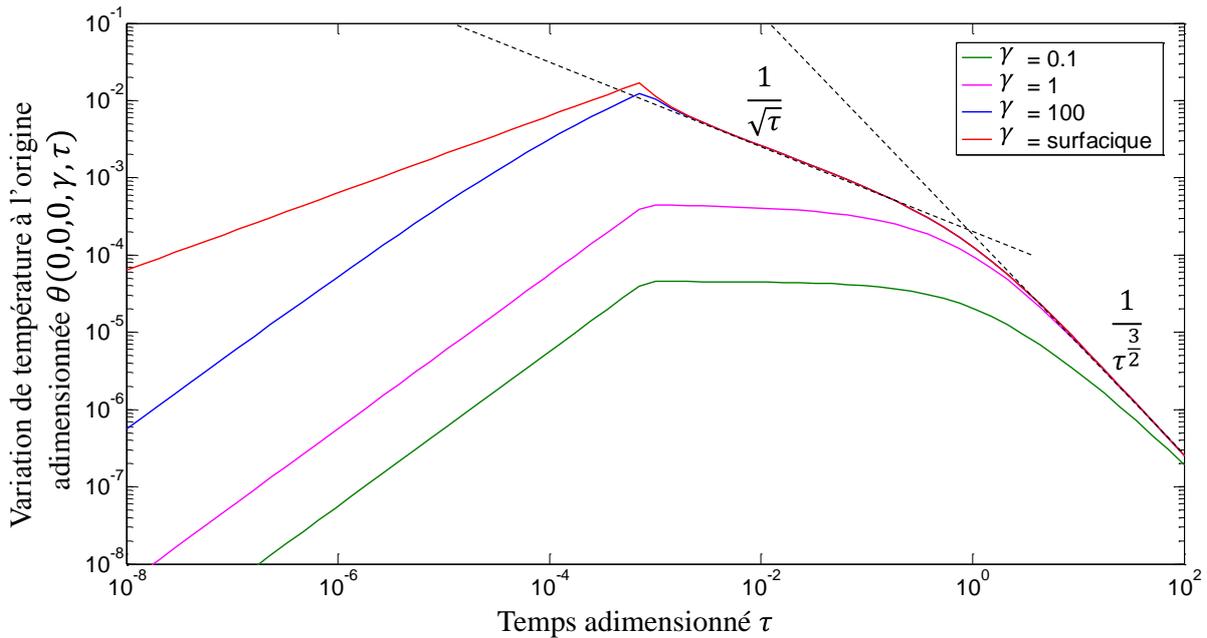


Figure II-11. Evolution de la température à l'origine pour un échantillon de Cuivre, pour différentes profondeurs de pénétration.

Sur cette figure, il est possible d'identifier les 2 comportements asymptotiques qui témoignent d'abord d'un refroidissement axial puis radial et axial. Pour des $\kappa_{\lambda_0}^{-1}$ importants (γ faible), les temps caractéristiques de diffusion axial et radial sont du même ordre de grandeur, tout en étant supérieur à la durée d'impulsion du laser (pour $\gamma = 1$, $t_{cd\ axial} = 1.2 \cdot 10^{-3} s$ et $t_{cd\ radial} = 4.9 \cdot 10^{-3} s$ avec $t_p = 10^{-6} s$). Une température constante est obtenue dans les premiers instants quand l'impulsion s'achève puis une décroissance de la température très rapide apparaît. Au contraire, pour $\kappa_{\lambda_0}^{-1}$ faibles (γ grand), le refroidissement est d'abord axial et seulement lorsque $\tau = \tau_{cd\ radial}$, le refroidissement radial contribue à la décroissance de la température. Pour le cas surfacique ($\kappa_{\lambda_0}^{-1} \rightarrow 0$), la diffusion axiale commence pendant l'impulsion et ralentit l'échauffement, elle se poursuit lorsque l'impulsion est finie. Enfin, lorsque l'observation est effectuée à un instant supérieur au temps de diffusion axial, la cinétique de refroidissement du matériau est indépendante de la profondeur d'absorption.

2.2.4 Expressions de l'évolution de température à l'origine pendant l'échauffement et température maximale en fin d'impulsion.

Après avoir étudié, l'évolution de la température à l'origine et en particulier l'influence de la profondeur d'absorption du matériau à la longueur d'onde du laser, il est nécessaire d'évaluer l'évolution de la température à l'origine (température maximale) par l'échauffement du matériau durant l'impulsion laser. Pendant la phase d'échauffement l'expression (II-76) s'écrit :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$\theta(0,0,0,\gamma,\tau_p) = \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}} \int_{\tau_0}^{\tau_p} \frac{\exp(\gamma^2 \tau')}{(1 + \tau')} \left(\operatorname{erfc}(\gamma \sqrt{\tau'}) \right) d\tau' \quad (\text{II-86})$$

Il convient d'identifier différents régimes de chauffage :

- Lorsque $\tau_p \ll \gamma^{-2} \leftrightarrow t_p \ll t_{cd \text{ axial}}$, nous sommes dans le cas de matériau semi-transparent, donc le calcul de la température adimensionnée revient à intégrer l'expression $d\tau'$ entre 0 et τ . L'expression de la température devient pour des temps τ faibles :

$$\theta(0,0,0,\gamma,\tau) = \frac{\gamma\tau}{\sqrt{\pi}} \text{ pour } \tau < \tau_p \quad (\text{II-87})$$

La température maximale atteinte est directement proportionnelle à τ et à γ (et donc à κ_{λ_0}). Il est donc capital d'avoir une bonne estimation de la profondeur d'absorption pour une prévision fiable de la variation de température de surface engendrée par l'impulsion. La température maximale dimensionnée atteinte à la fin du chauffage s'écrit :

$$T(0,0,0,t_p) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0 \kappa_{\lambda_0} t_p}{\pi w^2 \rho C_p} \quad (\text{II-88})$$

Cette expression ne tient pas compte de phénomène de diffusion et décrit la variation de température d'un volume $\pi w^2 \cdot \kappa_{\lambda_0}^{-1}$ (cf. Figure II-8) conformément à l'expression (II-39).

- Lorsque $\gamma^{-2} < \tau_p < 1$, les durées d'échauffement sont intermédiaires et la durée de l'échauffement est supérieure au temps de diffusion axial. Pour un dépôt de puissance purement surfacique ($\gamma \rightarrow +\infty$), la température adimensionnée s'exprime selon (II-78) :

$$\theta(0,0,0,\gamma,\tau) = \frac{2}{\pi} \operatorname{Arctan}(\sqrt{\tau}) \quad (\text{II-89})$$

L'expression de la température maximale dimensionnée en fin d'échauffement devient alors :

$$T(0,0,0,t_p) = \frac{2(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0 \sqrt{t_p}}{\pi w^2 \sqrt{k \rho C_p} \sqrt{\pi}} \quad (\text{II-90})$$

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

Il s'agit d'un résultat classique d'un mur semi infini chauffé par un flux en surface. Dans ce cas-là, la profondeur d'absorption n'intervient plus sur le régime d'échauffement.

- Lorsque $\tau_p \gg 1$, l'impulsion devient « très longue » et peut être considérée quasi infini qui caractérise un régime continu. L'expression générale de la température adimensionnée pour un matériau semi-transparent s'écrit [Lax 1977] [Loarer 1989] :

$$\theta(0,0,0,\gamma,\tau_p) = \frac{2\gamma}{\sqrt{\pi}} \int_{\tau_0}^{+\infty} \frac{\exp(-\delta^2)}{(\delta + \gamma)} d\delta \quad (\text{II-91})$$

Pour des matériaux opaques, l'expression de la température dimensionnée devient :

$$T(0,0,0,t_p) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0}{\pi w k} \int_{\tau_0}^{+\infty} \exp(-\delta^2) d\delta \quad (\text{II-92})$$

Enfin cette expression peut s'écrire de façon analytique :

$$T(0,0,0,t_p) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0}{2\sqrt{\pi} w k} \quad (\text{II-93})$$

2.2.5 Profil de température en surface à différents instants

L'évolution de la température à l'origine dépend des paramètres optiques (la profondeur de pénétration), thermiques (diffusivité et conductivité thermique) du matériau et du profil spatial du laser (waist du faisceau). Le profil spatial et temporel de la température en surface dépend de la répartition spatiale de l'énergie de la source laser. Le profil du dépôt de puissance du laser est généralement gaussien [Lax 1977] [Moody 1982] ou « top hat » [Li 2008] [Astrath 2009] [Astrath 2010]. L'expression de la température adimensionnée (II-73) pour un profil gaussien à la surface devient :

$$\theta(X,Y,0,\gamma,\tau) = \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}} \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{\exp(\gamma^2 \tau')}{(1 + \tau')} \exp\left(\frac{-X^2 - Y^2}{1 + \tau'}\right) \text{erfc}(\gamma\sqrt{\tau'}) d\tau' \quad (\text{II-94})$$

Lorsque le dépôt de puissance est surfacique ($\gamma \rightarrow \infty$), l'expression (II-77) est vérifiée et après avoir effectué un développement limité de la fonction erfc, l'équation (II-94) devient :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$\theta(X, Y, 0, \gamma, \tau) = \frac{1}{\pi} \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{1}{(1 + \tau')} \frac{1}{\sqrt{\tau'}} \exp\left(\frac{-X^2 - Y^2}{1 + \tau'}\right) d\tau' \quad (\text{II-95})$$

L'évolution, à différents instants, du profil spatial en température adimensionnée pour un échantillon de cuivre (cf. Tableau II-1) est présenté sur la Figure II-12 pour une durée d'impulsion de 10^{-6} s (absorption surfacique) :

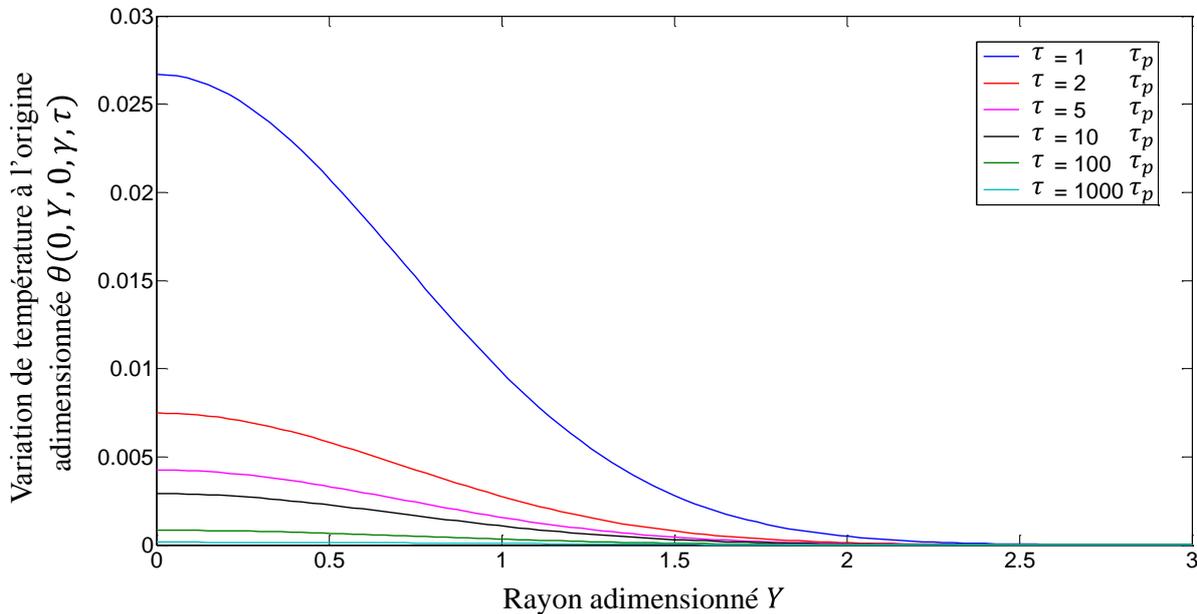


Figure II-12. Profil spatial, à différents instants de la température de surface adimensionnée pour un échantillon de cuivre, durée d'impulsion $1\mu\text{s}$, absorption surfacique.

Dans ce cas, le refroidissement axial est largement dominant puisque la durée de l'impulsion est bien inférieure au temps de diffusion radial qui est de l'ordre de 10^{-3} s. Ainsi le profil spatial de la température à la surface de l'échantillon étudié est similaire au profil énergétique du faisceau laser. Dans le cadre d'une diffusion uniquement axiale, l'hypothèse d'un milieu semi-infini selon les directions du plan XY est donc vérifiée pour un rayon d'échantillon supérieur à 3 fois le rayon adimensionné de l'impulsion représentant 99% de l'énergie déposée par le faisceau laser qui ne diffusera pas latéralement.

Pour ce même échantillon, la Figure II-13 représente le profil de température en considérant un coefficient d'absorption divisé par 10^3 , absorption du laser sur une profondeur 1000 fois plus grande, l'oxydation en surface peut augmenter la profondeur absorption (cf. Figure II-13) qui correspond à un temps caractéristique de diffusion axial plus long ($t_{cd\ axial} = 1.4 \cdot 10^{-6}$ s) mais qui reste inférieur au temps caractéristique de diffusion radial. Un refroidissement purement axial est observé et le profil spatial reste le même que celui observé précédemment alors que les valeurs numériques atteintes restent identiques puisque dès $5\tau_p$ les profils sont identiques ; le refroidissement axial domine lorsque γ augmente.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

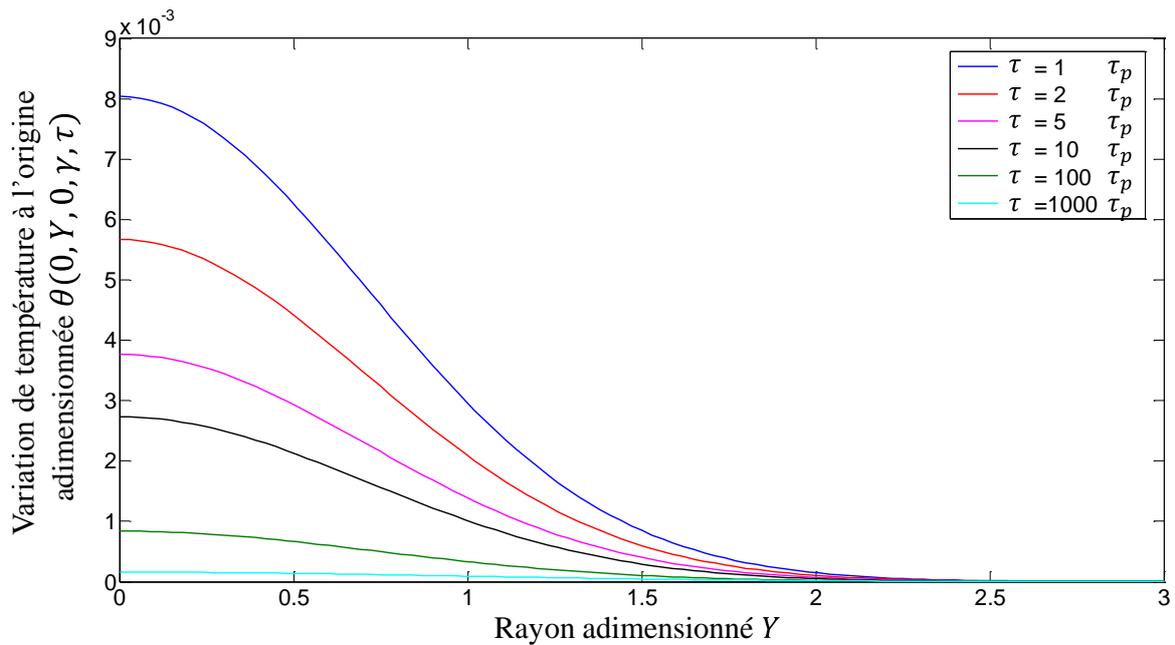


Figure II-13. Profil spatial de la température de surface à différents instants pour un échantillon de cuivre avec un coefficient d'absorption divisé par 10^3 .

Pour ce même échantillon avec un faible coefficient d'absorption (ici divisé par 10^5 et présenté sur la Figure II-14), le temps caractéristique de diffusion axiale est du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de diffusion radiale. Ainsi dans les premiers instants la température atteinte à la fin de l'impulsion laser reste constante, puis les diffusions à la fois axiale et radiale contribuent simultanément à l'évolution des profils de température. Dans cette situation, la diffusion radiale conduit à une déformation du profil de température par rapport au profil initial proche de celui du dépôt de puissance du laser.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

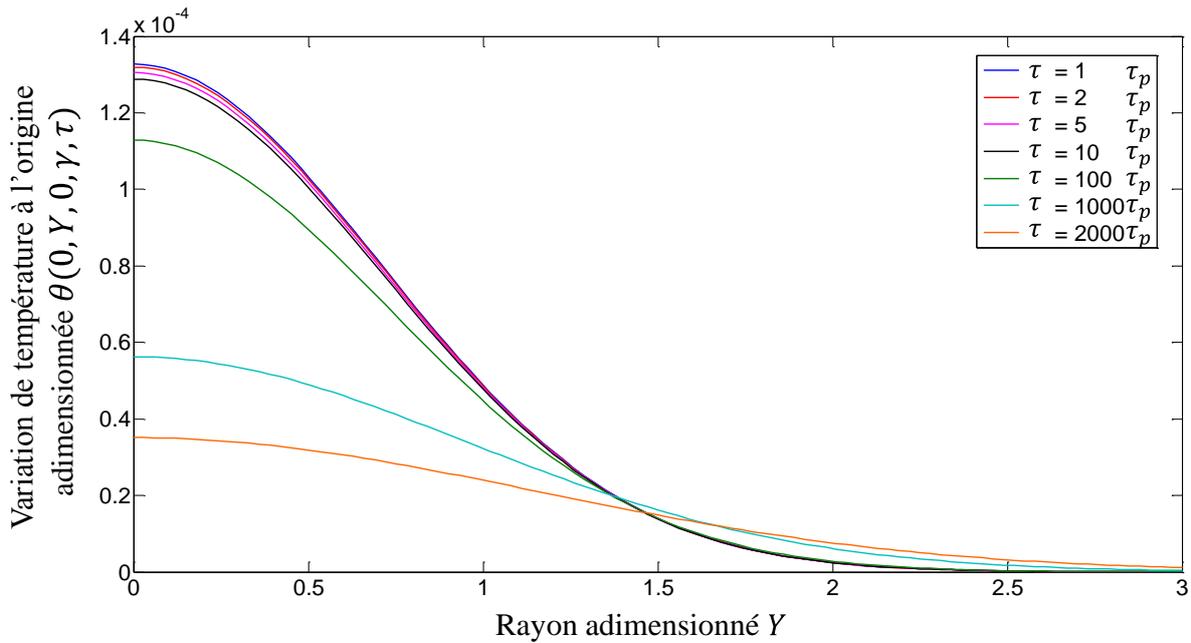


Figure II-14. Profil spatial de la température de surface à différents instants pour un échantillon de cuivre avec un coefficient d'absorption divisé par 10^5 .

2.2.6 Intégrale de la variation de température sur la zone de collection

Le signal mesuré par les détecteurs est proportionnel à l'intégrale du profil spatial de la variation de température sur une zone d'observation de rayon r_0 . En posant R_0 , le rayon adimensionné par le waist du faisceau laser :

$$R_0 = \frac{r_0}{w} \tag{II-96}$$

En supposant que la zone visée a le même centre que le faisceau laser gaussien, l'expression de l'intégrale de la variation de température sur un disque de rayon adimensionné R_0 est la suivante [Loarer 1989] :

$$I_{R_0}(t) = \int_{\Delta S_0} \Delta T(R, t) dS = \int_0^{R_0} \Delta T(R, t) 2\pi w^2 R dR \tag{II-97}$$

L'évolution temporelle de l'intégrale sera la même que celle du signal photothermique à l'émissivité et à la fonction de transfert de la détection prêt. La Figure II-16 présente l'évolution temporelle de l'intégrale de la variation de température pour différents rayons adimensionnés de la zone d'observation (cf. Figure II-15) en fonction du temps adimensionné exprimé comme un multiple de la durée d'impulsion adimensionnée pour un échantillon de cuivre. Une zone d'observation plus grande permet évidemment d'avoir un signal plus important mais aussi d'avoir une évolution du signal caractéristique en $\tau^{-0.5}$ sur une durée

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

plus longue. Il vaut mieux avoir une surface d'observation supérieure à la zone où l'énergie du faisceau laser est déposée pour maximiser le signal collecté et s'assurer que la zone où la variation de température est créée est bien identique pour les deux longueurs d'onde de détection.

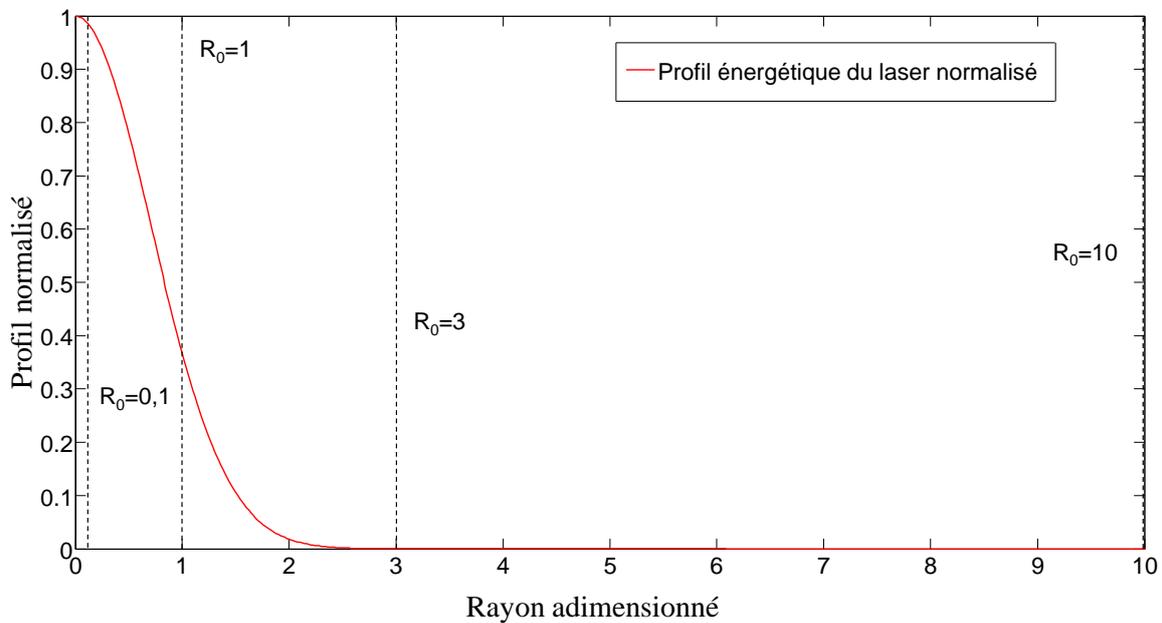


Figure II-15. Différents rayons adimensionnés R_0 de la zone de collection par rapport au profil énergétique du laser normalisé.

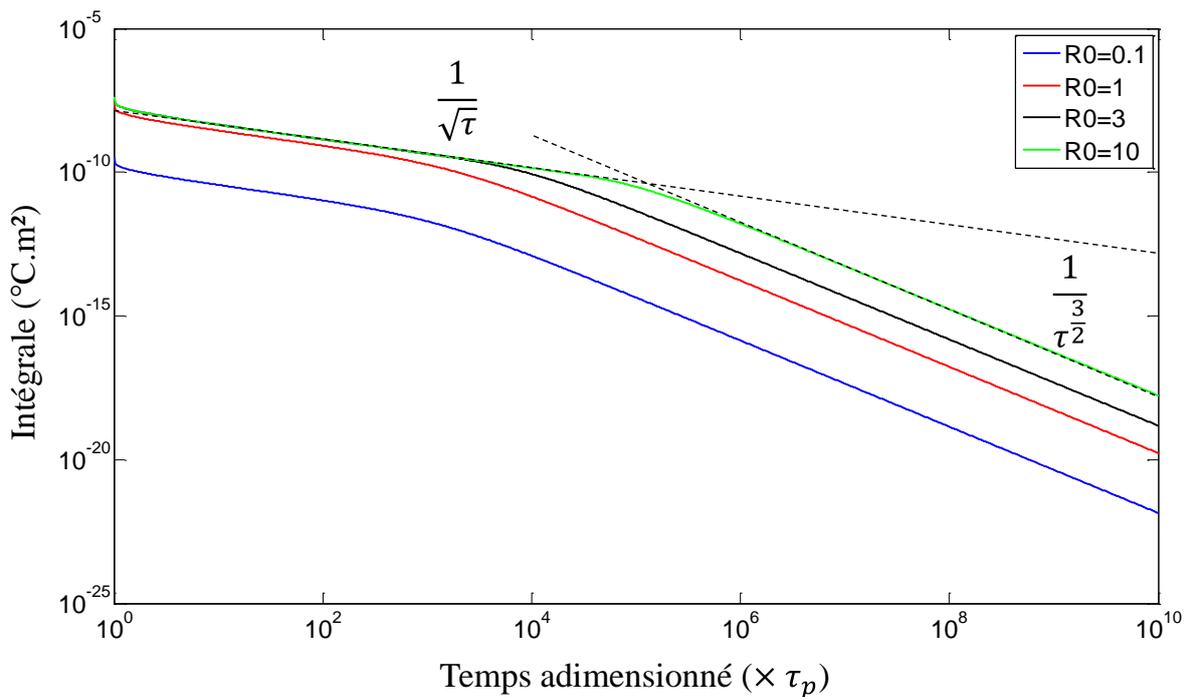


Figure II-16. Evolution temporelle de l'intégrale en fonction du temps adimensionné, exprimé en multiple de la durée de l'impulsion laser adimensionné, pour différent rayon R_0 de la zone de collection.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

De plus, avec une zone de collection plus grande, la diffusion latérale peut être mesurée. Ainsi l'intégrale pour un rayon adimensionnée de 10 devient supérieure à l'intégrale pour un rayon adimensionnée de 3 (totalité du faisceau gaussien observé) lorsque la diffusion radiale intervient alors que les intégrales étaient identiques lorsque seule la diffusion axiale avait lieu.

La Figure II-17 présente l'évolution temporelle de l'intégrale du profil spatial de la variation de température pour différents rayons adimensionnés de la zone d'observation avec un coefficient d'extinction divisé par 10^5 afin d'avoir des temps caractéristiques de conduction axial et radial proches. Ainsi le temps caractéristique de diffusion radial est plus court (~ 5 ms) que le temps caractéristique de diffusion axial (~ 14 ms). L'intégrale avec une zone d'observation plus grande ($R_0=10$) permet d'observer le régime en $\tau^{-0.5}$ caractéristique de la diffusion radiale qui commence en premier, alors que pour des zones d'observations plus restreinte ($R_0=0.1, 1$ et 3), le régime en $\tau^{-3/2}$ qui associe la diffusion axiale et radiale est directement observé sans passer par un régime en $\tau^{-0.5}$. La mesure réalisée sur des zones de collection nettement supérieures au profil énergétique du faisceau laser permet d'observer les différents régimes de diffusion (axiale et radiale) et donc de s'assurer que la variation de température est bien indépendante de la profondeur d'absorption à la longueur d'onde du laser.

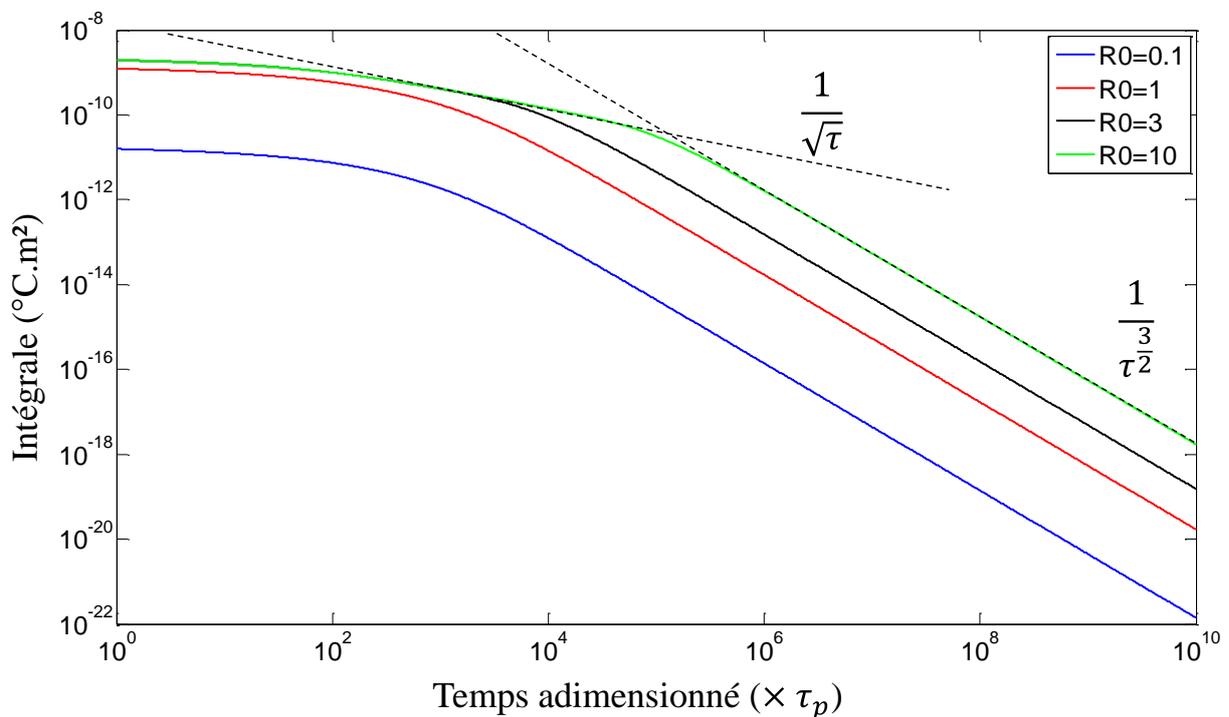


Figure II-17. Evolution temporelle de l'intégrale en fonction du temps adimensionné, exprimé en multiple de la durée de l'impulsion laser adimensionné, pour différent rayon R_0 de la zone de collection, avec un coefficient d'absorption divisé par 10^5 .

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

2.3 Conclusion partielle

Dans cette partie, nous avons étudiés la répartition spatiale et temporelle de la température de surface pour la pyrométrie. Cette étude a mis en évidence le rôle joué par les temps caractéristiques de diffusion axiale et radiale dans le régime d'échauffement et de refroidissement d'un matériau soumis à une impulsion laser. Ainsi l'évolution du régime d'échauffement en fonction de la durée d'impulsion t_p par rapport au temps caractéristique de conduction axial $t_{cd\ axial}$ est la suivante :

| | | | |
|-----------------------|-----------------------|-------------------------------------|-----------------------------|
| Durée impulsion laser | $t_p < t_{cd\ axial}$ | $t_p \approx t_{cd\ axial}$ | $t_p > t_{cd\ axial}$ |
| Régime échauffement | $\Delta T \propto t$ | $\Delta T \propto t^n$ avec $n < 1$ | $\Delta T \propto \sqrt{t}$ |

Tableau II-2. Régime d'échauffement en fonction de la durée de l'impulsion laser et du temps caractéristique de conduction axiale.

Dans le cas de matériau métallique, les profondeurs d'absorption sont courtes ($\sim 10^{-9}m$) par conséquent le temps caractéristique de conduction axiale est très faibles ($\sim 10^{-12}s$). Avec des durées d'impulsion laser comprises entre une dizaine de nanoseconde et une centaine de microseconde, l'évolution attendue de l'échauffement sera donc en \sqrt{t} .

L'évolution temporelle du refroidissement en fonction des temps caractéristiques de conduction axiale et radiale peut être résumée de la façon suivante :

| | | | |
|------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|---|
| Temps d'observation | $t < t_{cd\ axial}$ | $t > t_{cd\ axial}$ | $t > t_{cd\ axial}$ et $t > t_{cd\ radial}$ |
| Régime refroidissement | $\Delta T \propto \text{constante}$ | $\Delta T \propto t^{-\frac{1}{2}}$ | $\Delta T \propto t^{-\frac{3}{2}}$ |

Tableau II-3. Régime de refroidissement en fonction du temps d'observation et des temps caractéristiques de conduction axiale et radiale.

Dans le cadre de nos expériences sur les matériaux métalliques avec un waist de faisceau laser de l'ordre du millimètre, le temps de conduction radiale est de l'ordre de la dizaine de millisecondes. En prenant une durée d'étude des signaux photothermiques de $500\mu s$ (soit environ trois fois la durée de l'impulsion laser), l'évolution du signal en phase de refroidissement suivra une évolution en $t^{-\frac{1}{2}}$.

Tous les échantillons utilisés ont une épaisseur de 2mm, pour faire l'hypothèse d'un milieu semi-infini, l'épaisseur du matériau doit être grande devant la longueur de diffusion. En considérant une durée d'observation de $500\mu s$, les longueurs de diffusions des différents matériaux sont les suivantes [Barabash 2013]:

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

| | Conductivité thermique (W/m.K) | Capacité calorifique (J/kg.K) | Masse volumique (kg/m ³) | Longueur de diffusion (mm) |
|------------------|--------------------------------|-------------------------------|--------------------------------------|----------------------------|
| Carbone | 129 | 710 | 2000 | 0,21 |
| Acier inoxydable | 50 | 460 | 7850 | 0,08 |
| Aluminium | 236 | 896 | 2708 | 0,22 |
| Tungstène | 179 | 134 | 19300 | 0,19 |

Tableau II-4. Propriétés thermiques et longueurs de diffusion des matériaux utilisés.

L'épaisseur des échantillons est bien supérieure à la longueur de diffusion ce qui valide bien l'hypothèse de milieu semi-infini.

Après avoir étudié la répartition spatiale et temporelle de la température pour la méthode de pyrométrie active impulsionnelle, nous allons exprimer la répartition spatiale et temporelle dans le cadre de la pyrométrie active modulée.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

3 Etude de la répartition spatiale et temporelle de la température pour la méthode de pyrométrie active modulée.

Dans cette partie, nous allons exprimer la distribution de la température d'un matériau soumis à une excitation laser modulée. Par la suite nous nous intéresserons aux paramètres de l'expérience (température de l'échantillon, fréquence de modulation, puissance nominale du laser) qui détermineront le profil de température de surface.

3.1 Introduction de la profondeur de pénétration de l'onde thermique intervenant pour la méthode de pyrométrie active modulée

Pour la pyrométrie active modulée, la fréquence de modulation f_0 est évidemment un paramètre essentiel qu'il faut choisir et déterminer avec précaution afin d'optimiser la mesure. Ainsi, il est nécessaire de prendre en compte la propagation de l'onde thermique en profondeur sur une distance de pénétration e_p , appelée aussi épaisseur de peau. Pour une onde thermique de pulsation $\omega = 2\pi f$, dans un matériau de diffusivité a , cette pénétration s'exprime [Taine 2008] [Gillet 2009] :

$$e_p = \sqrt{\frac{2a}{\omega}} \quad (\text{II-98})$$

D'après cette expression, le signal à la pulsation ω se propage d'autant plus loin dans le matériau que la fréquence du signal est faible. Au contraire, lorsque celle-ci est élevée elle est plus rapidement dissipée dans le matériau. Généralement, il est possible de considérer que l'onde thermique est atténuée à 95% lorsqu'elle s'est propagée sur une épaisseur supérieure à $3e_p$. Ainsi lorsque l'épaisseur devient supérieure à $3e_p$, il est alors possible de considérer ce matériau comme semi infini.

3.2 Profil spatial et temporel de température en méthode modulée

3.2.1 Description du modèle

Dans le cadre d'un matériau homogène, isotrope, semi-infini dans la direction z et dans la direction radiale r , le champ de température induit par le laser présente donc une symétrie de révolution. De façon générale, l'équation de diffusion thermique pour un matériau initialement à la température T_0 soumis à un flux modulé en surface s'exprime :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$\frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla^2 T = 0 \tag{II-99}$$

$$\varphi(r, t) = -k \frac{\partial T}{\partial z} \text{ en } z = 0$$

où $\varphi(r, t)$ désigne la densité de flux de chaleur appliquée par le laser sur la surface du matériau étudié.

La géométrie du problème et les notations utilisées sont présentés sur la Figure II-18 :

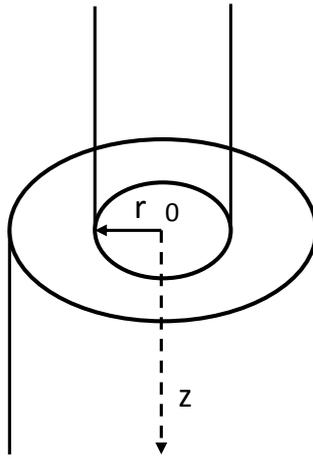


Figure II-18. Géométrie axisymétrique retenue pour le modèle.

Le laser utilisé est gaussien de rayon w , modulé à la fréquence f_0 et la densité de flux imposé au matériau peut donc s'écrire :

$$I(r, t) = I_0(t) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \tag{II-100}$$

où d'après [Ordenez-Miranda 2012], la notation complexe de la densité de flux imposé est :

$$\bar{I}_0(t) = \frac{1}{2} \frac{P_0}{\pi w^2} (1 + \exp(i\omega t)) \tag{II-101}$$

où P_0 représente la puissance du laser, $\omega = 2\pi f_0$ et $i = \sqrt{-1}$.

Néanmoins, une partie de la puissance P_0 du laser est réfléchié par le matériau et par conséquent seule la partie absorbée P par le matériau doit être considérée :

$$P = (1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0 \tag{II-102}$$

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

où ρ'_{λ_0} représente la réflectivité directionnelle hémisphérique à la longueur d'onde du laser λ_0 .

En tenant compte de l'atténuation du faisceau laser dans le matériau, modélisée par le coefficient d'absorption optique κ_{λ_0} à la longueur d'onde du laser, la densité de flux devient :

$$\bar{I}(r, t) = (1 - \rho'_{\lambda_0}) \bar{I}_0(t) \exp(-\kappa_{\lambda_0} z) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (\text{II-103})$$

L'étude précédente sur les temps caractéristiques a démontré que dans le cadre de la méthode modulée, les durées d'exposition de l'ordre de la centaine de millisecondes étaient nettement supérieures au temps de diffusion sur une profondeur $\kappa_{\lambda_0}^{-1}$ (de l'ordre de 10^{-12} s). La profondeur d'absorption du rayonnement n'a donc pas d'effet sur le régime d'échauffement et il est donc possible considérer un dépôt de puissance uniquement surfacique. Contrairement à certains modèles que l'on trouve dans la littérature [Ordonez-Miranda 2012] [Salazar 2011], où plusieurs couches de matériaux semi-transparents étaient étudiées, la profondeur d'absorption ne sera pas prise en compte.

L'expression de la densité de flux devient donc [Jackson 1981] :

$$\bar{\varphi}(r, z, t) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0}{2\pi w^2} (1 + \exp(i\omega t)) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (\text{II-104})$$

L'équation de diffusion étant linéaire, pour un terme source ayant une expression précédemment défini, la température se décompose comme la somme d'une composante continu T_c et d'une composante dynamique T_d [Taine 2008] [Ordonez-Miranda 2012]:

$$\bar{T}(r, z, t) = T_c(r, z, t) + \bar{T}_d(r, z, t) = T_c(r, z, t) + \bar{\theta}(r, z) \exp(i\omega t) \quad (\text{II-105})$$

où $\bar{\theta}(r, z)$ l'amplitude de la variation de température.

Dans un premier temps il s'agit de déterminer le profil de $\bar{\theta}(r, z)$. En coordonnées cylindriques, l'équation de la diffusion de la chaleur devient pour un régime sinusoïdal établi [Carslaw 1959] [Chow 1980] [Degiovanni 1999] :

$$a \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2} + a \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} \right) - i\omega \bar{\theta}(r, z) = 0 \quad (\text{II-106})$$

Avec pour conditions au limites, en négligeant les pertes radiatives et convectives :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$-k \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \bar{\varphi}(r) \text{ en } z = 0 \quad (\text{II-107})$$

Compte tenu de la symétrie radiale du problème, la transformée de Hankel de la température et de la densité de flux permet de se ramener à un problème monodimensionnel en z . La transformée de Hankel de la température est [Maillet 2000] [Martinsons 1998] :

$$\bar{\theta}(\delta, z) = \int_0^{\infty} \bar{\theta}(r, z) J_0(\delta r) r dr \quad (\text{II-108})$$

où J_0 désigne la fonction de Bessel d'ordre 0 et où δ (en m^{-1}) est la variable de Hankel. La transformée de Hankel est l'équivalent, en configuration axisymétrique, d'une transformée spatiale 2D de Fourier et δ (en m^{-1}) correspond à la fréquence spatiale radiale en fonction de laquelle seront étudiée les valeurs de cette transformée.

La transformée inverse de Hankel a la même forme et s'exprime :

$$\bar{\theta}(r, z) = \int_0^{\infty} \bar{\theta}(\delta, z) J_0(\delta r) \delta d\delta \quad (\text{II-109})$$

La transformée de Hankel de la densité de flux s'écrit [Martinsons 1998] [Papoulis 1981]:

$$\bar{\varphi}(\delta, z) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0}{2\pi} \exp\left(-\frac{\delta^2 w^2}{4}\right) \quad (\text{II-110})$$

En appliquant la transformée de Hankel à l'équation de diffusion (II-106), le terme $\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r}$ devient $\delta^2 \bar{\theta}(\delta, z)$, et il en résulte l'équation suivante :

$$\frac{d^2 \bar{\theta}}{dz^2} - \delta^2 \bar{\theta}(\delta, z) - \frac{i\omega}{a} \bar{\theta}(\delta, z) = 0 \quad (\text{II-111})$$

Cette expression (II-111) est une équation monodimensionnelle en z de la transformée de Hankel de la température. En introduisant la constante de diffusion harmonique σ_δ fonction de δ :

$$\sigma_\delta = \sqrt{\frac{i\omega}{a} + \delta^2} \quad (\text{II-112})$$

L'équation (II-111) s'écrit alors sous la forme d'une équation de diffusion monodimensionnelle et s'exprime :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$\frac{d^2\bar{\theta}}{dz^2} - \sigma_\delta^2 \bar{\theta}(\delta, z) = 0 \quad (\text{II-113})$$

Avec pour condition au limite :

$$\bar{\varphi}(\delta, z) = -k \left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (\text{II-114})$$

L'équation (II-113) admet une solution de la forme [Jackson 1981] [Ordonez-Miranda 2012] [Salazar 2011] :

$$\bar{\theta}(\delta, z) = A \sinh(\sigma_\delta z) + B \cosh(\sigma_\delta z) \quad (\text{II-115})$$

De façon analogue l'expression du flux s'écrit :

$$\bar{\varphi}(\delta, z) = -k \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = -k \sigma_\delta \{A \cosh(\sigma_\delta z) + B \sinh(\sigma_\delta z)\} \quad (\text{II-116})$$

Les équations (II-115) et (II-116) nous permettent d'utiliser le formalisme des quadripôles thermiques et de générer une matrice de quadripôles. Pour la suite afin d'introduire cette notion, une expression générale sera donnée pour un matériau monocouche d'épaisseur e pour ensuite se ramener au cas particulier d'une géométrie semi-infinie en z .

3.2.2 La méthode des quadripôles.

Les constantes A et B de l'équation (II-115) sont déterminés en utilisant les conditions aux limites du problème en $z = 0$ et $z = e$. Ces conditions peuvent être des températures ou des densités de flux, la méthode des quadripôles thermique utilise ces 4 conditions aux limites [Maillet 2000]. Le matériau monocouche est assimilé à un quadripôle (\overline{Q}_{11} à \overline{Q}_{22} , cf. Figure II-19) dont les tensions d'entrée et de sortie sont respectivement les composantes périodiques des températures $\bar{\theta}(\delta, 0)$ et $\bar{\theta}(\delta, e)$, les courants d'entrée et de sortie les densités de flux $\bar{\phi}(\delta, 0)$ et $\bar{\phi}(\delta, e)$. Toutes ces grandeurs dépendent de la fréquence ω via σ_δ (II-112) mais cette dépendance est omise pour alléger l'écriture par la suite.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

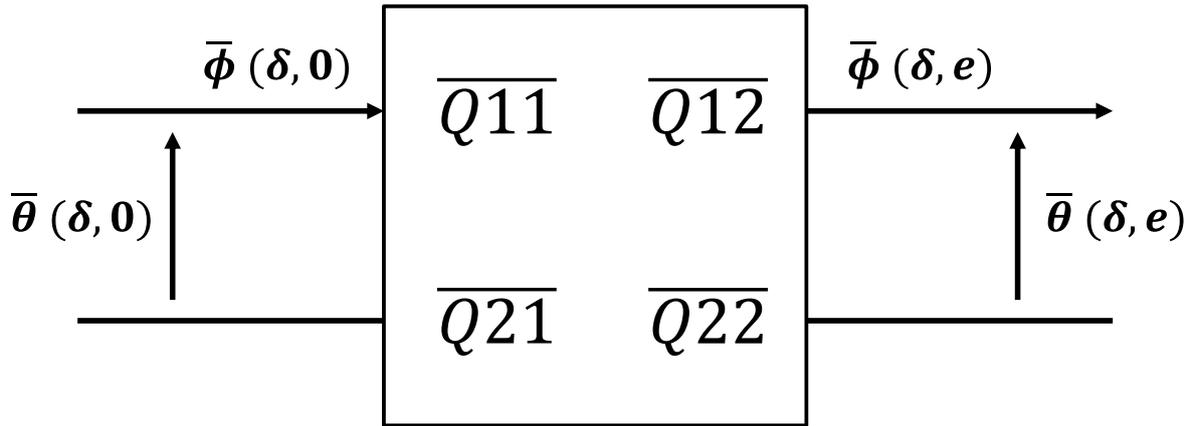


Figure II-19. Représentation du quadripôle associé.

En appliquant les équations (II-115) et (II-116), pour un échantillon d'épaisseur z , en $z = 0$ et $z = e$, les coefficients du quadripôle thermique sont identifiés sous la forme :

$$\begin{bmatrix} \bar{\theta}(\delta, 0) \\ \bar{\phi}(\delta, 0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{Q_{11}} & \overline{Q_{12}} \\ \overline{Q_{21}} & \overline{Q_{22}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{\theta}(\delta, e) \\ \bar{\phi}(\delta, e) \end{bmatrix} \quad (\text{II-117})$$

Les coefficients $\overline{Q_{11}}$ à $\overline{Q_{22}}$ de la matrice sont déterminés en appliquant les conditions aux limites après avoir identifié A et B :

$$\overline{Q_{11}} = \cosh(\sigma_{\delta} e) \quad (\text{II-118})$$

$$\overline{Q_{12}} = \frac{1}{k\sigma_{\delta}} \sinh(\sigma_{\delta} e) \quad (\text{II-119})$$

$$\overline{Q_{21}} = k\sigma_{\delta} \sinh(\sigma_{\delta} e) \quad (\text{II-120})$$

$$\overline{Q_{22}} = \cosh(\sigma_{\delta} e) \quad (\text{II-121})$$

Le système étant à la fois symétrique et passif, les relations suivantes entre les coefficients de la matrice sont obtenues:

$$\overline{Q_{11}} = \overline{Q_{22}} \quad (\text{II-122})$$

$$\overline{Q_{11}}\overline{Q_{22}} - \overline{Q_{12}}\overline{Q_{21}} = 1 \quad (\text{II-123})$$

Il est alors possible d'introduire la notion d'impédance thermique défini comme le rapport entre la température et la densité de flux :

$$\bar{Z} = \frac{\bar{\theta}}{\bar{\phi}} \quad (\text{II-124})$$

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

Les relations pour les impédances d'entrée Z_0 et de sortie Z_e peuvent s'établir sous la forme :

$$\bar{Z}_0(\delta) = \frac{\bar{\theta}(\delta, 0)}{\bar{\varphi}(\delta, 0)} = \frac{\bar{Q}_{11}\bar{\theta}(\delta, e) + \bar{Q}_{12}\bar{\varphi}(\delta, e)}{\bar{Q}_{21}\bar{\theta}(\delta, e) + \bar{Q}_{22}\bar{\varphi}(\delta, e)} = \frac{\bar{Q}_{11}Z_e(\delta) + \bar{Q}_{12}}{\bar{Q}_{21}Z_e(\delta) + \bar{Q}_{22}} \quad (\text{II-125})$$

$$\bar{Z}_e(\delta) = \frac{\bar{\theta}(\delta, e)}{\bar{\varphi}(\delta, e)} \quad (\text{II-126})$$

3.2.3 Application à un milieu d'épaisseur e

Dans le cas d'une sollicitation en face avant du matériau avec l'impulsion laser et une face arrière isolée, il en résulte :

$$\begin{cases} \bar{\varphi}(\delta, 0) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0}{2\pi} \exp\left(-\frac{\delta^2 w^2}{4}\right) \\ \bar{\varphi}(\delta, e) = 0 \end{cases} \quad (\text{II-127})$$

En conséquence, l'équation (II-126) permet d'exprimer la température de surface sous la forme :

$$\bar{\theta}(\delta, 0) = \bar{Z}_0(\delta)\bar{\varphi}(\delta, 0) = \frac{\bar{Q}_{11}}{\bar{Q}_{21}} \bar{\varphi}(\delta, 0) \quad (\text{II-128})$$

$$\boxed{\bar{\theta}(\delta, 0) = \frac{\cos h(\sigma_\delta e)}{k\sigma_\delta \sinh(\sigma_\delta e)} \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0}{2\pi} \exp\left(-\frac{\delta^2 w^2}{4}\right)} \quad (\text{II-129})$$

Le retour dans l'espace réel par une transformation inverse de Hankel conduit à :

$$\bar{\theta}(r, 0) = \int_0^{+\infty} \frac{\cos h(\sigma_\delta e)}{k\sigma_\delta \sinh(\sigma_\delta e)} \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0}{2\pi} \exp\left(-\frac{\delta^2 w^2}{4}\right) J_0(\delta r) \delta d\delta \quad (\text{II-130})$$

Dans ce qui suit, le calcul de l'intégrale de retour dans l'espace réel de l'expression (II-130) suppose que le flux déposé en surface de l'échantillon possède un profil spatial gaussien. Ainsi la loi décrivant la densité de puissance déposée en fonction de la position spatiale est analogue à l'expression utilisée pour décrire une loi normale. Cela signifie que pour un rayon équivalent à 3σ (où σ représente l'écart-type pour une loi normale), on considère que 99.9% de l'énergie est déposée, et au-delà le dépôt de puissance est nul. En comparant l'expression du profil spatial du faisceau laser (II-100) avec l'expression d'une loi normale, l'expression de σ , dans notre cas est:

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$\exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) = \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \leftrightarrow \sigma = \frac{w}{\sqrt{2}} \quad (\text{II-131})$$

Si on trace une représentation graphique du profil spatial normalisé du laser, on obtient la figure suivante :

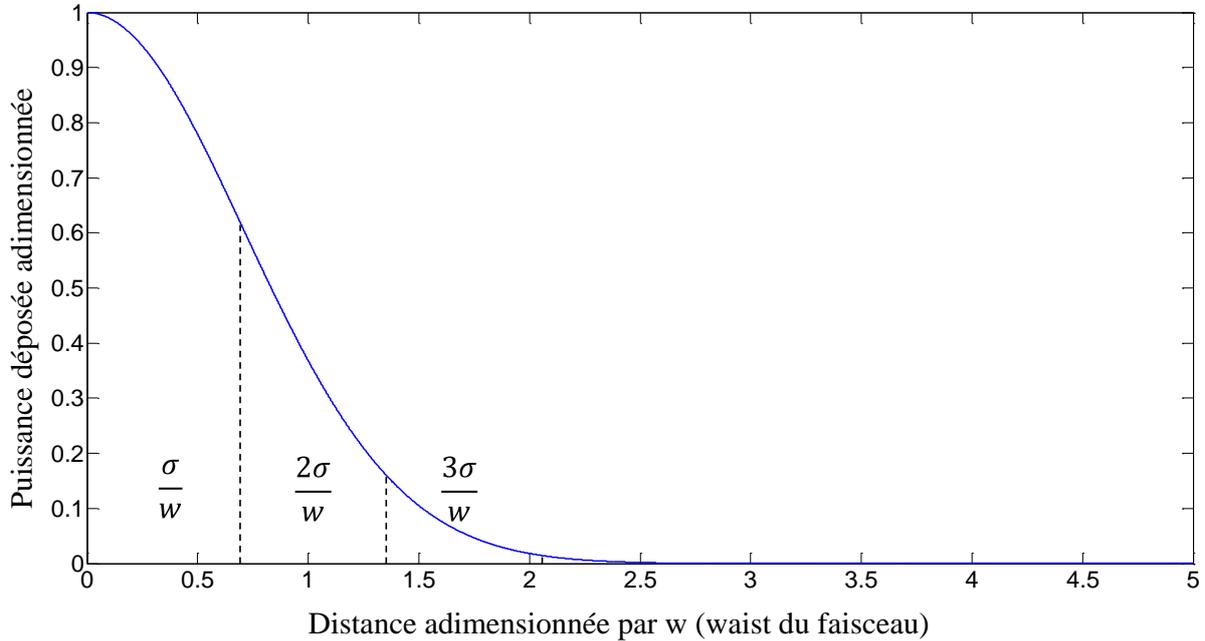


Figure II-20. Profil spatial du faisceau laser adimensionné.

Pour un rayon R supérieur à 3σ , il est possible d'écrire la condition au limite suivante :

$$\bar{\varphi}(r, t) = -k \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 0 \text{ pour } 3\sigma < r < R \quad (\text{II-132})$$

La condition d'adiabaticité, précédemment justifiée pour la méthode impulsionnelle, nous permet d'écrire d'après [Maillet 2000], que les valeurs propres α_n sont solutions de l'équation :

$$J_1(\alpha_n R) = 0 \quad (\text{II-133})$$

Avec α_n qui s'exprime en fonction de n :

$$\alpha_n = \pi \left(n + \frac{1}{4} \right) - \frac{3}{8\pi} \frac{1}{n + \frac{1}{4}} \text{ et } \alpha_0 = 0 \quad (\text{II-134})$$

Les transformées de Hankel de la température (II-108) et du flux (II-110) deviennent respectivement [Maillet 2000] [Battaglia 2006] :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$\bar{\theta}(\alpha_n, z) = \int_0^R \bar{\theta}(r, z) J_0(\alpha_n r) r dr \quad (\text{II-135})$$

$$\bar{\varphi}(\alpha_n, z) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0}{2\pi} \exp\left(-\frac{\alpha_n^2 w^2}{4}\right) \quad (\text{II-136})$$

Les coefficients du quadripôle thermique deviennent :

$$\overline{Q_{11}} = \cosh(\sigma_{\alpha_n} e) \quad (\text{II-137})$$

$$\overline{Q_{12}} = \frac{1}{k\sigma_{\alpha_n}} \sinh(\sigma_{\alpha_n} e) \quad (\text{II-138})$$

$$\overline{Q_{21}} = k\sigma_{\alpha_n} \sinh(\sigma_{\alpha_n} e) \quad (\text{II-139})$$

$$\overline{Q_{22}} = \cosh(\sigma_{\alpha_n} e) \quad (\text{II-140})$$

Avec :

$$\sigma_{\alpha_n} = \sqrt{\frac{i\omega}{a} + \alpha_n^2} \quad (\text{II-141})$$

Dans l'espace de Hankel, la température s'exprime en fonction de l'impédance :

$$\bar{\theta}(\alpha_n, 0) = Z_0(\alpha_n) \bar{\varphi}(\alpha_n, 0) = \frac{\cosh(\sigma_{\alpha_n} e)}{k\sigma_{\alpha_n} \sinh(\sigma_{\alpha_n} e)} \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0}{2\pi} \exp\left(-\frac{\alpha_n^2 w^2}{4}\right) \quad (\text{II-142})$$

La transformée inverse de Hankel permet de retourner dans l'espace réel, exprimé dans [Maillet 2000] [Battaglia 2006] [Papoulis 1981] :

$$\begin{aligned} \bar{\theta}(r, 0) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2\bar{\theta}(\alpha_n, 0)}{R^2 J_0^2(\alpha_n R)} J_0(\alpha_n, r) \\ &= \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2\cosh(\sigma_{\alpha_n} e)}{R^2 J_0^2(\alpha_n R) k\sigma_{\alpha_n} \sinh(\sigma_{\alpha_n} e)} \exp\left(-\frac{\alpha_n^2 w^2}{4}\right) J_0(\alpha_n, r) \end{aligned} \quad (\text{II-143})$$

En pratique la relation (II-143) est calculée en prenant $n = 100$ [Battaglia 2006] [Battaglia 2007].

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

Il en résulte donc une expression de la variation de température de surface modulée exprimée en fonction des paramètres physiques du matériau. La composante modulée de la variation de température est obtenue par le module de l'expression (II-143) :

$$\theta(r, 0) = |\bar{\theta}(r, 0)| \quad (\text{II-144})$$

L'argument de l'expression (II-143) représente la phase de la modulation (cf. ANNEXE I).

3.2.4 Application à un milieu semi-infini

Dans la partie précédente, la température modulée a été déterminée pour le cas d'un milieu d'épaisseur e . L'hypothèse du milieu semi-infini est obtenue lorsque l'épaisseur de l'échantillon est trois fois supérieure à la profondeur de pénétration de l'onde thermique c'est à dire lorsque l'onde thermique a été atténuée de 95% [Lascoup 2011] :

$$L > 3e_p \leftrightarrow L > 3\sqrt{\frac{a}{\omega}} \quad (\text{II-145})$$

Pour un milieu semi-infini donc thermiquement épais, l'expression de l'impédance (II-125) peut être écrite en supposant que l'impédance de sortie est égale à l'impédance d'entrée, $Z_e = Z_0$, alors l'expression devient :

$$Z_\infty = \sqrt{\frac{Q_{12}}{Q_{21}}} = \frac{1}{k\sigma_\delta} \quad (\text{II-146})$$

La variation de température dans l'espace de Hankel devient alors :

$$\bar{\theta}(\delta, 0) = Z_\infty(\delta)\varphi(\delta, 0) = \frac{1}{k\sigma_\delta} \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0}{2\pi} \exp\left(-\frac{\delta^2 w^2}{4}\right) \quad (\text{II-147})$$

Pour repasser dans l'espace réel, de façon analogue à l'expression (II-143), en utilisant les hypothèses de (II-132) à (II-134), il est alors possible d'obtenir l'expression de la variation de température en surface pour un matériau semi-infini sous la forme:

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

$$\begin{aligned}
 \bar{\theta}(r, 0) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2\bar{\theta}(\alpha_n, 0)}{R^2 J_0^2(\alpha_n R)} J_0(\alpha_n, r) \\
 &= \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{R^2 J_0^2(\alpha_n R) k \sigma_{\alpha_n}} \exp\left(-\frac{\alpha_n^2 w^2}{4}\right) J_0(\alpha_n, r)
 \end{aligned} \tag{II-148}$$

3.2.5 Calcul de la composante continue de la température en régime modulée

L'échauffement continu de la température de surface de l'échantillon est déterminé par l'expression de la variation de température exprimée dans l'espace réel :

$$\bar{T}_d(r, 0) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0}{2\pi k} \int_0^{\infty} \left(\sqrt{\frac{i\omega}{a} + \delta^2} \right)^{-1} \exp\left(-\frac{\delta^2 w^2}{4}\right) J_0(\delta r) \delta d\delta \tag{II-149}$$

Lorsque la fréquence tend vers la modulation f_0 et donc ω vers 0, il en résulte :

$$T_d(r, 0) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0}{2\pi k} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\delta^2 w^2}{4}\right) J_0(\delta r) d\delta \tag{II-150}$$

Il en résulte une expression analytique classique [Apelblat 1983] [Martin 1990] [Netzelmann 1994] :

$$T_d(r, 0) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0}{2\sqrt{\pi} k w} \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2}\right) I_0\left(\frac{r^2}{2w^2}\right) \tag{II-151}$$

où I_0 est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 0.

Au centre du faisceau la température atteinte est maximale et s'écrit :

$$T_d(0,0) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0}) P_0}{2\sqrt{\pi} k w} \tag{II-152}$$

D'après l'expression (II-152), la température maximale atteinte au centre du faisceau sera d'autant plus importante que la conductivité et la réflectivité du matériau sont faibles. Cette expression est identique à celle décrite par l'équation (II-93) de la température au centre du faisceau en méthode pulsée pour une impulsion de durée infini.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

3.2.6 Profil spatial de la température continue et modulée en pyrométrie active modulée

Maintenant que les expressions des variations de température de surface modulée et continue ont été déterminées, il est donc possible de représenter leur répartition spatiale. Le profil spatial de la température continue en fonction du rayon adimensionnée pour l'échantillon de cuivre d'épaisseur 2mm et de réflectivité 0.5, avec un laser de puissance nominale de 5W est présenté sur la Figure II-21. Le profil continu de la température est comparé au profil énergétique du faisceau gaussien. Le profil énergétique est normalisé par sa valeur maximale pour effectuer une comparaison avec le profil de température continu également normalisé :

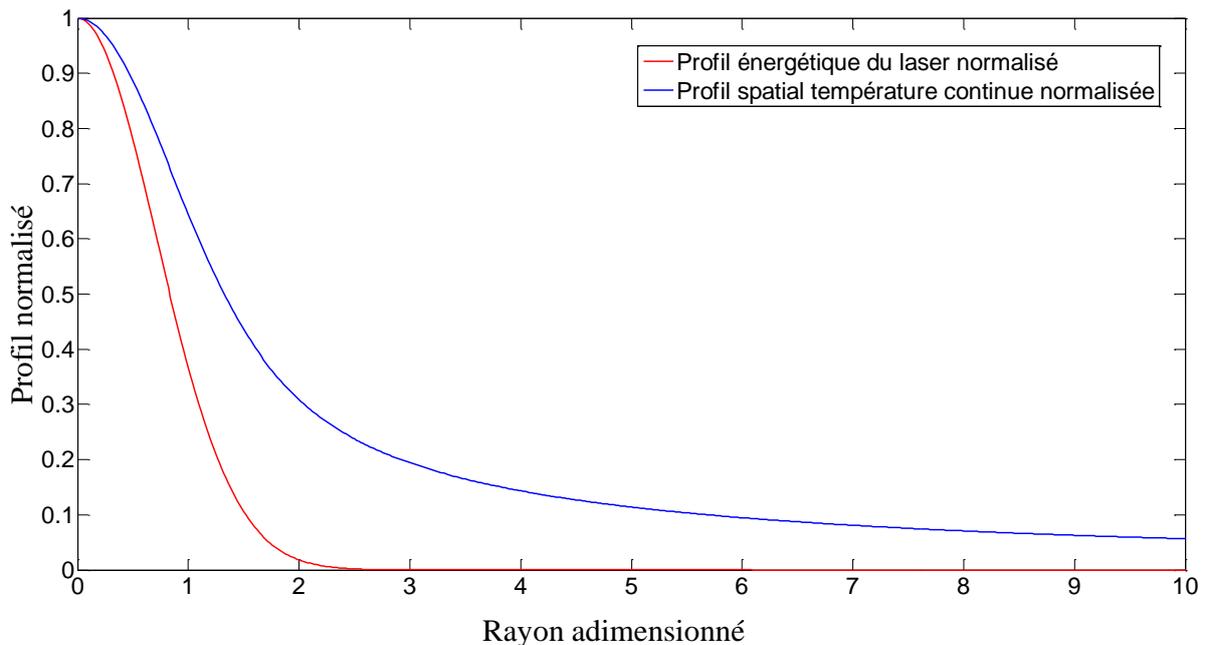


Figure II-21. Profils normalisé du dépôt d'énergie du faisceau gaussien et de la répartition spatiale de la température continue pour un échantillon de cuivre.

Pour le régime stationnaire considéré, le profil spatial de la température est plus large que le profil énergétique du faisceau laser traduisant l'effet de la diffusion thermique radiale.

La Figure II-22 montre l'évolution de la composante continue pour plusieurs puissances nominales du laser :

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

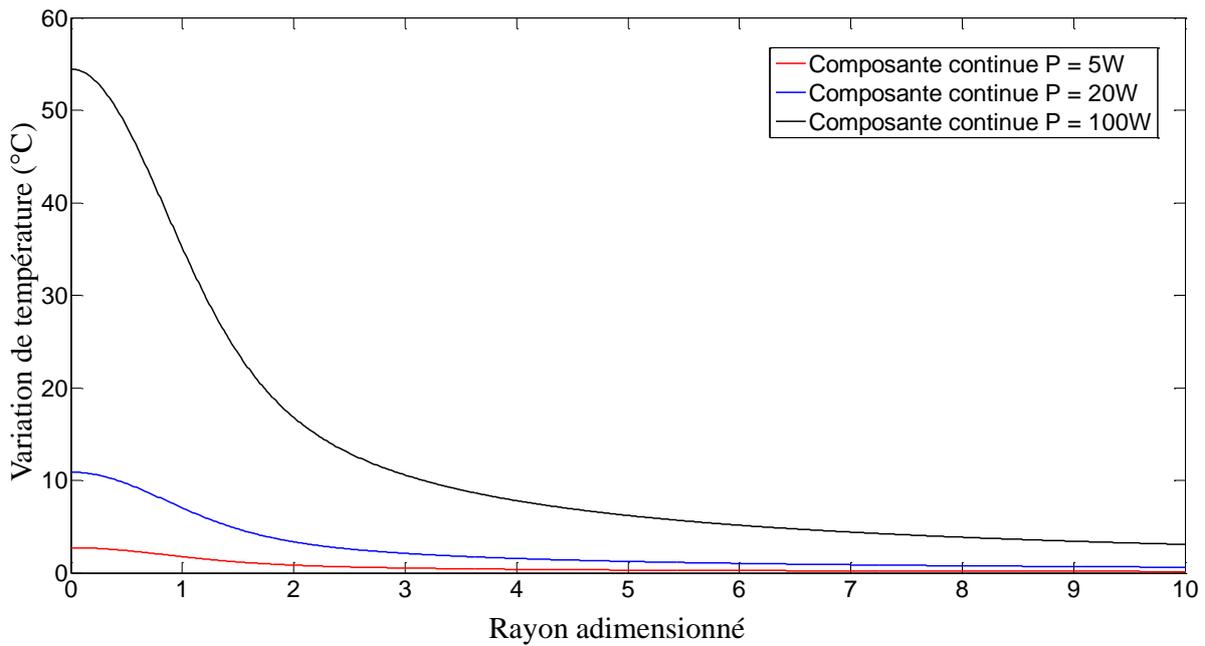


Figure II-22. Profils spatiaux de la variation de température continue pour des puissances nominales du laser de 5, 20, 100W pour un échantillon de cuivre.

La Figure II-22 met en évidence le rôle essentiel de la puissance du laser dans l'amplitude de la composante continue de la variation de température. Ce paramètre doit être choisi avec précaution afin d'obtenir une variation de température continue qui soit suffisamment faible pour permettre une expression du signal photothermique qui soit linéaire par rapport à la composante périodique mais suffisamment élevée afin d'optimiser le rapport signal sur bruit.

La Figure II-23 présente les profils spatiaux de la variation de température continue et de la variation de température modulée à respectivement 15 et 150Hz pour un échantillon de cuivre.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

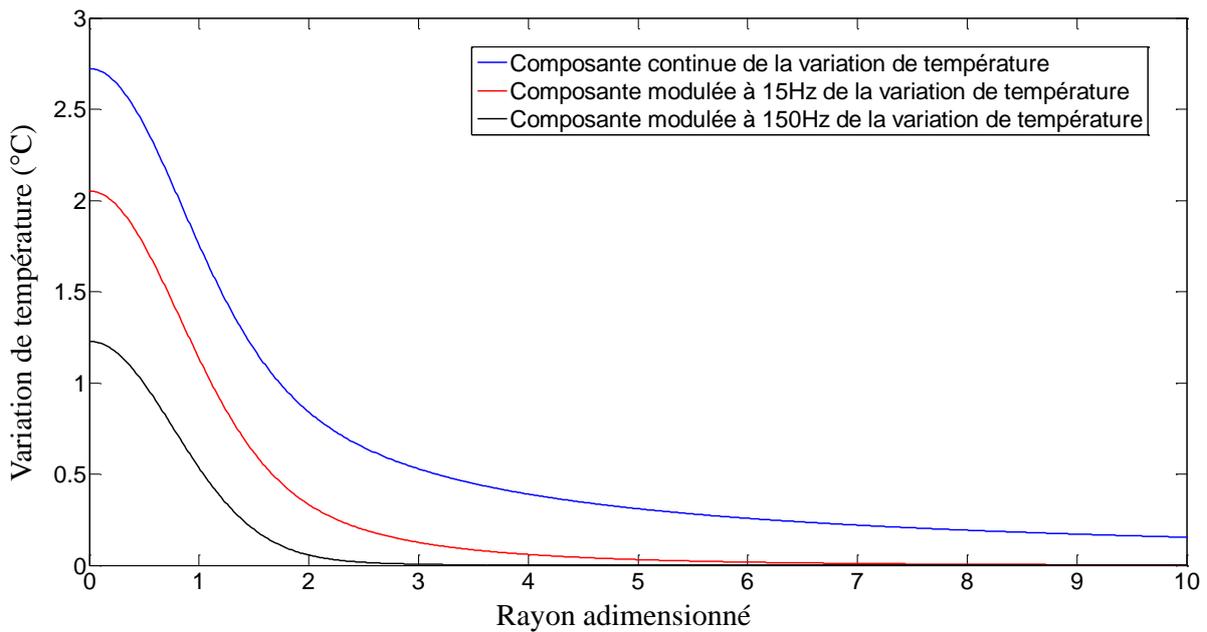


Figure II-23. Profils spatiaux de la variation de température continue et de la variation de température modulée à respectivement 15 et 150Hz pour un échantillon de cuivre.

Une diminution de l'amplitude de la composante modulée de la variation de température lorsqu'on la fréquence de modulation augmente est observée. La modulation du laser doit donc être ajustée pour obtenir une composante modulée détectable par le système d'acquisition. Tout comme la composante continue, la composante modulée dépend aussi de la puissance nominale du laser. Il faut donc effectuer un compromis entre la puissance et la fréquence de modulation du laser pour avoir respectivement une faible composante continue et une composante modulée élevée.

La profondeur de pénétration (profondeur à partir de laquelle les oscillations sont atténuées de $\exp(1)$ différente de la semi-transparence du matériau) dépend de la fréquence de la modulation, or la propagation de l'onde thermique est totalement atténuée au bout d'une épaisseur supérieure à 3 fois cette profondeur de pénétration. Dans le cas, de l'échantillon de cuivre utilisé en exemple, pour une fréquence de 15Hz, la profondeur de pénétration est d'environ 1mm. En conséquence si le matériau a une épaisseur supérieure à 3mm, il peut être considéré comme semi-infini. L'amplitude de la composante modulée à une fréquence de 15Hz pour des épaisseurs de 0.5mm (inférieure à la profondeur de pénétration), 1mm (profondeur de pénétration), 3mm (condition de mur semi-infini), 5mm, 7mm et 10mm (supérieures à la condition de mur semi-infini) est présenté sur la Figure II-24.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

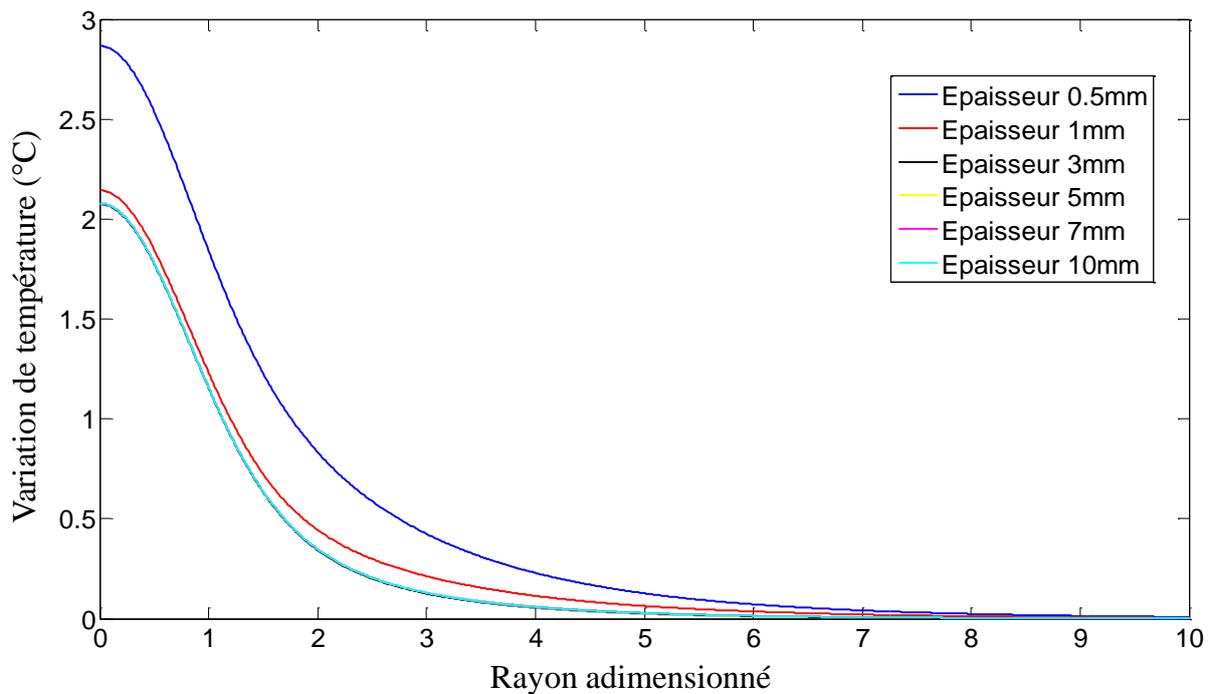


Figure II-24. Profils spatiaux de la variation de température pour un échantillon de cuivre d'épaisseur de respectivement 0.5, 1, 3, 5, 7 et 10mm, fréquence de modulation de 15Hz.

La Figure II-24 met en évidence une valeur limite de la composante modulée qui est atteinte lorsque l'épaisseur du matériau est devenue supérieure ou égale à la valeur pour laquelle ce matériau est considéré comme semi infini (supérieure ou égale à 3mm dans l'exemple). L'épaisseur du matériau est un paramètre sur lequel il n'est pas possible d'intervenir il est donc important de choisir avec précaution la valeur de la fréquence de modulation qui va déterminer la profondeur de pénétration.

3.3 Conclusion partielle

L'étude de la répartition spatiale et temporelle de la température en méthode modulée a permis d'identifier la puissance et la fréquence de modulation de la source laser comme les paramètres essentiels pour déterminer l'amplitude des différentes composantes de la variation de température. La puissance détermine l'amplitude de la composante continue de la variation de température alors que ce sont la puissance et la fréquence qui participent à l'amplitude de la composante modulée. Ces différents paramètres seront ajustés lors du choix de la source laser pour la pyrométrie active modulée.

Les modèles développés dans cette partie seront réutilisés dans le cadre du dimensionnement d'une installation de pyrométrie active modulée sur tokamak présenté dans le chapitre V.

Pyrométrie active : principe et description des modèles thermiques

4 Conclusion

Le principe de la méthode de thermographie par pyrométrie active impulsionnelle et modulée basé sur l'effet photothermique pour créer une variation de température à la surface du matériau a été présenté. L'analyse de la variation temporelle de température permet de déterminer une température de surface indépendamment d'un potentiel flux réfléchi venant de l'environnement. Le travail à deux longueurs d'onde permet de s'affranchir de l'expression de la variation de température, difficile à évaluer avec précision. En effet elle dépend d'un ensemble de propriétés thermo-radiatives du matériau qui ne sont pas toujours connues et qui peuvent de plus évoluer en fonction du temps. Les contraintes ont été identifiées sur l'amplitude de la variation de température à créer à la surface du matériau afin d'obtenir un signal photothermique exprimé au premier ordre pour effectuer le rapport des signaux aux deux longueurs d'onde.

Les modèles physiques ont été élaborés afin d'exprimer la variation de température spatiale et temporelle en réponse à l'impulsion. Dans ce cadre, les temps caractéristiques de diffusion axial et radial jouent un rôle essentiel dans l'évolution de la température car ils permettent de connaître à partir de quel instant la variation de température est indépendante de la longueur d'onde d'excitation du laser. L'estimation de la variation de température est nécessaire pour s'assurer qu'elle est suffisamment élevée pour être mesurée tout en autorisant une expression du signal qui ne conserve que le terme linéaire.

Dans le cadre de la méthode modulée, un modèle a été développé pour exprimer la composante continue et modulée de la variation de température. Ce modèle permet de choisir judicieusement les paramètres de laser, des longueurs d'onde de détection associées et éventuellement une caméra bicolore. Dans ce cadre, la fréquence de modulation est un paramètre essentiel qui détermine l'amplitude de la modulation de la température et qui impose donc la fréquence d'acquisition des détecteurs. Le modèle est de nouveau utilisé dans le cadre du dimensionnement d'une installation de pyrométrie active sur un tokamak.



Chapitre III
Mesure de température de surface par
pyrométrie active : méthode
impulsionnelle

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

La pyrométrie active ainsi que les répartitions spatiales et temporelles de la température dans un matériau soumis à une excitation laser ont été présentés dans le chapitre précédent. Ce chapitre présente le montage expérimental et détaille l'explication du choix de chaque paramètre de ses différentes parties. Ensuite les résultats expérimentaux sont présentés et discutés.

1 Montage expérimental

L'objectif du montage expérimental est de développer et de valider la mesure de température par pyrométrie active impulsionnelle indépendamment du flux réfléchi pour des matériaux métalliques. Ce dispositif expérimental est composé :

- De l'échantillon étudié et de son dispositif de chauffage pour étudier une gamme étendue de température.
- D'une source laser afin d'introduire une variation de température à la surface de l'échantillon.
- D'une chaîne de détection comprenant les détecteurs et le dispositif optique de collecte.
- D'un dispositif d'acquisition des données, de leur traitement et de leur stockage.

Pour réaliser des mesures de température par pyrométrie impulsionnelle, la source d'excitation doit être capable de fournir une énergie suffisante, sur une durée d'impulsion courte. Le choix s'est donc porté sur un laser impulsionnel. Les différents types de fonctionnement d'un laser sont présentés en Annexe II. Le laser utilisé permet d'avoir des durées d'impulsion de 160 μ s en mode « relaxé » et d'une dizaine de nanoseconde en mode « déclenché ». Sa puissance est de 4.5W et le diamètre de son faisceau est de 8mm. Le profil spatial est un profil gaussien pour les deux modes de fonctionnement.

1.1 Echantillons et système de chauffage

Les expériences de mesure de température par pyrométrie active sont menées sur quatre échantillons : carbone (composite CFC), inox, tungstène et aluminium (cf. Figure III-1). Dans un premier temps les expériences ont été réalisées sur le carbone CFC, matériau bien connu dans le contexte des tokamaks, ayant une émissivité proche de 0.8. Cette première phase a également permis d'effectuer les réglages des différents éléments du montage et en particulier l'alignement des détecteurs sur la cible. Le tungstène et l'aluminium sont des échantillons d'émissivité plus faibles (typiquement $\epsilon < 0.4$) qui vont permettre de valider la méthode de mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks en présence de flux réfléchi significatif. La température de fusion de l'aluminium étant relativement basse (660°C), l'échantillon d'inox va être utilisé pour travailler avec un matériau métallique à des températures supérieures à 660°C.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

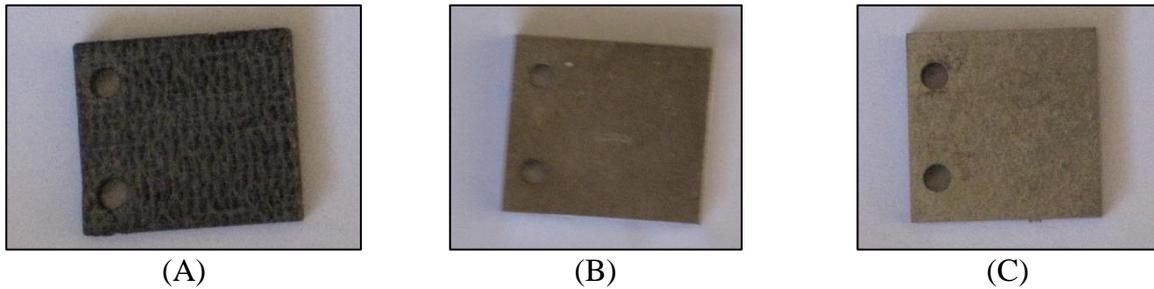


Figure III-1. Echantillons : carbone (A), acier inoxydable (B), tungstène (C).

Pour l'échantillon d'aluminium (cf. Figure III-2) les expériences ont été réalisées en travaillant avec 3 échantillons présentant trois états de surface différents : poli, brut de laminage et sablé.

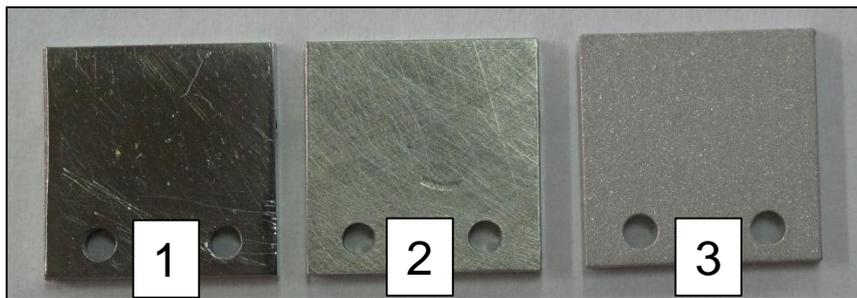


Figure III-2. Echantillons aluminium avec trois états de surface : poli (1), brut de laminage (2) et sablé (3).

Les échantillons sont installés sur un porte-échantillon lui-même fixé sur un bras manipulateur, leur dimension est de 10mm x 14mm x 2mm (cf. Figure III-3A). L'aluminium permet de s'approcher du comportement du béryllium. En effet, ce matériau possède des propriétés thermo-radiatives proches du béryllium qui ne peut pas être utilisé dans le cadre de nos expériences en laboratoire en raison de sa toxicité. Ces échantillons métalliques sont installés dans une enceinte à vide afin d'éviter tout phénomène d'oxydation qui aurait pour effet de faire augmenter l'émissivité de leur surface respectives. L'enceinte à vide permet d'atteindre un vide secondaire mesuré à 10^{-4} Pa, qui se rapproche des conditions observées dans les tokamaks. L'autre intérêt de travailler sous vide est d'utiliser un système de chauffage avec un filament en tantale, qui va chauffer par rayonnement la face arrière de l'échantillon (cf. Figure III-3B). Les échantillons sont fixés sur le porte-échantillon par deux vis (cf. Figure III-4). Ensuite le porte-échantillon est inséré sur le bras manipulateur sur lequel est fixé le filament en tantale.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

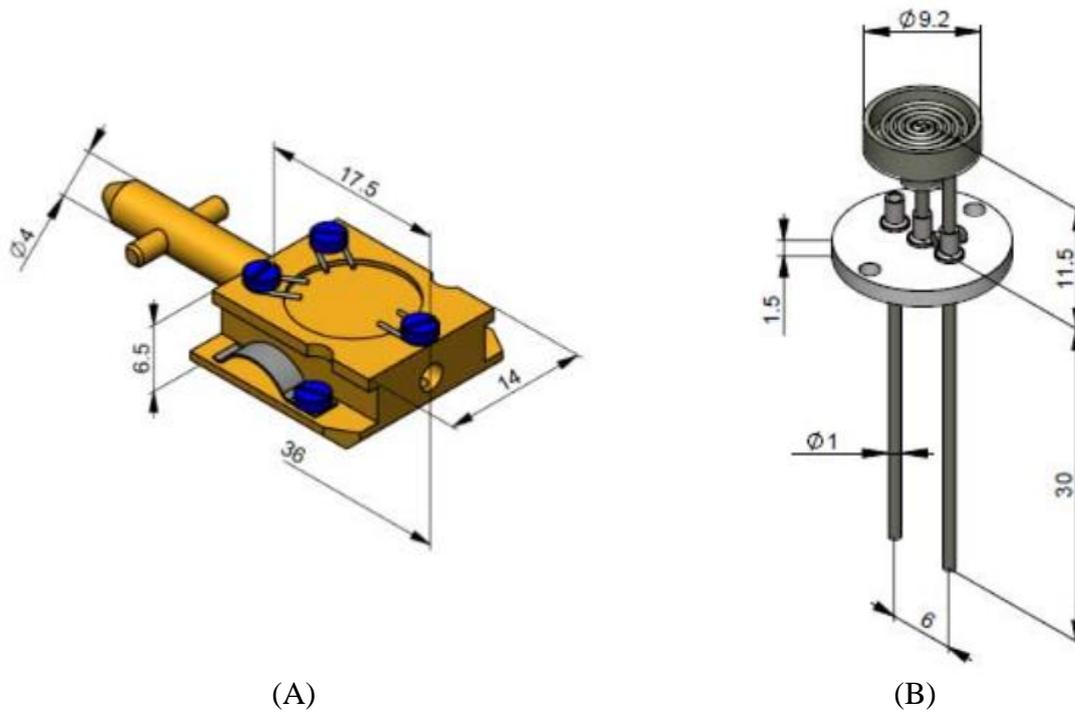


Figure III-3. Schéma du porte-échantillon (A) et du filament chauffant en tantale (B) [Vinci 2012].

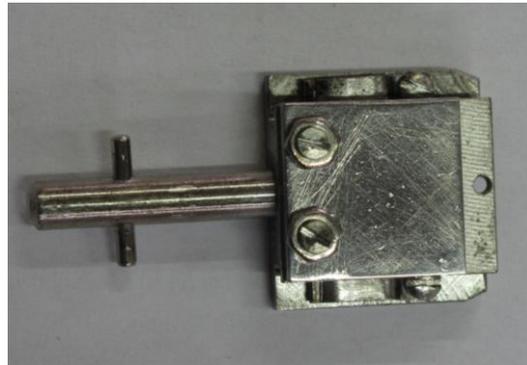


Figure III-4. Fixation d'un échantillon d'aluminium sur le porte-échantillon.

Ce type de chauffage par filament permet d'atteindre une température de l'ordre de 600°C . L'objectif de nos mesures expérimentales est de pouvoir vérifier que la méthode de pyrométrie active impulsionnelle est bien indépendante de la présence d'un flux réfléchi et de déterminer en fonction des conditions expérimentales (matériau, détection, etc...) à partir de quelle température cette méthode peut être utilisée. L'échantillon doit donc être équipé d'un moyen indépendant de mesure de sa température.

Ainsi, les échantillons sont équipés de deux thermocouple de type K, de part et d'autre de l'échantillon. Ces thermocouples ont un diamètre de 1mm et sont positionnés à 0.5mm de la surface de l'échantillon à 4mm de profondeur dans l'échantillon (cf. Figure III-5). La précision des mesures par thermocouples est de 1.5°C entre 40 et 375°C et de 0.4% entre 375°C et 1000°C . La moyenne des deux thermocouples est prise comme température de référence.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

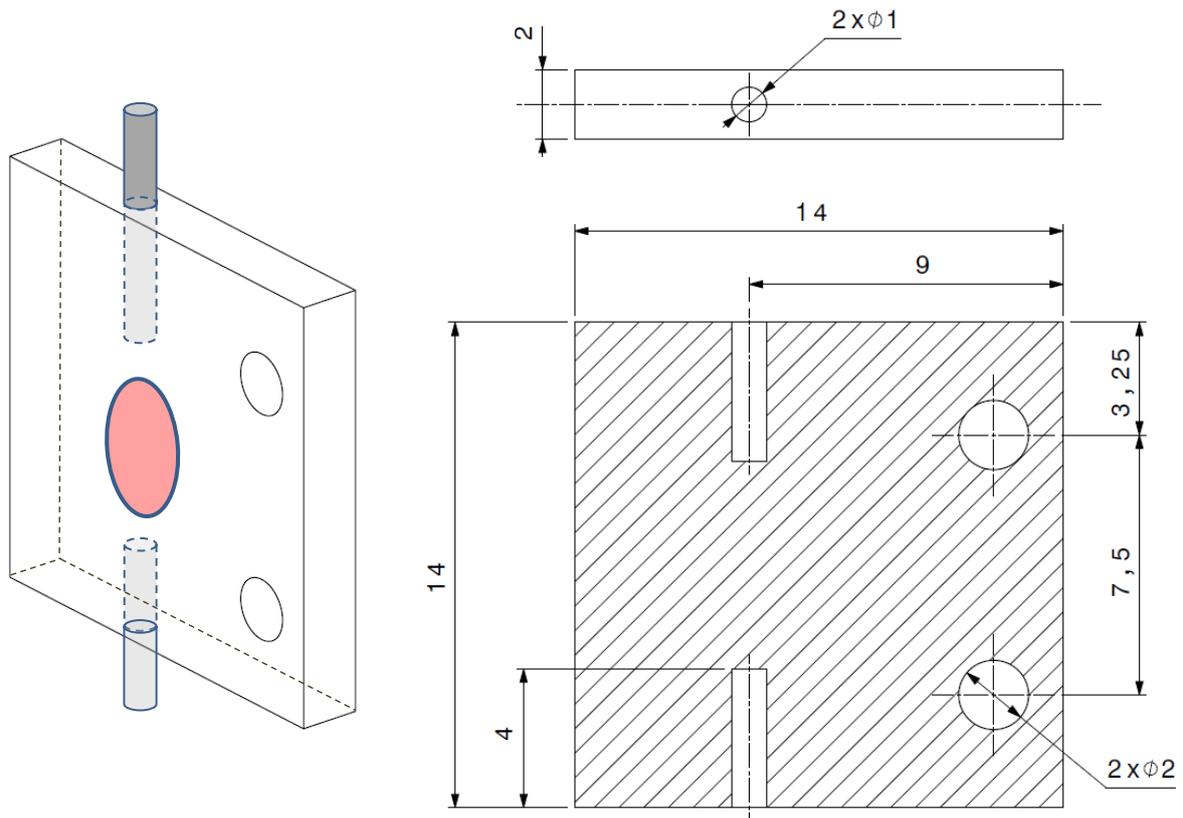


Figure III-5. Schéma de l'échantillon avec ces dimensions caractéristiques. La figure de gauche présente la position des thermocouples. La zone où l'énergie des impulsions laser est déposée, est représentée en rouge.

1.2 Paramètres de la détection

1.2.1 Détecteurs infrarouges

Compte tenu des durées d'impulsion du laser (160 μ s en mode « déclenché » et 10ns en mode « relaxé »), les mesures de signaux sont effectuées avec des mono détecteurs infrarouges associées à des préamplificateurs qui ont des temps de réponses de l'ordre de la microseconde (bande passante de l'ordre du MHz). Dans ce cas-là, le signal mesuré est un signal moyenné sur la surface chauffée par la source excitatrice et observé par les détecteurs. La résolution spatiale de la mesure est déterminée par la taille du faisceau servant à créer la perturbation thermique. La mesure est donc considérée comme la mesure de la température moyenne sur la zone chauffée puisque la zone observée est plus grande que le spot laser, les détails du montage optique sont précisés dans le paragraphe 3 des paramètres de la détection. Le choix du type de détecteur utilisé dépend très fortement de la gamme de température sur laquelle les mesures vont être effectuées. En effet, le signal mesuré par ces détecteurs est proportionnel au signal photothermique, c'est-à-dire à la dérivée de Planck par rapport à la température. Dans un premier temps, afin d'optimiser le rapport signal sur bruit, il faut déterminer la gamme de longueur d'onde correspondant au maximum de la dérivée de Planck

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

par rapport à la température pour la gamme de température étudiée. Cette gamme varie de 500 K à 1200 K pour le montage expérimental réalisé. Le maximum de la dérivée de la loi de Planck par rapport à la température vérifie la relation $\lambda \cdot T = 2410 \mu\text{m} \cdot \text{K}$. L'application de cette formule permet de déterminer une gamme de longueur d'onde allant de 2 à $5 \mu\text{m}$. Pour cette gamme, un détecteur de type InSb présente la détectivité la plus élevée (cf. Figure III-6). Les détecteurs que nous avons à notre disposition ont une bande passante de 750kHz, donc leur temps de réponse d'environ $1 \mu\text{s}$ est parfaitement compatible avec la durée de l'impulsion laser. Pour éviter le bruit thermique ces détecteurs ont besoin d'être refroidis, le plus souvent par azote liquide.

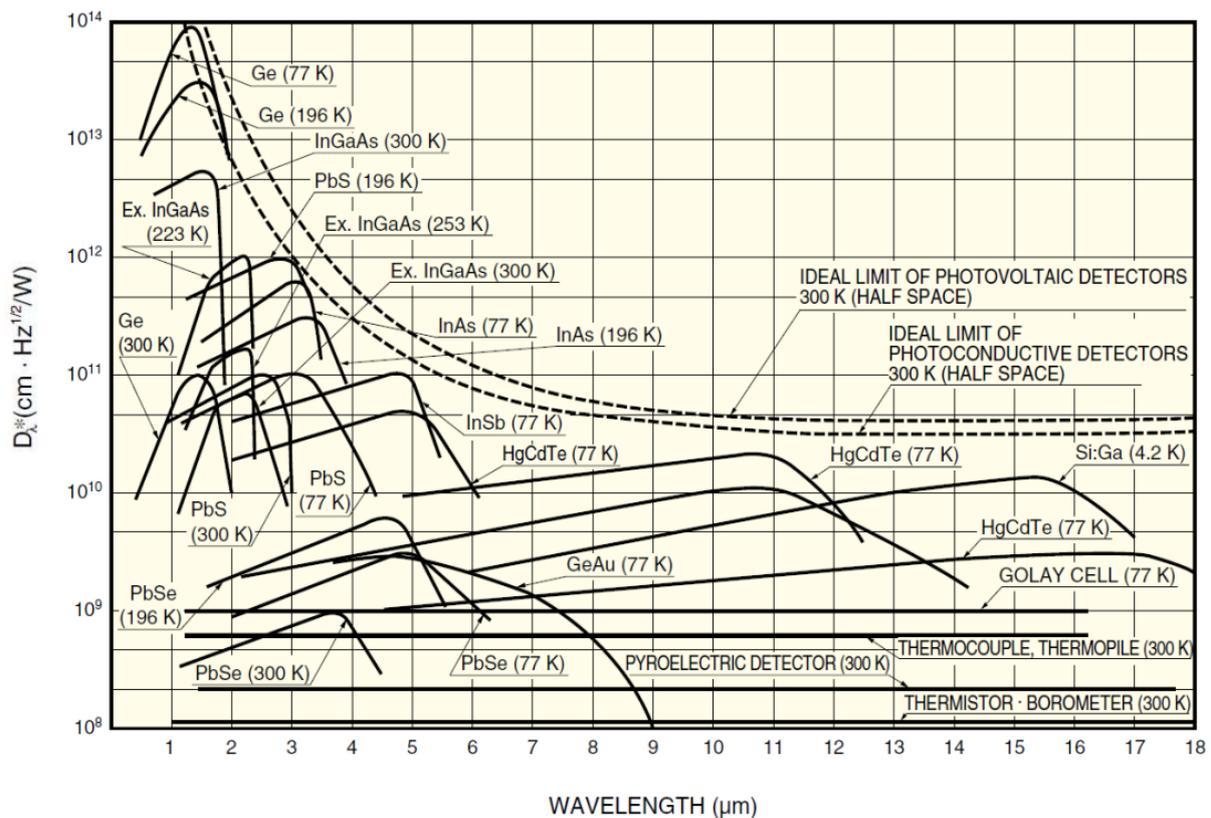


Figure III-6. Détectivités de différents types de détecteurs en fonction de la longueur d'onde.

Pour réaliser, la mesure à deux longueurs d'onde, nous avons choisi des détecteurs infrarouges de type InSb de la marque Judson modèle J10D. Ce type de détecteur est uniquement sensible à une variation du flux de photons collecté. Dans le cadre de la mesure de température par pyrométrie active, cela ne pose aucun inconvénient puisque l'impulsion laser va créer une variation de température qui va induire une variation de signal qui peut être détectée et donc mesurée par le détecteur. Pour effectuer une mesure classique, passive, par pyrométrie monochromatique ou bichromatique, un hacheur mécanique est utilisé afin de créer une variation artificielle du signal et rendre possible la mesure du signal continu.

Chacun des deux détecteurs est couplé avec un préamplificateur de type « Judson » de bande passante 750kHz. Les préamplificateurs utilisés bénéficient de deux étages d'amplification, le premier permet d'avoir un gain de 10 et le second un gain de 10^5 .

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

1.2.2 Filtres monochromatiques

Nous avons à notre disposition un jeu de 3 filtres monochromatiques dans la gamme 3-5 μm . Les filtres avec leurs propriétés respectives en largeur, transmission, et réponse relative selon le détecteur sur lequel ils sont positionnés sont présentés dans le tableau suivant :

| Longueur d'onde λ | Transmission τ | Largeur de filtre $\Delta\lambda$ | Réponse relative sur le 1er détecteur | Réponse relative sur le 2ème détecteur |
|---------------------------|---------------------|-----------------------------------|---------------------------------------|--|
| 2,34 μm | 74,60% | 75nm | 35% | 47% |
| 2,38 μm | 84,60% | 335nm | 40% | 52% |
| 3,42 μm | 80% | 128nm | 81% | 87% |

Tableau III-1. Filtres infrarouges avec leurs propriétés optiques.

Pour choisir avec quel couple de détecteur les mesures vont être effectuées, le rapport des signaux est calculé pour différentes combinaisons de filtres. Le calcul est effectué en considérant le filtre le plus bas sur le premier détecteur puis en intervertissant les deux filtres afin d'identifier la meilleure combinaison de filtres et de détecteurs. Le rapport des signaux en pyrométrie active est directement proportionnel au rapport des dérivés de la loi de Planck par rapport à la température:

$$\frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}} \propto \left(\frac{R_{\lambda_1} \Delta\lambda_1 \tau_{\lambda_1}}{R_{\lambda_2} \Delta\lambda_2 \tau_{\lambda_2}} \right) \left(\frac{\frac{\partial L_{\lambda_1}^0(T_0)}{\partial T}}{\frac{\partial L_{\lambda_2}^0(T_0)}{\partial T}} \right) \quad (\text{III-1})$$

où R_λ la réponse spectrale des détecteurs à la longueur d'onde considérée. Le rapport d'émissivité n'apparaît pas dans l'expression (III-1) car l'étude porte uniquement sur la dynamique du rapport des signaux en fonction des différents filtres monochromatiques, le rapport est donc supposé égal à un.

Les deux détecteurs ayant une réponse maximale identique, la formule est appliquée avec la réponse relative des détecteurs, le rapport des signaux éliminant la réponse spectrale maximale. La Figure III-7 présente l'évolution du rapport des signaux théoriques en fonction de la température de l'échantillon. Le rapport de signaux qui présente la meilleure dynamique en fonction de la gamme de température considérée est obtenu pour les filtres 2.38 μm et 3.42 μm , en positionnant le filtre à la longueur d'onde la plus courte sur le détecteur ayant la meilleure réponse relative. Il est intéressant de noter que l'utilisation du couple de filtre le plus proche l'un de l'autre, c'est-à-dire 2.34 μm et 2.38 μm , n'offre absolument aucune dynamique par rapport à la température. Ainsi, bien qu'en raison de leur proximité, le rapport d'émissivité sera certainement très proche de 1 (sans garantie absolue toutefois) pour ce couple de filtre, leur utilisation commune ne présente strictement aucun intérêt dans le cadre d'une mesure de température par pyrométrie active.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

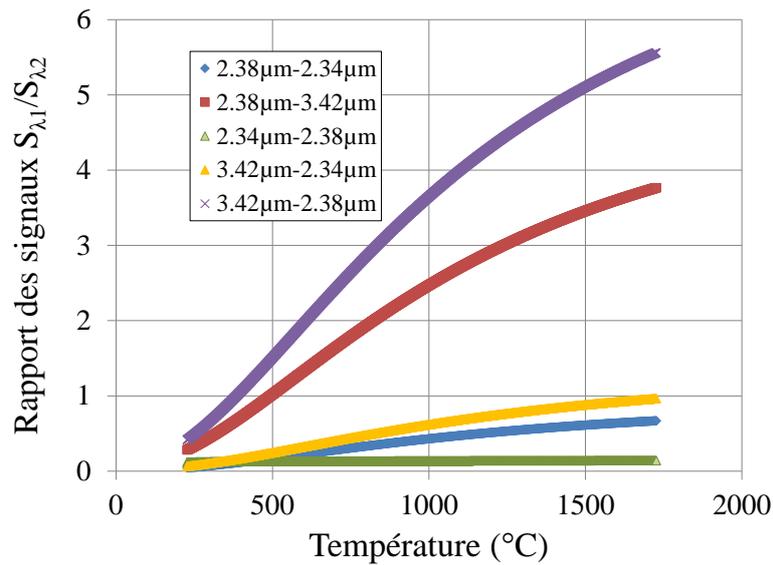


Figure III-7. Rapport des signaux théoriques pour différents couples de filtre, le premier filtre annoncé est installé sur le détecteur ayant la meilleure réponse relative.

En traçant la dérivée du rapport des signaux par rapport à la température de l'échantillon (cf. Figure III-8), la courbe permet de mettre en évidence que la sensibilité est maximale pour la gamme de température à laquelle nous allons travailler.

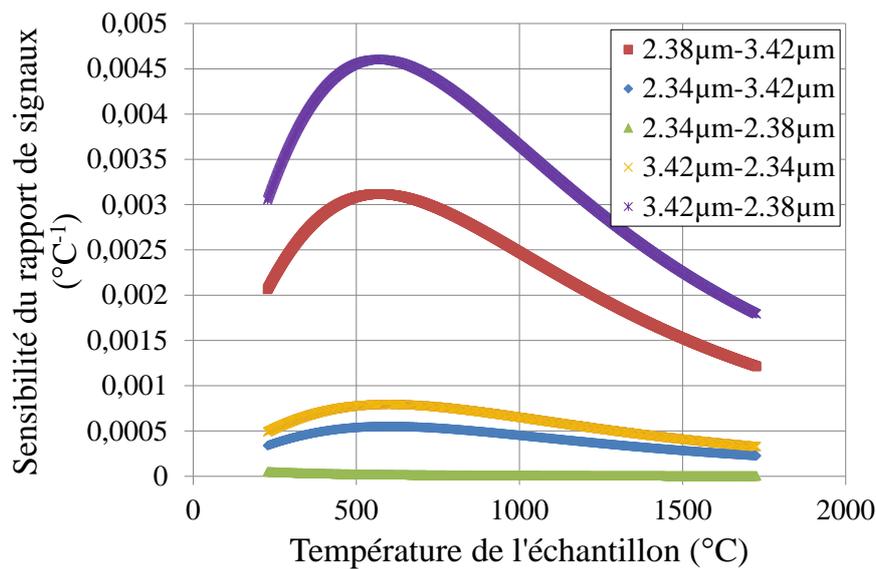


Figure III-8. Sensibilité du rapport des signaux théoriques à la température pour différents couple de filtre, le premier filtre annoncé est installé sur le premier détecteur.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

1.2.3 Montage optique

Les détecteurs utilisés ont une surface sensible de diamètre 1mm, il est donc nécessaire d'utiliser une lentille pour collecter les photons venant de la surface visée et chauffée par le laser. Parmi, les lentilles à disposition, le choix s'est porté sur une lentille en sulfure de zinc (ZnS) de diamètre 61mm et de focale 234mm. Cette lentille est positionnée à 280mm du détecteur et à 1400mm de la surface de l'échantillon. Ce positionnement permet de collecter le flux venant d'une surface de 13mm donc supérieure aux 8mm du spot laser.

Les deux détecteurs sont positionnés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre, une lame séparatrice en Calcium Fluoride (CaF_2) de 51mm de diamètre est positionnée à 45° entre les deux détecteurs. Ainsi, environ 50% du flux provenant de la surface visée est réfléchi vers le premier détecteur et le reste est transmis au second détecteur.

L'échantillon est positionné sur un bras manipulateur dans une enceinte à vide incluant un système de chauffage de l'échantillon par la face arrière, cela permettra d'éviter tout phénomène d'oxydation qui aurait pour conséquence une augmentation de l'émissivité. Par conséquent le flux venant de la surface traverse un hublot en saphir de transmittivité 87% aux longueurs d'onde utilisées pour la détection.

Pour connaître la fonction de transfert de la détection complète, après le hublot en saphir, l'ensemble du dispositif de mesure de température c'est-à-dire les deux détecteurs, la lame séparatrice et la lentille de collection sont positionnés, en respectant les distances du dispositif expérimental, devant un corps d'émissivité connue, pour réaliser une calibration.

1.2.4 Calibration

Ainsi, avant de réaliser des mesures de température sur des échantillons, il est nécessaire de procéder à une calibration des détecteurs utilisés et de la chaîne de mesure avec la lentille de collection, la lame séparatrice et les filtres utilisés. En effet pour réaliser les mesures de température, le rapport des signaux photothermiques doit être effectué. Il est important de rappeler que les signaux photothermiques sont proportionnels aux dérivées de la fonction de Planck par rapport à la température (équation II-10).

$$\begin{aligned} S_\lambda(T(t)) &= \varepsilon'_\lambda \cdot R_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \int_{\Delta S} \Delta T(t) dS \\ &= \varepsilon'_\lambda \cdot K \cdot \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \int_{\Delta S} \Delta T(t) dS \end{aligned} \quad (\text{III-2})$$

La calibration est réalisée avec un corps de référence (cavité) d'émissivité 0.9 et un hacheur mécanique placé devant les détecteurs pour créer artificiellement une variation de

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

température car la chaîne d'acquisition ne détecte pas le continu. Ensuite, l'amplitude supérieure du signal est mesurée pour obtenir la valeur du signal continu (cf. Figure III-9).

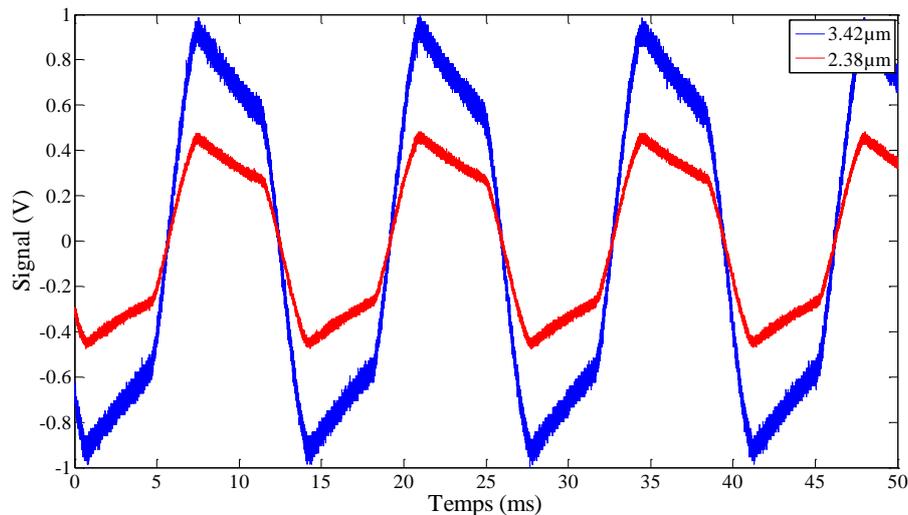


Figure III-9. Evolution temporelle des signaux mesurés aux deux longueurs d'onde de détection (2.38µm et 3.42µm) obtenu avec un hacheur mécanique, température du corps de référence $T_0=400^\circ\text{C}$.

De cette façon le signal généré par chacun des deux détecteurs est proportionnel à la loi de Planck exprimée à la température du corps noir :

$$S_\lambda(T_0) = \varepsilon'_\lambda \cdot R_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot L_\lambda^0(T_0) = \varepsilon'_\lambda \cdot K \cdot L_\lambda^0(T_0) \quad (\text{III-3})$$

Le signal en sortie des détecteurs est enregistré pour $N=11$ températures de ce corps de référence comprises entre 200 et 800°C. Le rapport des signaux est directement tracé en fonction du rapport des luminances de Planck aux N températures du corps de référence sur la Figure III-10. De plus, le corps de référence utilisé possède une émissivité de 0.9 identique aux deux longueurs d'onde d'analyse et en faisant le rapport, il est donc possible de s'affranchir du rapport d'émissivité. La courbe de calibration obtenue est présentée sur la figure. Chaque rapport de signaux est exprimé avec son incertitude de mesure. L'incertitude élargie sur chaque point de mesure est obtenue à partir de l'écart type calculé sur vingt mesures de signaux réalisés pour chaque température du corps de référence multiplié par un facteur d'élargissement $k_{95\%}$ de 1.96 pour avoir un degré de confiance de 95% [Le Niliot 2013]. Les valeurs usuelles du facteur $k_\%$ d'élargissement sont présentées dans le Tableau III-2.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

| Facteur d'élargissement k | niveau de confiance $(1-\alpha)$ |
|-----------------------------|----------------------------------|
| 1 | 0.6827 |
| 1.96 | 0.9500 |
| 2 | 0.9545 |
| 2.576 | 0.9900 |
| 3 | 0.9973 |

Tableau III-2. Valeurs usuelles du facteur d'élargissement.

Pour la suite de l'exposé, nous prendrons par défaut un facteur d'élargissement de 1.96 qui donne un intervalle de confiance de 95%.

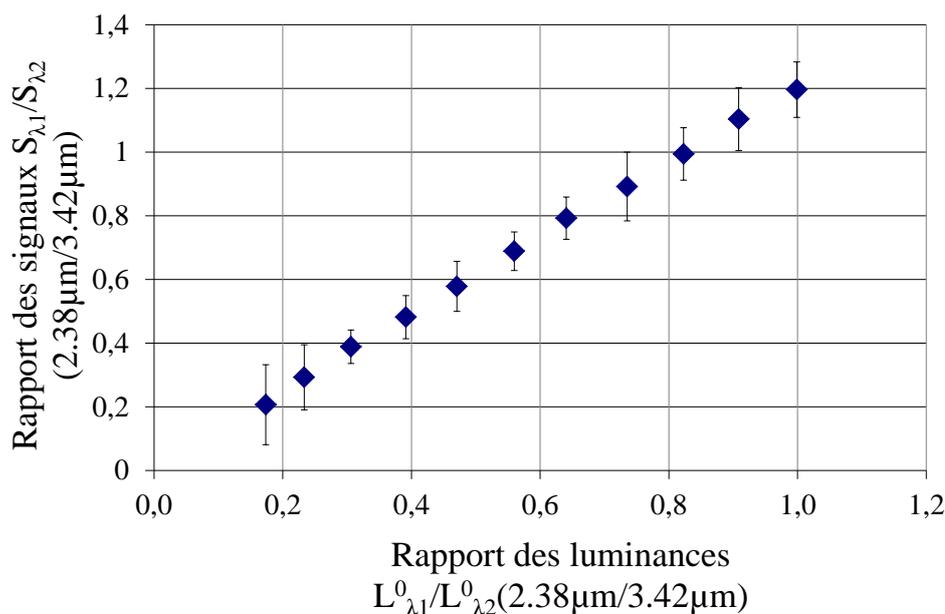


Figure III-10. Evolution du rapport des signaux en fonction du rapport des luminances (2.38µm/3.42µm) avec $k_{95\%}=1.96$.

L'expression (III-3) montre que la température mesurée par pyrométrie active dépend de la constante K déterminée par calibration. Ainsi, chaque point expérimental possède donc une barre d'erreur individuelle différente. Le modèle recherché est un modèle linéaire de la forme $y=Kx$ où K est le paramètre recherché. Dans ce cas-là, le meilleur estimateur à utiliser est l'estimateur de Gauss-Markov qui permet de donner plus de poids aux mesures ayant une faible variance [Petit 2008]. L'expression du vecteur paramètre K_{GM} ne contenant qu'un seul terme :

$$K_{GM} = [S^T(cov(y))^{-1}S]^{-1} S^T(cov(y))^{-1}y \quad (\text{III-4})$$

où S est la matrice de sensibilité de y au paramètre K , $cov(y)$ est la matrice de variance-covariance du bruit, c'est une matrice diagonale avec le carré des écart-types sur la diagonale. Le paramètre K est estimé à :

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

$$K_{GM} = 1.2213 \quad (\text{III-5})$$

L'expression de la matrice de variance-covariance du K_{GM} permet de connaître le carré l'écart-type sur le paramètre K, son expression est :

$$\text{cov}(K_{GM}) = [S^T(\text{cov}(y))^{-1}S]^{-1} \quad (\text{III-6})$$

L'incertitude élargie est obtenue en multipliant l'écart-type par un facteur d'élargissement de 1.96 pour un degré de confiance de 95% avec 11 échantillons. L'expression de la fonction de transfert de la détection avec son incertitude est :

$$K_{GM} = 1.2213 \pm 0.13 \quad (\text{III-7})$$

Cette incertitude sera utilisée par la suite pour calculer l'incertitude sur la température mesurée par pyrométrie active.

Dans le cadre de la calibration, le signal issu de chaque détecteur a été mesuré pour différentes températures. La comparaison avec les signaux théoriques calculés à partir des données constructeurs permet de vérifier la cohérence des mesures et des données constructeurs et de s'assurer de la prise en compte de l'ensemble des paramètres de la chaîne d'acquisition. Ainsi, l'expression complète du signal en sortie du détecteur est la suivante :

$$S_\lambda = L_\lambda^0(T_0) \cdot \varepsilon'_\lambda \cdot R_\lambda^* \cdot R_{max} \cdot \Delta\lambda \cdot \tau_{filtre} \cdot \tau_{lentille} \cdot \tau_{lame} \cdot S_{cible} \cdot \Delta\Omega \cdot G_{I\ Ampli} \cdot G_{II\ Ampli} \quad (\text{III-8})$$

où R_λ^* , R_{max} représentent respectivement la détectivité relative du détecteur (entre 0 et 1) et la réponse maximale du détecteur (en A/W), τ_{filtre} , $\tau_{lentille}$, τ_{lame} respectivement la transmission optique du filtre positionné devant le détecteur, la transmission de la lentille de collection, la transmission de la lame séparatrice, et $G_{I\ Ampli}$, $G_{II\ Ampli}$ respectivement le gain du premier étage préamplificateur (en V/A) et du second étage du préamplificateur (en V/V). Les données constructeurs fournies par la documentation sont les suivantes :

| | Emissivité corps référence | Réponse relative | Réponse spectrale maximale (A/W) | Largeur filtre (nm) | Transmission filtre |
|-----------------------------|----------------------------|------------------|----------------------------------|---------------------|---------------------|
| $\lambda_1=2,38\mu\text{m}$ | 0,9 | 0,4 | 3,7 | 335 | 0,846 |
| $\lambda_2=3,42\mu\text{m}$ | | 0,87 | | 128,7 | 0,8 |

| | Transmission lame séparatrice | Surface détecteur (mm ²) | Gain 1 ^{er} étage amplificateur (V/A) | Gain 2 ^{ème} étage amplificateur (A/A) |
|-----------------------------|-------------------------------|--------------------------------------|--|---|
| $\lambda_1=2,38\mu\text{m}$ | 0,5 | 1 | 1E+05 | 10 |
| $\lambda_2=3,42\mu\text{m}$ | | | | |

Tableau III-3. Caractéristiques constructeurs de la chaîne d'acquisition.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

$\Delta\Omega$ représente l'angle solide sous lequel l'optique de collection est vue par la surface cible S_{cible} . L'ensemble $S_{cible} \cdot \Delta\Omega$ représente l'étendue géométrique du système optique qui s'exprime en fonction des distances entre le détecteur et la surface visée. Le schéma de l'installation est présenté sur la Figure III-11 :

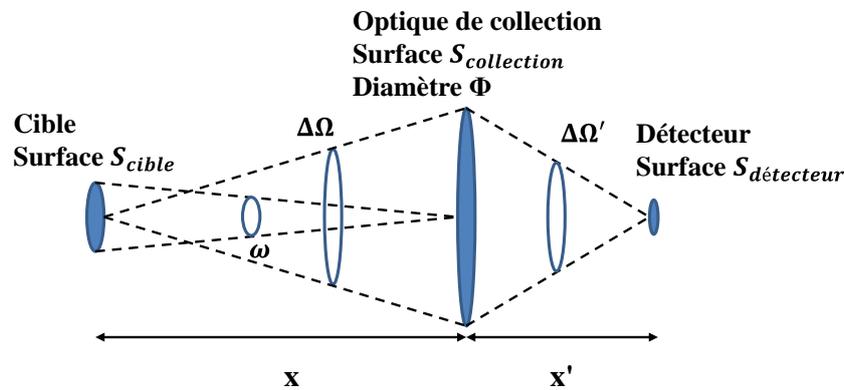


Figure III-11. Schéma simplifié de l'étendue géométrique de l'installation.

L'étendue géométrique notée G s'exprime [Gaussorgues 1999] [Cabannes 1996] en fonction des paramètres de la Figure III-11 sous la forme:

$$G = \frac{\pi\phi^2 S_{cible}}{4x^2} = \frac{\pi\phi^2 S_{détecteur}}{4x'^2} = \omega \cdot S_{collection} = \Delta\Omega \cdot S_{cible} = \Delta\Omega' \cdot S_{détecteur} \quad (\text{III-9})$$

L'expression (III-9) permet de déduire la valeur de $\Delta\Omega \cdot S_{cible}$ à partir des données géométriques de l'installation.

La Figure III-12 présente l'évolution des signaux théoriques obtenus en appliquant la relation (III-8) et les signaux expérimentaux obtenus lors des mesures face au corps de référence. Les mesures expérimentales sont proches des résultats théoriques pour la longueur d'onde à $3.42\mu\text{m}$, une différence peut être observée à hautes températures pour la longueur d'onde à $2.38\mu\text{m}$, cette différence peut s'expliquer par des données constructeurs qui ont pu être déterminées dans des conditions expérimentales différentes des nôtres, cette différence s'accroissant avec la température. Les courbes théoriques sont tracées en prenant les données communiquées par les constructeurs sans effectuer d'ajustement sur leur valeur respective.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

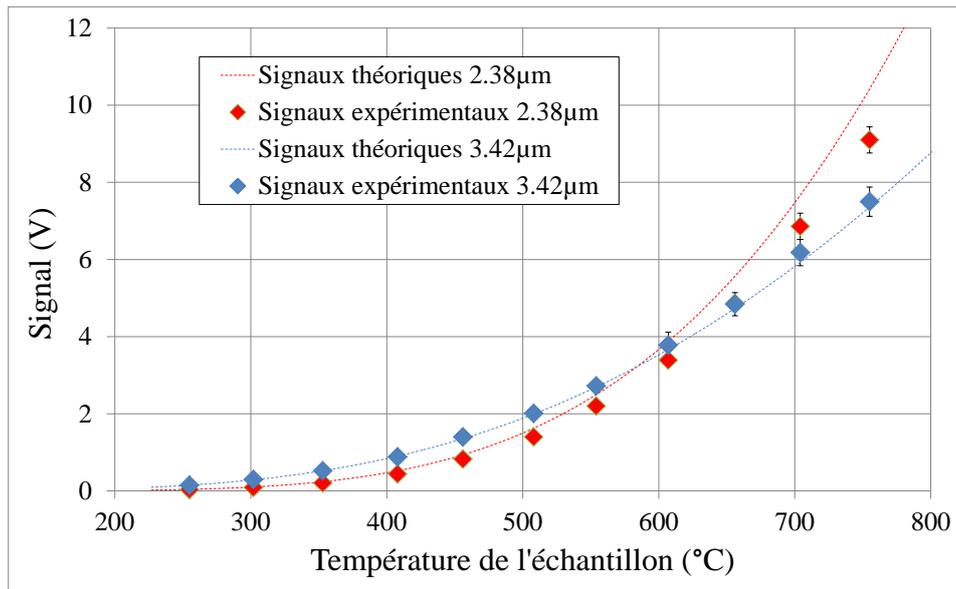


Figure III-12. Evolution des signaux théoriques et des signaux expérimentaux mesurés sur un corps noir pour la longueur d'onde 2.38μm et 3.42μm.

La courbe théorique est obtenue à partir de 8 paramètres constructeurs dont l'incertitude n'est pas connue. Ainsi, cette courbe est sûrement entachée d'erreur, c'est la raison pour laquelle la fonction de transfert aux deux longueurs d'onde de détection est déterminée par calibration. L'expression du signal mesuré par chaque détecteur est la suivante :

$$S_{\lambda_i}(T_0) = K_{\lambda_i} \varepsilon'_{ref} L_{\lambda_i}^0(T_0) \quad (\text{III-10})$$

L'évolution du signal mesuré en fonction de la luminance du corps de référence est présentée sur la Figure III-13. L'incertitude sur chaque point de mesure est calculée à partir de l'écart-type sur vingt mesures de signaux consécutives multipliées par un facteur d'élargissement pour avoir un degré de confiance de 95%.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

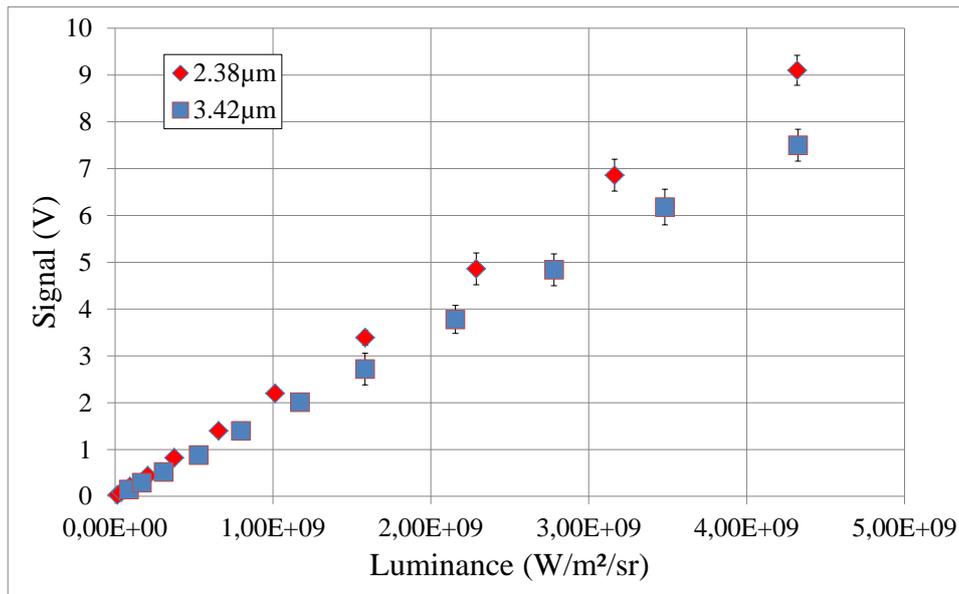


Figure III-13. Evolution du signal mesuré aux longueurs d'onde 2.38µm et 3.42µm en fonction de la luminance du corps de référence, $k_{95\%}=1.96$.

Les deux courbes expérimentales peuvent être décrites par un modèle linéaire. La détermination du coefficient directeur de ces courbes permet de connaître K_{λ_i} fonction de transfert de la chaîne détection à chacune des deux longueurs d'onde. En appliquant l'estimateur de Gauss-Markov présenté précédemment et en utilisant un facteur d'élargissement pour onze échantillons avec un degré de confiance de 95% pour le calcul d'incertitude élargie, les valeurs respectives de K_{λ_i} sont :

$$K_{\lambda=2.38\mu m} = 2.1394 \times 10^{-9} \pm 7.512 \times 10^{-11} \quad (\text{III-11})$$

$$K_{\lambda=3.42\mu m} = 1.7183 \times 10^{-9} \pm 7.17 \times 10^{-11} \quad (\text{III-12})$$

La calibration devant un corps de référence d'émissivité connue a donc permis de déterminer la fonction de transfert de la détection aux deux longueurs d'ondes de détection. Ces constantes seront utilisées pour déterminer les températures mesurées par pyrométrie active et par pyrométrie classique (monochromatique et bichromatique).

1.3 Flux parasite et diagnostic supplémentaire

L'objectif du banc expérimental étant de vérifier que la mesure de température réalisée par pyrométrie active est indépendante du flux réfléchi, il est nécessaire de créer un flux parasite qui soit réfléchi par la surface de l'échantillon étudié. Le flux émis par une lampe infrarouge de 150W est collecté par une lentille en ZnS pour obtenir une tache d'un diamètre d'environ 25mm sur l'échantillon. La position de la lampe infrarouge est optimisée afin d'obtenir le maximum de flux réfléchi sur les mesures par pyrométrie classique.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

Une caméra infrarouge utilisée sur le tokamak Tore Supra est aussi installée pour visualiser l'échantillon, il s'agit d'une caméra CEDIP fonctionnant entre 3 et 5 μm pourvu d'un filtre centré à 4 μm de largeur 40nm. Cette caméra possède une matrice de pixel de 320x240, sa fréquence d'acquisition est de 50Hz et un temps d'intégration de 400 μs . Cette caméra a été au préalable calibrée devant un corps noir de référence et permet par ailleurs de vérifier l'homogénéité de la température de surface de l'échantillon. En considérant la température des thermocouples comme la température de référence et en faisant l'hypothèse que la contribution de l'environnement (à une température d'environ 25°C, très inférieure à celle de l'échantillon) est suffisamment faible pour considérer que le flux collecté par la caméra est uniquement le flux émis par la surface, l'ajustement de l'émissivité de l'objet présente dans l'équation de conversion du signal de la caméra en température, pour mesurer une température identique permet d'avoir une estimation de la valeur de l'émissivité monochromatique à 4 μm . Ainsi, cette valeur de l'émissivité dépend de la réponse spectrale de la caméra à 4 μm [Gaussorgues 1999]. Cette caméra permet aussi de visualiser l'effet du flux parasite sur une mesure de température. Enfin elle permet d'obtenir une mesure de température en 2D qui sera utilisée par la suite dans le cadre de la correction de la mesure de température qui est surestimée en présence de flux parasite

L'alignement du laser est réalisé en effectuant la colinéarité avec un laser visible (continu, puissance de 4.5mW, $\lambda=635\text{nm}$). Enfin, une caméra CCD est installée afin de s'assurer de la position du spot laser sur l'échantillon.

1.4 Système d'acquisition

Deux systèmes d'acquisition ont été utilisés selon le mode de fonctionnement du laser. En mode relaxé avec des durées d'impulsion longues de 160 μs avec 90% de l'énergie déposée dans les dix premières microsecondes, le signal mesuré par les détecteurs, après avoir été amplifié, est numérisé par une carte d'acquisition de type « National Instrument » couplée à un programme d'exploitation développé sous LabView. Cette acquisition permet d'avoir une mesure simultanée de la température de référence de l'échantillon (thermocouples) et des signaux des détecteurs infrarouges. La fréquence de l'acquisition est de 500kHz par détecteur et ce système d'acquisition permet également d'effectuer des films de plusieurs secondes. Toutefois les films étant exploités par la suite sous Matlab®, leur durée est limitée à 10s afin d'avoir des fichiers d'une taille compatible avec une lecture sous Matlab®. Avec une durée d'acquisition de 10s et une fréquence d'impulsion laser de 10Hz chaque film permet d'exploiter une série de 100 impulsions laser qui va permettre de construire un signal photothermique moyenné.

En mode déclenché, l'impulsion est beaucoup plus courte, de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Pour exploiter de manière optimale la bande passante de 750kHz des pré-amplificateurs, un oscilloscope « Lecroy Wavesurfer » numérique est utilisé pour réaliser des mesures sur des échantillons de très faibles émissivités comme l'aluminium. Il permet d'avoir

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

une fréquence d'acquisition jusqu'à 1MHz pour les deux détecteurs. L'oscilloscope est réglé pour se déclencher sur une variation positive du signal donc chaque enregistrement ne comporte qu'une seule impulsion. Les signaux mesurés sont ensuite traités avec des programmes Matlab® qui permettent de détecter la position des signaux photothermiques et de construire le signal photothermique moyen pour ensuite calculer la température de surface de l'échantillon étudié.

La Figure III-14 montre l'ensemble du dispositif présenté précédemment :

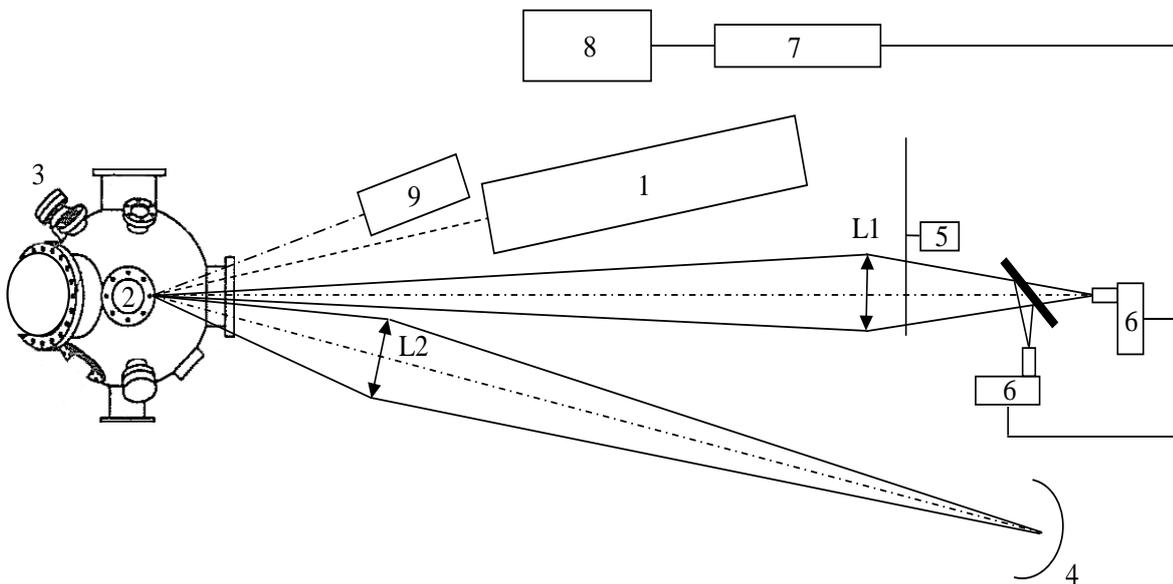


Figure III-14. Schéma de l'installation de pyrométrie active : 1-Laser, 2-Echantillon, 3-Enceinte à vide, 4-Source parasite, 5-Hacheur mécanique, 6-Détecteurs infrarouges, 7-Pré-amplificateurs, 8-Acquisition (ou oscilloscope), 9-Caméra IR, L1-Lentille de collection ZnS, L2-Lentille source parasite ZnS.

L'éventuel chauffage du hublot saphir par absorption de l'énergie du faisceau laser rentre dans la composante continue du flux collecté par les deux détecteurs, il n'a donc pas d'effet sur la composante temporelle du signal mesuré. Par précaution, le laser traverse le hublot saphir dans une zone extérieure aux champs de détection des détecteurs.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

2 Mesures en mode relaxé

Nous avons vu au chapitre précédent, l'expression de la variation de température créée par une impulsion laser. Pour rappel, la variation du signal photothermique mesuré par un détecteur infrarouge s'exprime :

$$S_\lambda(T(t)) = \varepsilon'_\lambda \cdot R_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \left[\frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \int_{\Delta S} \Delta T(t) dS + \frac{\partial^2 L_\lambda^0}{\partial T^2}(T_0) \int_{\Delta S} \frac{\Delta T^2(t)}{2} dS \right] \quad (\text{III-13})$$

Il est important de déterminer quelle est la valeur de la variation de température maximale admissible pour que le signal puisse être exprimé au 1^{er} ordre. La Figure III-15 présente la variation de température admissible :

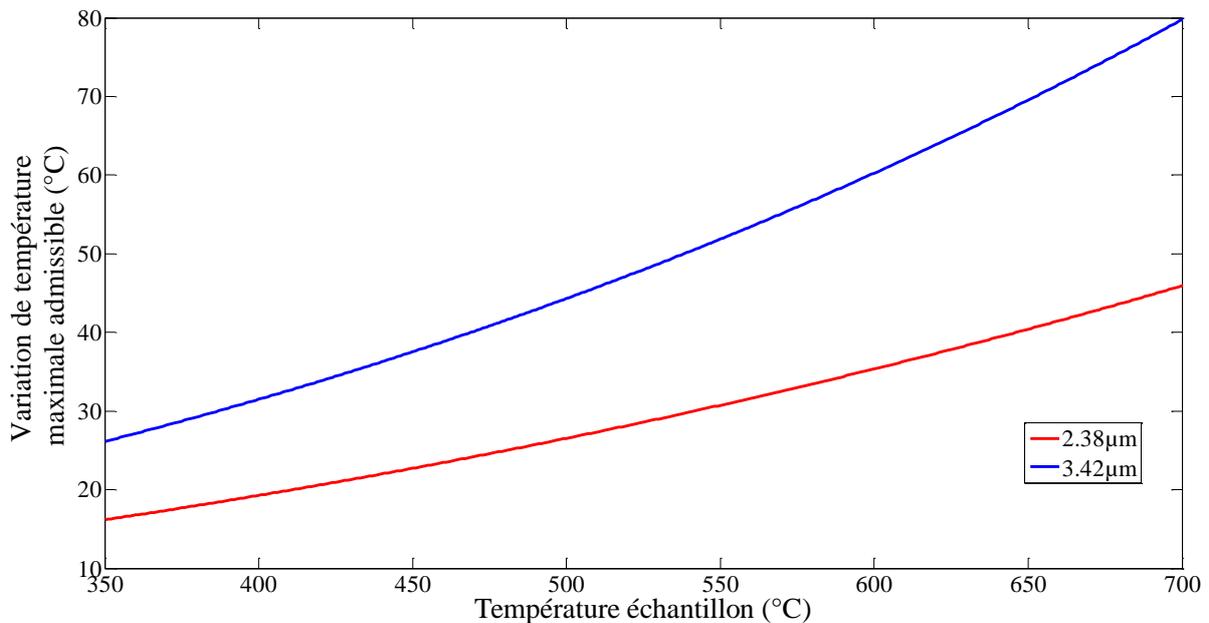


Figure III-15. Variation de température admissible en fonction de la température de l'échantillon.

Dans notre cas, pour les différents matériaux avec lesquels nous avons travaillé, en considérant un dépôt de puissance en surface, la variation maximale de température créée à la fin de l'impulsion laser s'exprime sous la forme :

$$\Delta T = \frac{\varphi_0 \sqrt{t_p}}{\sqrt{k\rho C_p}} \quad (\text{III-14})$$

où φ_0 est le flux laser absorbé en surface (supposé constant pendant la durée t_p) calculé à partir des paramètres du laser, $k\rho C_p$ l'effusivité thermique du matériau et t_p la durée de l'impulsion laser.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

Les résultats de ce calcul sont présentés dans le Tableau III-4. Les émissivités à la longueur d'onde de $2.38\mu\text{m}$ ont été estimées en ajustant les mesures de la caméra infrarouge à celles des thermocouples installés dans l'échantillon.

| | Conductivité thermique (W/m.K) | Capacité Calorifique (J/kg.K) | Masse volumique (kg/m ³) | Emissivité | $\Delta T(^{\circ}\text{C})$ |
|------------------|--------------------------------|-------------------------------|--------------------------------------|------------|------------------------------|
| Carbone | 129 | 710 | 2000 | 0,75 | 56 $^{\circ}\text{C}$ |
| Acier inoxydable | 50 | 460 | 7850 | 0,25 | 19 $^{\circ}\text{C}$ |
| Aluminium | 236 | 896 | 2708 | 0,17 | 7 $^{\circ}\text{C}$ |
| Tungstène | 179 | 134 | 19300 | 0,25 | 12 $^{\circ}\text{C}$ |

Tableau III-4. Variation de température maximale à la fin de l'impulsion laser en supposant un dépôt de puissance laser uniquement en surface.

En introduisant le rapport des signaux et non plus un signal mesuré à une seule longueur d'onde, la température maximale admissible pour avoir une erreur de 5% entre le rapport des signaux réels et un rapport de signaux exprimés au 1^{er} ordre est multipliée par 10. La Figure III-16 permet de mettre en évidence qu'en considérant un rapport des signaux, la variation de température admissible est alors de 70 $^{\circ}\text{C}$. Néanmoins avec une telle variation de température, la méthode ne peut plus être considérée comme non intrusive, car la variation de température introduite ne peut plus être considérée comme petite devant la température de surface de l'échantillon.

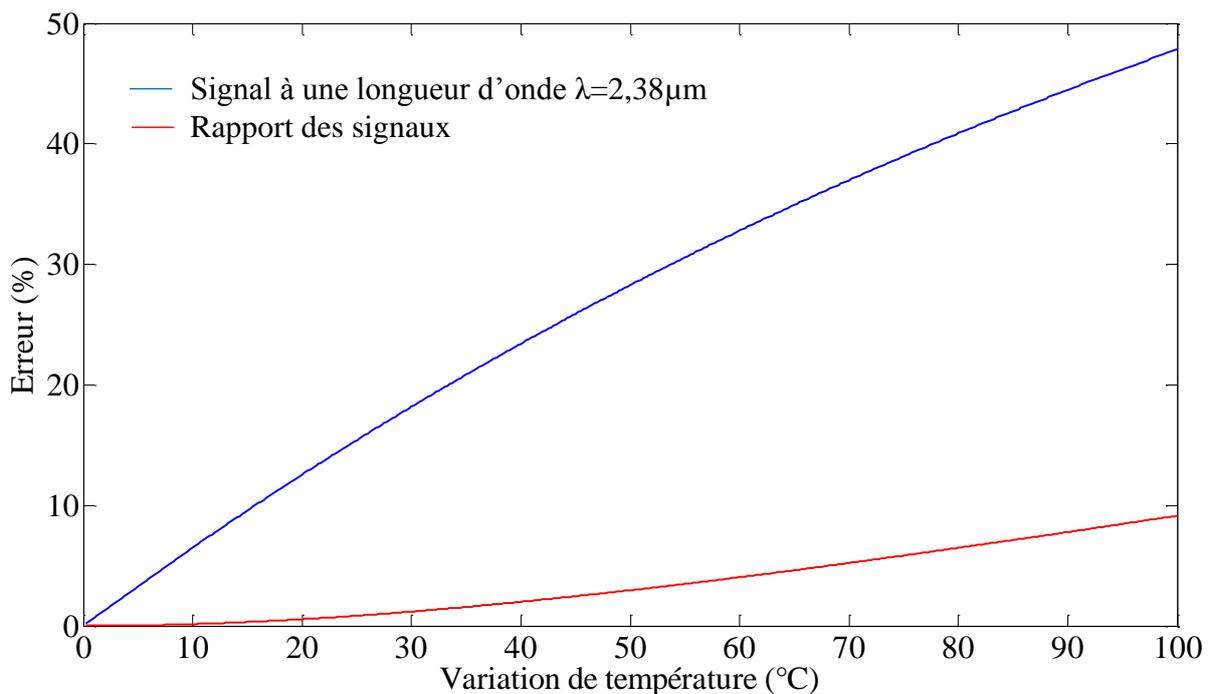


Figure III-16. Erreur en fonction de la température entre le signal mesuré et le signal considéré au premier ordre.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

Les mesures en mode relaxé, avec les paramètres de notre laser, sont donc possibles en considérant le signal mesuré au premier ordre tant que le rapport des signaux est effectué.

2.1 Paramètres de mesure

Dans le traitement des mesures réalisées pour obtenir une température de surface, qui sera présenté par la suite, il est nécessaire de déterminer l'influence du temps de mesure sur lequel l'intégrale du signal va être calculée ainsi que le nombre de tirs à moyenner pour atteindre une précision donnée.

Les mesures préalables permettant de déterminer les paramètres d'exploitation des résultats utilisent le même banc expérimental et sont réalisées dans les mêmes conditions que les futures mesures expérimentales. Le laser est utilisé en mode relaxé avec une énergie fixe de 650 mJ. La procédure mise en place consiste à réaliser dix séries de cent impulsions laser. L'acquisition de cent impulsions laser à une fréquence de tir fixe de 10Hz représente un film de dix secondes. Pour chaque film de cent impulsions laser, l'offset est soustrait à chaque impulsion laser. Ensuite un signal moyen est calculé à partir de ces cents signaux photothermiques. Pour chaque signal photothermique du film, un écart par rapport au signal moyen est déterminé. Puis, un écart moyen, moyenne des cent écarts individuels est calculé. Ce procédé est répété pour chacun des dix films. La valeur moyenne des dix écarts types constitue alors l'écart-type du bruit de mesure sur le signal photothermique moyen que nous appellerons dispersion du signal. Les mesures sont réalisées à la longueur d'onde de 3.42 μ m. La température de référence (thermocouples) est 400°C.

2.1.1 Etude du bruit de mesure

Le bruit rencontré dans le signal photothermique mesuré par les détecteurs peut avoir plusieurs origines selon la fréquence considérée [Gaussorgues 1999] :

- À basse fréquence, on observe un bruit qui décroît en $1/f$ qui est dû aux imperfections des matériaux qui constituent le détecteur infrarouge.
- Aux moyennes fréquences, une répartition spectrale du bruit constante peut être observée, il s'agit de « bruit blanc ». Ce phénomène est dû à l'agitation thermique et à la granularité de la lumière et de l'électricité.
- Aux fréquences élevées, le bruit est aussi décroissant en $1/f$, et provient de la perte de sensibilité du détecteur liés aux temps de transit et des impédances parasites.

L'acquisition étant réalisé à une fréquence de 500kHz (pas de temps 2 μ s), le bruit à haute fréquence supérieur à 1MHz qui peut être rencontré lors de la décharge des capacités du laser [Lothon 1994] n'est pas observé sur les signaux puisque nos mesures sont réalisées après l'impulsion laser. En revanche un bruit blanc est présent, et est observé même en absence de

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

signal. L'écart type de son amplitude peut être estimé à 3 millivolts et donc son amplitude maximale à une dizaine de millivolts (cf. Figure III-17 et Figure III-18).

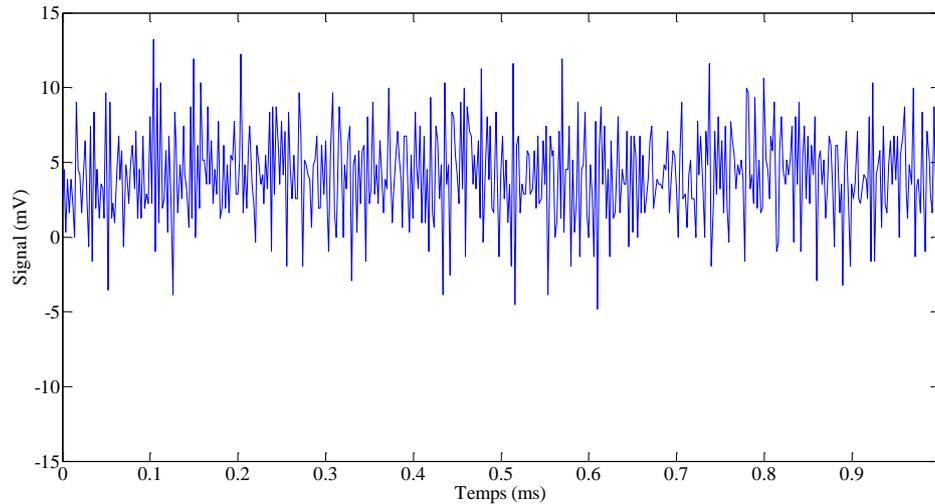


Figure III-17. Bruit de mesure enregistré avant l'impulsion laser à $\lambda=3.42\mu\text{m}$ pour un échantillon de tungstène à 400°C .

Il est possible dans ce cas, de tracer une courbe de tendance à partir de l'histogramme obtenu. Dans notre exemple, la courbe de tendance est décrite par une loi normale d'espérance 4.1mV et d'écart-type de 3.1mV. L'espérance différente de 0 correspond à l'offset. Lors des mesures de température, cet offset est calculé et soustrait aux mesures. Cela confirme que le bruit blanc mesuré a bien une distribution gaussienne. Des résultats similaires ont été observés pour les autres échantillons dans les mêmes conditions expérimentales

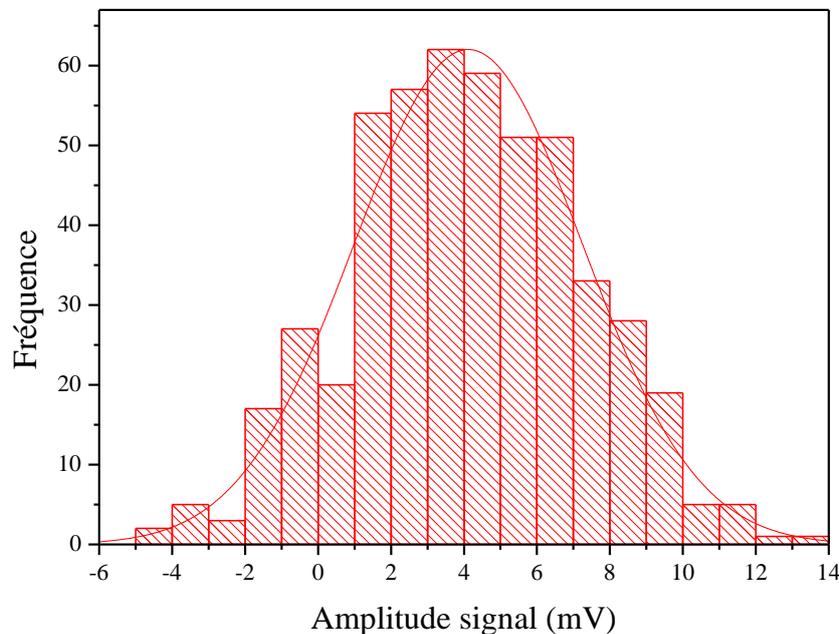


Figure III-18. Histogramme du bruit de mesure et courbe de tendance selon une loi normale.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

Pour chaque mesure brute, une ligne de base (offset) est relevée et sera soustraite à tout le signal pour construire le signal photothermique. Ceci est réalisé avant chaque impulsion laser (cf. Figure III-19). L'analyse de ce signal a permis à la fois d'identifier le type de bruit (blanc dans notre cas) et de ne traiter que la variation de signal.

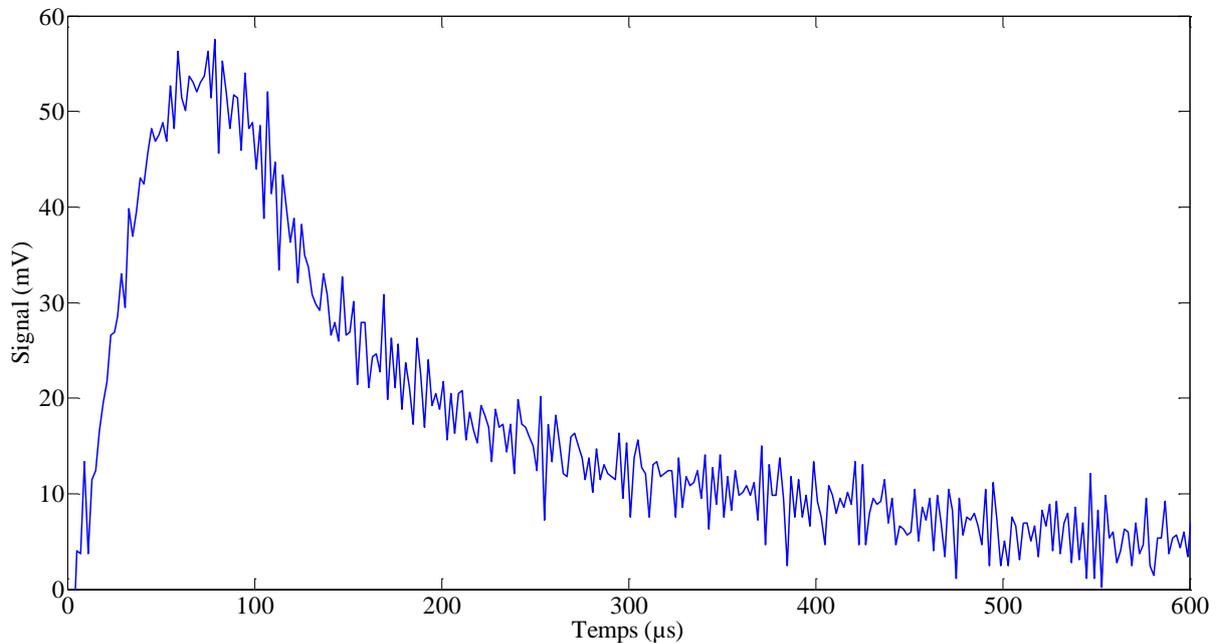


Figure III-19. Signal photothermique mesuré sur une seule impulsion laser sur un échantillon de tungstène auquel l'offset a été soustrait.

2.1.2 Fenêtres de mesures

La mesure de température n'est pas effectuée en effectuant le rapport des signaux à un seul instant. En effet le signal, à chaque longueur d'onde, est moyenné sur une fenêtre de mesure. Le moyennage fait apparaître alors un échauffement moyen qui reste identique aux deux longueurs d'onde et qui disparaît avec le rapport des signaux. Ainsi, la fenêtre de mesure est l'intervalle de temps sur lequel le rapport des signaux est calculé. Le signal est mesuré dans sa phase de décroissance après l'impulsion laser. En augmentant la taille de la fenêtre, le signal va diminuer mais le bruit de mesure va se moyennner sur la durée de la fenêtre et donc diminuer. Ainsi, la fenêtre peut être assimilée à un filtre passe bas. La durée de l'impulsion laser étant de $160\mu\text{s}$, la mesure commence à $200\mu\text{s}$ afin de ne pas être perturbé par d'éventuel bruit à plus haute fréquence due à l'impulsion laser.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

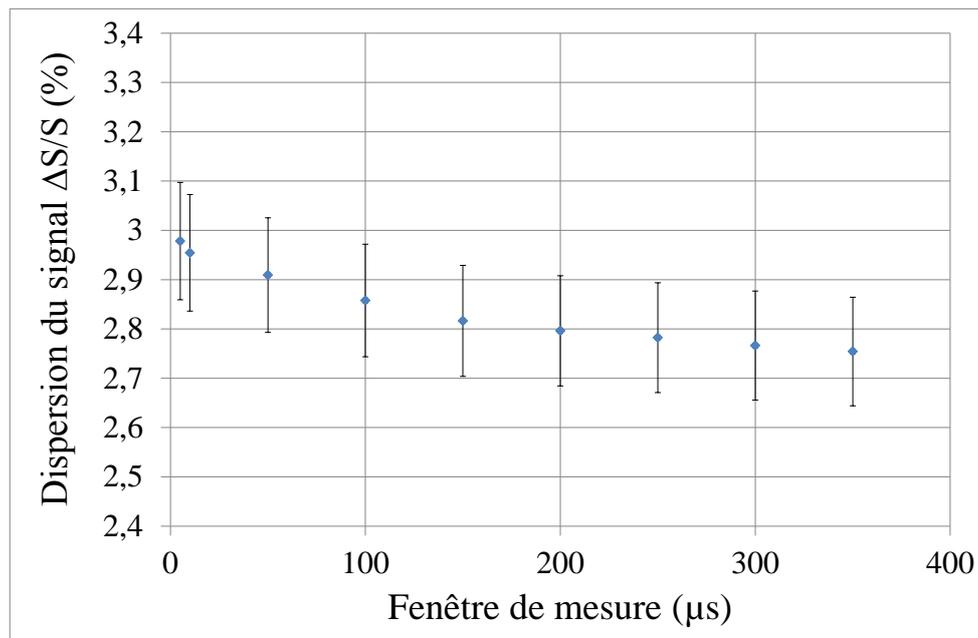


Figure III-20. Evolution de la dispersion du signal photothermique en fonction de la taille de la fenêtre de mesure pour un échantillon de tungstène, mesure à la longueur d'onde $3.42\mu\text{m}$, température de l'échantillon : 400°C , $k_{95\%}=1.96$.

La Figure III-20 présente l'évolution de la dispersion du signal photothermique en fonction de la taille de la fenêtre de mesure. Ces mesures ont été réalisées pour 10 films de 100 impulsions qui sont ensuite moyennées. Les barres d'erreur correspondent à l'écart-types sur les 10 films multipliés par un facteur d'élargissement de 1.96. La dispersion du signal reste comprise entre 2.7% et 3% avec une diminution plus importante lorsque la taille de la fenêtre augmente de $5\mu\text{s}$ à $100\mu\text{s}$.

2.1.3 Nombre d'impulsions laser moyennées.

Afin de diminuer le bruit de mesure, plusieurs signaux photothermiques sont moyennés. Dès lors, le signal photothermique mesuré représente la moyenne de N signaux photothermiques. La Figure III-21 montre l'évolution de la dispersion du signal en fonction du nombre d'échantillon N moyennés. La dispersion décroît rapidement avec le nombre N et suit une loi en puissance décroissante. En effet, l'évolution de la dispersion suit une loi en $1/\sqrt{N}$, qui est loi classique en échantillonnage. Cette évolution est mise en évidence sur la Figure III-22 qui représente la précédente figure en échelle log-log avec les points expérimentaux positionnés sur une droite de pente $-1/2$. Cette loi est particulièrement bien vérifiée pour $N > 35$. Pour les mesures de températures, la moyenne est effectuée sur la totalité des 98 tirs à disposition mais la Figure III-21 montre que la moyenne sur 60 tirs suffit à obtenir une dispersion des signaux inférieurs à 4%. La moyenne est effectuée sur 98 signaux car les films générés pendant l'acquisition dure 10 secondes, soit 100 signaux photothermiques à une fréquence de 10Hz de la source laser, mais le premier et le dernier signal ne sont pas étudiés car ils peuvent ne pas être complets.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

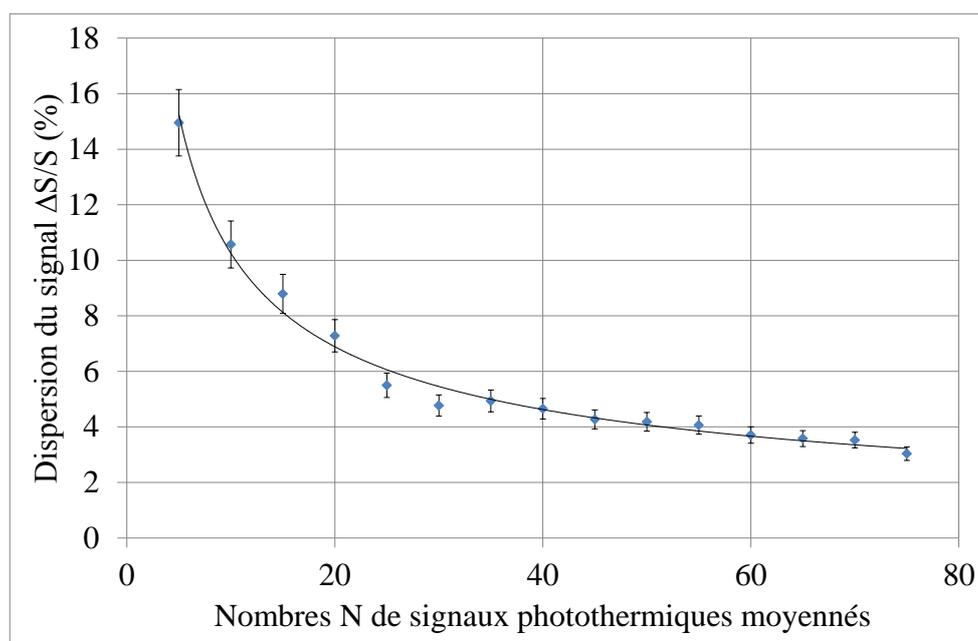


Figure III-21. Dispersion du signal en fonction du nombre de signaux moyennés pour un échantillon de tungstène à la longueur d'onde de $3.42\mu\text{m}$, température échantillon : 400°C , durée d'acquisition sur une fenêtre : $100\mu\text{s}$, délai : $200\mu\text{s}$.

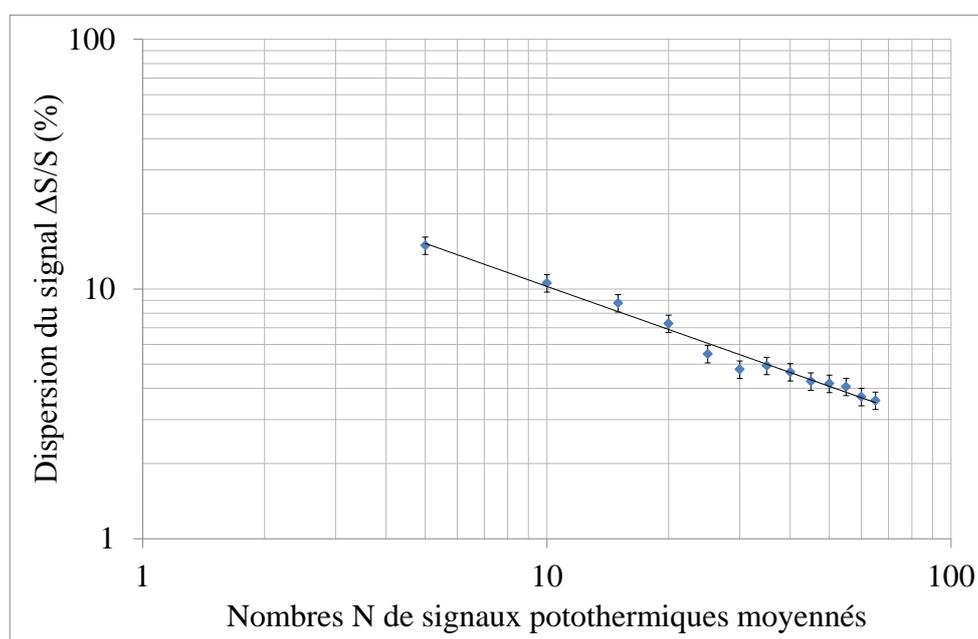


Figure III-22. Dispersion du signal en échelle log-log en fonction du nombre de signaux moyennés pour un échantillon de tungstène à la longueur d'onde de $3.42\mu\text{m}$, température échantillon : 400°C , durée d'acquisition sur une fenêtre : $100\mu\text{s}$, délai : $200\mu\text{s}$.

Le rôle du moyennage des impulsions laser est illustré sur la Figure III-23 qui compare un signal brut à un signal obtenu en effectuant la moyenne sur 80 signaux consécutifs. Cette figure démontre de façon visible la nécessité d'utiliser le moyennage de plusieurs signaux pour pouvoir diminuer de manière conséquente le bruit de mesure. Pour tenir compte de la variation d'énergie d'une impulsion laser à l'autre, et par conséquent de la variation du signal

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

photothermique, l'écart-type sur chaque point de mesure du signal moyenné est pris en compte dans le calcul d'incertitude du rapport des signaux par propagation des incertitudes.

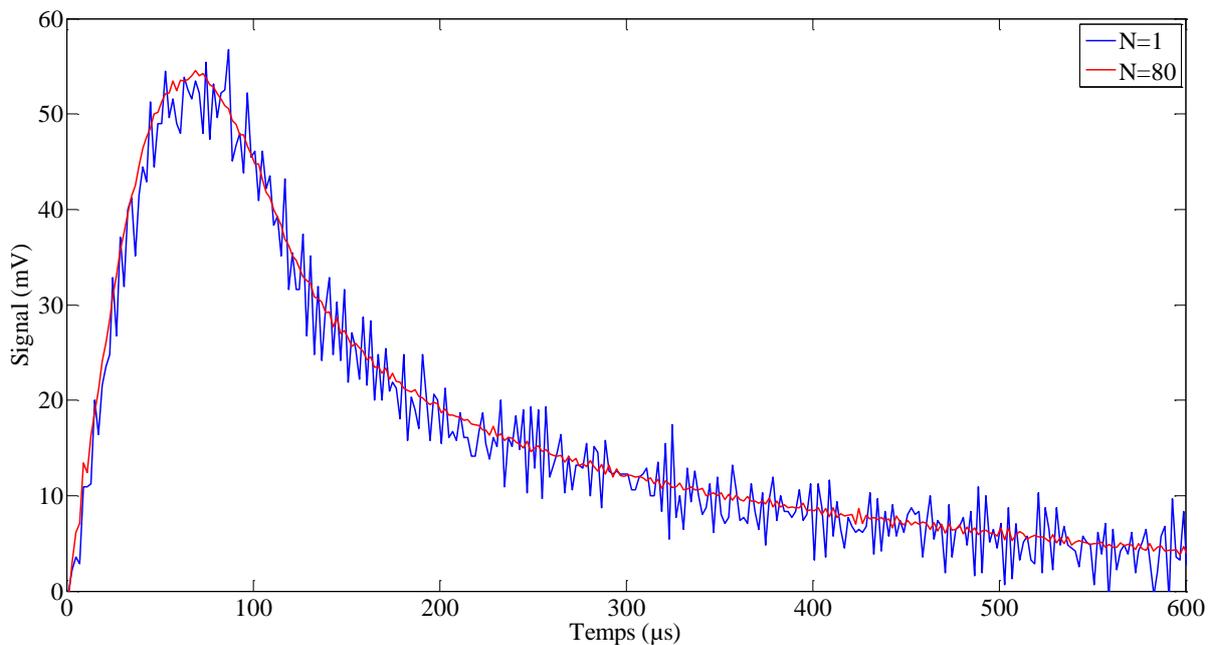


Figure III-23. Signal photothermique en fonction du temps pour un signal brut (N=1) et un signal moyenné sur N=80 signaux. Echantillon de tungstène à la longueur d'onde 3.42 μ m. Température échantillon : 400°C.

2.1.4 Procédure de traitement des données

Ce paragraphe décrit la procédure de traitement des fichiers générés lors des expériences de mesures de température par pyrométrie active impulsionnelle avec un fonctionnement du laser en mode relaxé.

Lorsque le laser tire et que la température mesurée par les thermocouples installés sur l'échantillon est stable, l'acquisition de 100 signaux photothermiques consécutifs est effectuée sous une interface Labview®. Ensuite, les mesures sont exploitées sous Matlab®. La méthode employée pour détecter et identifier la position de pics des signaux est équivalente à celle utilisée dans le cadre de la chromatographie [Vivo-Truyols 2005] [Jarman 2003]. Cette méthode utilise le filtre de « Savitsky-Golay » qui consiste à effectuer une régression pour déterminer un polynôme de degré P qui minimise l'erreur au sens des moindres carrés sur une fenêtre de points. La valeur lissée est obtenue en appliquant le polynôme déterminé au point de mesure étudié [Savitzky 1964]. Il est recommandé d'utiliser des polynômes de degrés 2 ou 3 et une largeur de fenêtre de points qui soit de l'ordre de grandeur de la largeur à mi-hauteur du pic à détecter. La Figure III-24 présente le résultat d'un filtrage obtenu pour un signal brut avec un échantillon de tungstène, les paramètres utilisés sont une fenêtre de 30 points avec un polynôme de degré 2.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

L'étude de la dérivée des signaux filtrés permet d'identifier la position de chaque signal photothermique enregistré au cours de l'acquisition. Chaque signal est enregistré à partir du début de la variation de signal pendant une durée dix fois supérieure à la durée l'impulsion laser afin que la température soit revenue à sa valeur initiale. Les 1000 points de mesure précédant le début du signal photothermique sont aussi stockés à part afin de déterminer l'offset du signal.

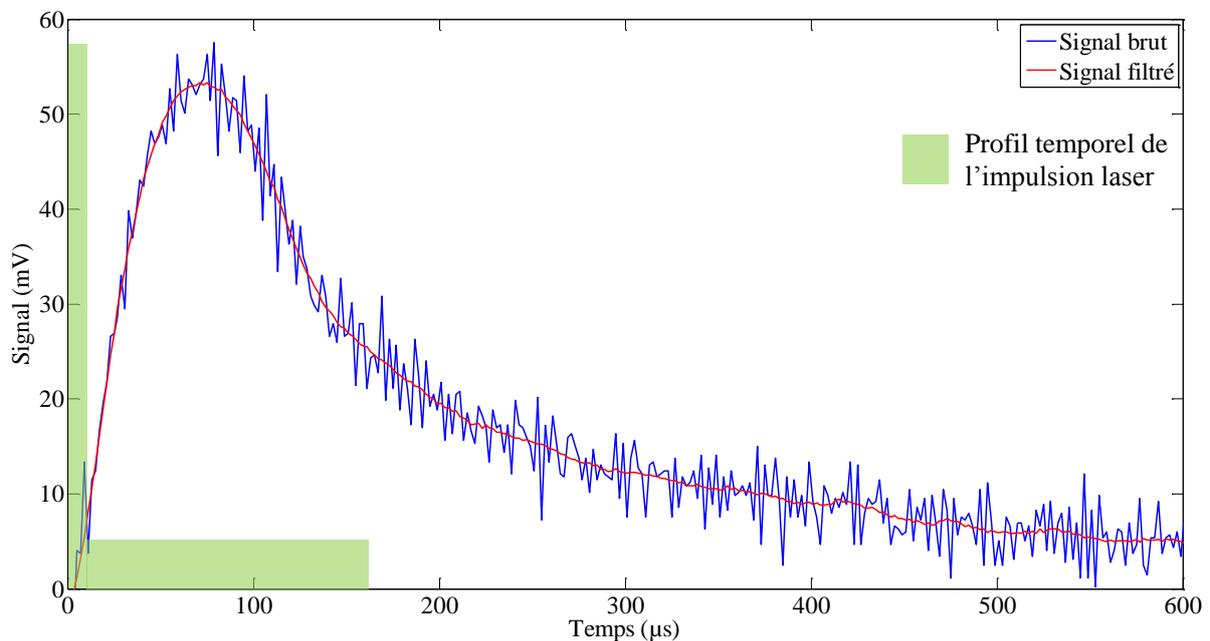


Figure III-24. Signal photothermique en fonction du temps pour un signal brut et le même signal lissé avec le filtre de Savitzky-Golay. Echantillon de tungstène à la longueur d'onde 3.42µm. Température échantillon : 400°C.

Le filtrage pouvant engendrer une perte d'information, la moyenne des signaux s'effectue sur les signaux bruts et non les signaux filtrés. Le filtrage sert uniquement à lisser le signal photothermique pour faciliter le calcul de sa dérivée et son étude.

A partir de ces signaux, un signal moyen est calculé pour chaque longueur d'onde. Ensuite le rapport des deux signaux moyens est calculé sur la durée de la fenêtre de mesure préalablement choisie. La moyenne du rapport des signaux sur cette fenêtre est considérée comme la valeur du rapport des signaux. L'écart-type du rapport est obtenu en sommant les écart-types à chacune des longueurs d'onde sur la fenêtre de mesure. L'incertitude élargie sur le rapport des signaux est calculée en multipliant l'écart-type par un facteur d'élargissement de 1.96 pour un degré de confiance de 95% avec 98 échantillons. Cette incertitude élargie est utilisée pour calculer l'incertitude sur la température mesurée.

La température est alors calculée à partir de l'expression du rapport des signaux et du rapport des émissivités en appliquant l'expression suivante :

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

$$T_0 = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left(\frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}} \frac{1}{K} \frac{\varepsilon'_{\lambda_2}}{\varepsilon'_{\lambda_1}} \left[\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right]^6 \right)} \quad (\text{III-15})$$

2.1.5 Précision de la mesure de température

Afin d'évaluer la précision de la mesure de température, 100 signaux photothermiques sont acquis aux deux longueurs d'onde de mesures. Ensuite le rapport des deux signaux photothermiques est calculé pour chaque impulsion laser sur une fenêtre de mesure de 200 μ s. A partir des 100 rapports de signaux, un rapport de signaux moyen est calculé. L'étude de l'écart-type sur le rapport des signaux photothermiques avec le rapport moyen fournit une information sur la précision de la mesure. En effet si la dispersion du rapport est grande pour une température de référence donnée, cela signifie que le rapport des signaux varie énormément d'une impulsion laser à l'autre et il est donc nécessaire de moyenner sur plusieurs signaux photothermiques pour obtenir une mesure précise. L'évolution de l'écart-type en fonction de la température de référence, montre une dispersion du rapport des signaux mesurés très importante pour une température de référence de 300°C (figure 22). Cependant, cette dispersion diminue rapidement lorsque la température de surface, et donc l'intensité des signaux mesurés, augmente. En effet pour des températures supérieures à 450°C la dispersion n'est plus que de 2% environ.

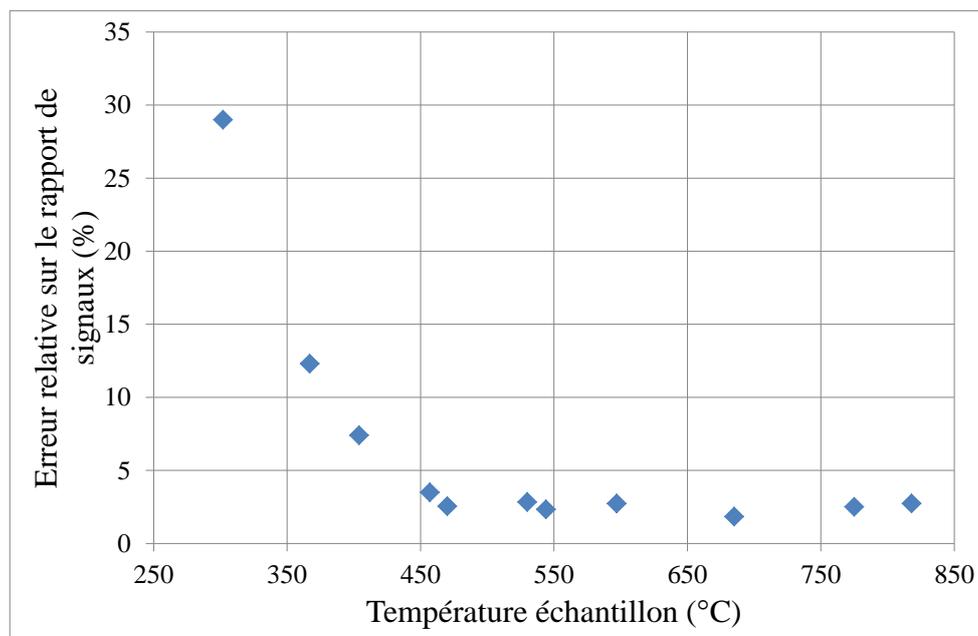


Figure III-25. Evolution de l'erreur relative sur le signal mesuré en fonction de la température de référence pour un échantillon de tungstène.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

L'expression (III-15) montre que la température T_0 est une fonction du rapport des signaux aux deux longueurs d'onde. La dispersion du rapport des signaux contribue à la dispersion de la température déduite. Cependant, le signal étant proportionnel à la dérivée de Planck par rapport à la température qui est une fonction croissante de la température, la dispersion du signal diminue avec l'augmentation de la température et il en est logiquement de même pour le rapport des signaux.

Il est évident que les matériaux possédant des propriétés physiques qui permettent de générer un signal plus important (émissivité et absorptivité plus élevées) permettent de diminuer la dispersion du signal pour une même température. Les performances de la méthode vont maintenant être évaluées pour l'échantillon d'aluminium poli qui présente une émissivité plus faible, par conséquent le signal mesuré aux deux longueurs d'onde est moins élevé.

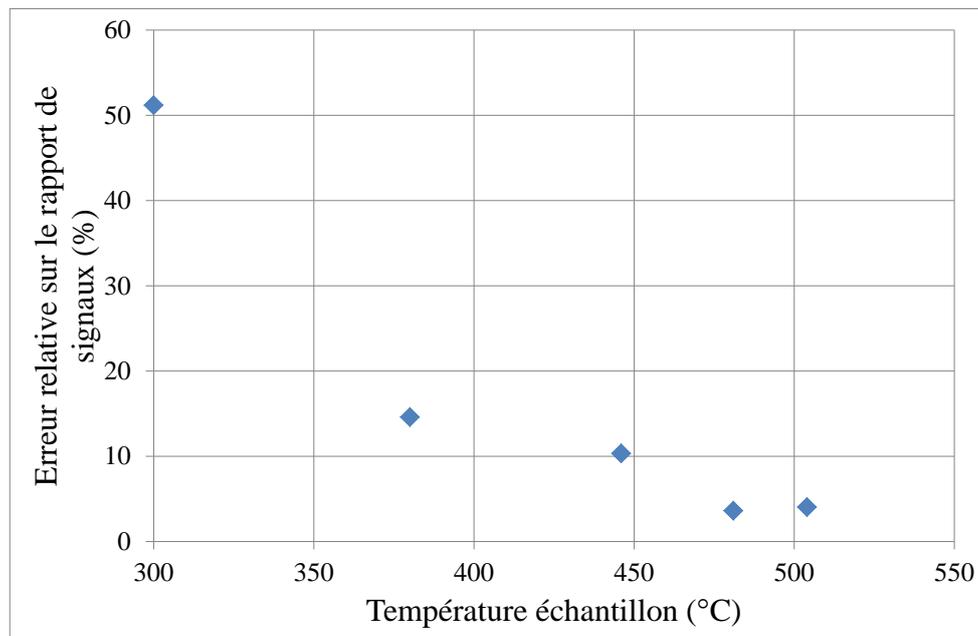


Figure III-26. Evolution de l'erreur relative sur le rapport des signaux mesuré en fonction de la température de l'échantillon d'aluminium poli.

La Figure III-26 met en évidence un comportement similaire à celui de l'échantillon de tungstène avec une dispersion plus importante du rapport des signaux particulièrement aux basses températures. Même pour une température de 450°C, la dispersion reste encore supérieure à 10%.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

2.2 Résultats expérimentaux

2.2.1 Influence des profondeurs d'absorption

Le signal photothermique s'exprime en fonction de la variation de température et de la profondeur d'absorption du matériau. L'expression de la variation de température a été donnée au chapitre II dans le cas d'un milieu semi-infini éclairé uniformément par une impulsion infiniment courte par rapport au temps caractéristique de diffusion de la chaleur dans le matériau, cette expression devient :

$$\Delta T(x, t) = A \frac{\kappa_{\lambda_0} \exp(\kappa_{\lambda_0}^2 at)}{2} \left(\exp(-\kappa_{\lambda_0} x) \operatorname{erfc} \left(\frac{x - 2\kappa_{\lambda_0} \sqrt{at}}{2} \right) + \exp(\kappa_{\lambda_0} x) \operatorname{erfc} \left(\frac{x + 2\kappa_{\lambda_0} \sqrt{at}}{2} \right) \right) \quad (\text{III-16})$$

où λ_0 est la longueur d'onde d'excitation du laser et κ_{λ_0} le coefficient d'extinction (inverse de la profondeur d'absorption) à la longueur d'onde du laser.

Le flux collecté par le détecteur provient de la surface visée mais aussi de l'émission en profondeur du matériau. En effet, de la même manière que le matériau absorbe le faisceau laser sur une certaine profondeur, le rayonnement émis à la surface de ce matériau provient d'un volume dont la profondeur est caractérisée par son coefficient d'extinction à la longueur d'onde de détection λ . Donc l'émission du matériau provient d'un volume représenté par la surface visée par le détecteur ΔS , et par la profondeur κ_{λ}^{-1} . Comme pour l'absorption, l'émission suit une loi en exponentielle décroissante. L'expression du signal photothermique s'exprime alors :

$$S_{\lambda}(t) = \varepsilon'_{\lambda} \cdot D_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} \cdot \Delta \lambda \cdot \Delta \Omega \cdot \frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T}(T_0) \int_{\Delta S} \int_0^{\infty} \Delta T(x, t) \kappa_{\lambda} \exp(-\kappa_{\lambda} x) dx dS \quad (\text{III-17})$$

En introduisant l'expression (III-16) dans l'expression (III-17), en développant et en calculant l'intégrale, l'expression du signal photothermique devient :

$$S_{\lambda}(t) = \varepsilon'_{\lambda} \cdot D_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} \cdot \Delta \lambda \cdot \Delta \Omega \cdot \frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T}(T_0) A \int_{\Delta S} \frac{\kappa_{\lambda_0} \kappa_{\lambda}}{\kappa_{\lambda_0}^2 + \kappa_{\lambda}^2} \left(\kappa_{\lambda} \exp \left(\frac{t}{4t_{\lambda_0}} \right) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{t}{4t_{\lambda_0}}} \right) - \kappa_{\lambda_0} \exp \left(\frac{t}{4t_{\lambda}} \right) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{t}{4t_{\lambda}}} \right) \right) dS \quad (\text{III-18})$$

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

où :

$$t_{\lambda_0} = \frac{1}{4a\kappa_{\lambda_0}^2} \quad (\text{III-19})$$

$$t_{\lambda} = \frac{1}{4a\kappa_{\lambda}^2} \quad (\text{III-20})$$

représentent les temps caractéristique de diffusion sur les distances $\kappa_{\lambda_0}^{-1}$ et κ_{λ}^{-1} .

L'expression (III-18) met en évidence que le signal photothermique est proportionnel au produit des profondeurs d'absorption aux longueurs d'onde d'excitation et de détection. Ainsi un matériau transparent à une des deux longueurs ne permettra pas de mesure de signal photothermique.

En considérant un temps court devant les temps t_{λ} et t_{λ_0} , la simplification du produit de l'exponentielle et la fonction erreur s'exprime [Abramowitz 1972] :

$$\exp\left(\frac{t}{4t_{\lambda_i}}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{4t_{\lambda_i}}}\right) = \left(1 - 2\sqrt{\frac{t}{4\pi t_{\lambda_i}}}\right) \quad (\text{III-21})$$

Elle conduit à l'expression du signal photothermique suivante :

$$S_{\lambda}(t) \propto 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{\sqrt{t_{\lambda}}} + \frac{1}{\sqrt{t_{\lambda_0}}} \right) \sqrt{t} \quad (\text{III-22})$$

En revanche, si un temps long comparé au deux temps caractéristiques est considéré, alors la simplification suivante est effectuée :

$$\exp\left(\frac{t}{4t_{\lambda_i}}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{4t_{\lambda_i}}}\right) = \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi t}{4t_{\lambda_i}}}} \quad (\text{III-23})$$

L'expression du signal photothermique s'exprime alors :

$$S_{\lambda}(t) \propto \frac{1}{\sqrt{t}} \quad (\text{III-24})$$

L'expression (III-22) montre que si le signal photothermique est considéré à des temps très court de l'ordre des temps caractéristiques t_{λ} et t_{λ_0} alors le signal dépend de deux inconnues supplémentaires qui sont les coefficients d'extinction κ_{λ_0} et κ_{λ} à la longueur

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

d'onde d'excitation et de détection. Dans ce cas-là le rapport de deux signaux ne suffit plus à éliminer ces deux inconnues. En revanche, l'expression (III-24) montre que, pour des temps grands devant ces temps caractéristiques, le signal évolue en $t^{-1/2}$ indépendamment des grandeurs κ_{λ_0} et κ_{λ} . Expérimentalement le rapport des deux signaux ne pourra être exploité que lorsque l'évolution se comportera en $t^{-1/2}$, c'est-à-dire lorsque le rapport des signaux sera constant.

La Figure III-27 présente l'évolution des deux signaux photothermiques aux deux longueurs d'onde de détection. Il n'est pas possible d'identifier visuellement une évolution des signaux en $t^{-1/2}$.

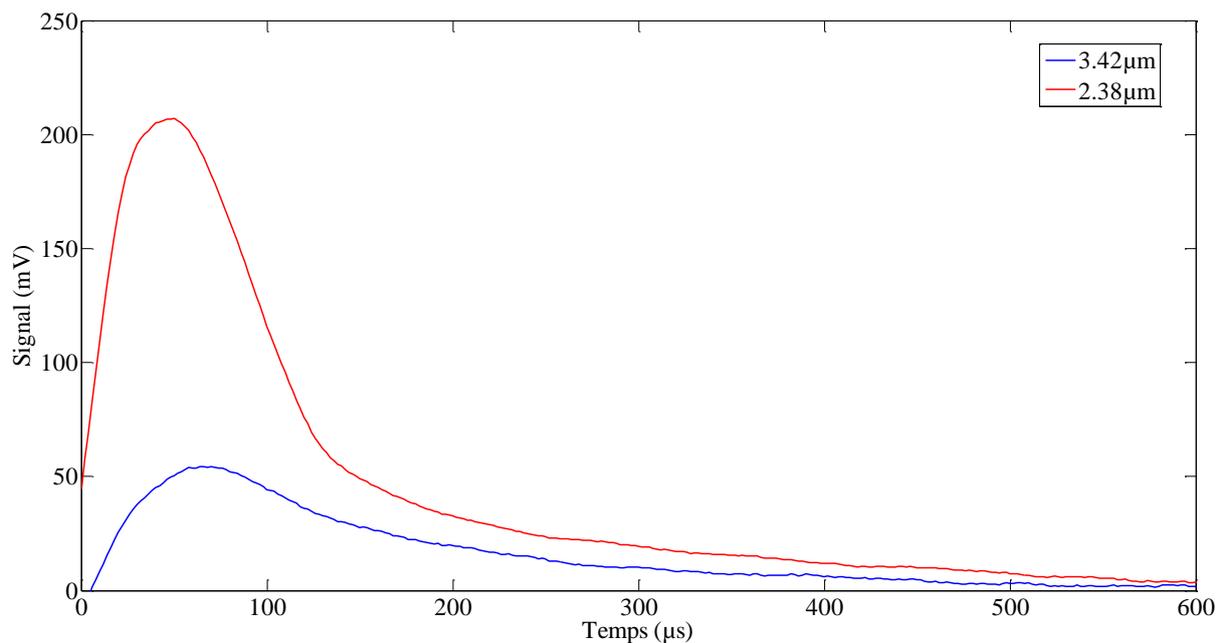


Figure III-27. Evolution des signaux photothermiques en fonction du temps aux longueurs d'onde 2.38 μm et 3.42 μm pour un échantillon d'aluminium poli. Température : 520°C, signaux moyenné sur N=80 tirs.

Le tracé de l'évolution temporelle des deux signaux en échelle Log-Log permet d'identifier les durées nécessaires pour atteindre un comportement des signaux (droites) de pente $-1/2$. La Figure III-28 montre que le signal photothermique à la longueur 3.42 μm commence à avoir un comportement en $t^{-1/2}$ à environ 160 μs, soit dès que l'impulsion laser est achevée. Cela laisse penser que les temps caractéristiques de diffusion sont inférieurs à la durée de l'impulsion laser puisque le régime en $t^{-1/2}$ s'établit dès que l'impulsion laser s'achève. Pour être certain d'avoir éliminé la variation de température, les deux signaux doivent avoir le même comportement en $t^{-1/2}$.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

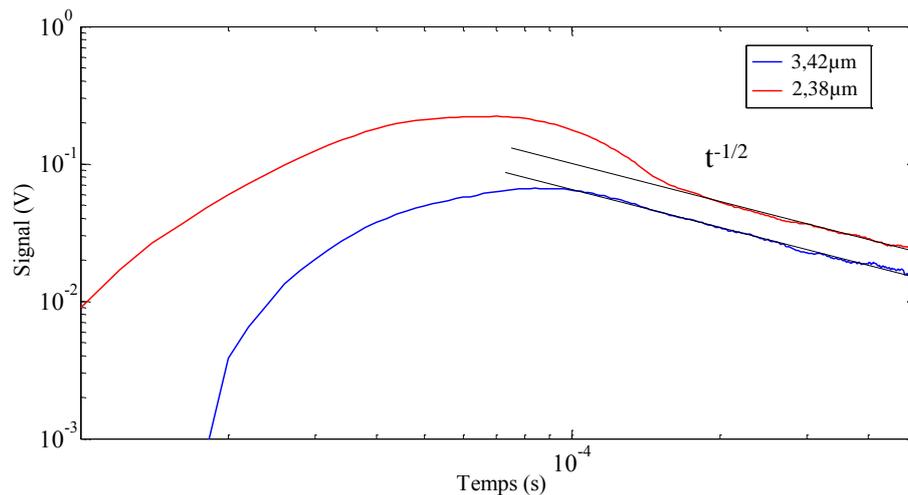


Figure III-28. Evolution des signaux photothermiques en fonction du temps aux longueurs d'onde $2,38\mu\text{m}$ et $3,42\mu\text{m}$ pour un échantillon d'aluminium poli en échelle Log-Log. Température : 520°C , signaux moyenné sur $N=80$ tirs.

Le rapport des signaux en fonction du temps Figure III-29 montre que ce n'est que légèrement avant $200\mu\text{s}$ que les deux signaux photothermiques se sont affranchis de l'influence des profondeurs d'absorption et de l'impulsion laser. En effet le rapport des signaux est devenu constant et ce n'est qu'à partir de cet instant qu'il est possible de déterminer une température de surface par pyrométrie active en effectuant un rapport des signaux. Dans notre cas, c'est l'impulsion laser qui limite la durée à partir de laquelle la mesure peut être effectuée. Il est donc plus intéressant de travailler avec des impulsions les plus courtes possibles pour améliorer la résolution temporelle de la mesure. C'est la raison pour laquelle le mode « déclenché » du laser a également été étudié par la suite.

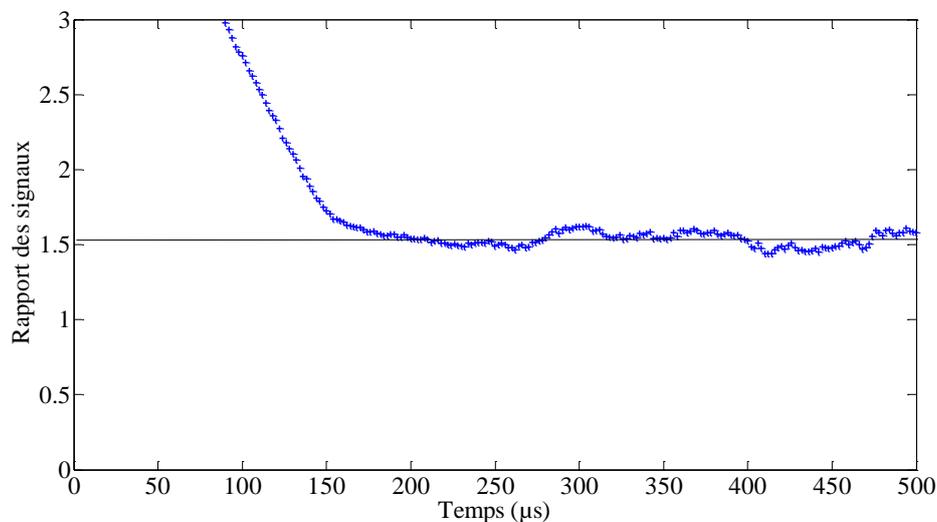


Figure III-29. Evolution du rapport des signaux ($S_{\lambda=2,38\mu\text{m}}/S_{\lambda=3,42\mu\text{m}}$) en fonction du temps pour un échantillon d'aluminium poli. Température : 520°C , signaux moyenné sur $N=80$ tirs.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

Il est intéressant d'évaluer les valeurs de κ_{λ_0} et κ_{λ} en se référant à la bibliographie afin de dimensionner une expérience. Ainsi l'estimation des temps caractéristique de diffusion aux longueurs d'onde de détection et d'excitation pour le tungstène et l'aluminium montre que ces temps sont très inférieurs à la durée de l'impulsion laser (relaxé ou déclenché) [Rakic 1998] (cf. Tableau III-5) :

| | λ (nm) | Al | W |
|--|----------------|----------|----------|
| κ_{λ} (cm ⁻¹) | 1064 | 1,18E+06 | 4,42E+05 |
| | 2380 | 1,24E+06 | 5,06E+05 |
| | 3420 | 1,22E+06 | 5,48E+05 |
| κ^{-1}_{λ} (nm) | 1064 | 8,47 | 22,62 |
| | 2380 | 8,04 | 19,76 |
| | 3420 | 8,20 | 18,25 |
| τ_{λ} (ns) | 1064 | 1,85E-04 | 1,85E-03 |
| | 2380 | 1,66E-04 | 1,41E-03 |
| | 3420 | 1,73E-04 | 1,20E-03 |

Tableau III-5. Profondeur de pénétration et temps caractéristiques de diffusion pour le tungstène et l'aluminium.

Les valeurs des temps caractéristiques de diffusion montrent que les paramètres limitants pour la résolution temporelle de la mesure seront la durée de l'impulsion laser et la bande passante de l'acquisition.

Dans le cadre de nos expériences, compte tenu de l'ordre de grandeur des temps caractéristiques pour les matériaux métalliques étudiés, l'hypothèse d'un dépôt d'énergie du laser uniquement en surface est cohérente.

2.2.2 Incertitude sur la mesure de température par différentes méthodes radiatives

2.2.2.1 Pyrométrie active

L'expression de la température en fonction du rapport des signaux est la suivante :

$$T_0 = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left(\frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}} \frac{1}{K} \frac{\varepsilon'_{\lambda_2}}{\varepsilon'_{\lambda_1}} \left[\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right]^6 \right)} = f_1 \left(K, \frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}}, \frac{\varepsilon'_{\lambda_2}}{\varepsilon'_{\lambda_1}} \right) \quad (\text{III-25})$$

Il est possible d'identifier trois sources d'incertitude dans l'expression (III-25) :

- incertitude sur le rapport des signaux
- incertitude sur la constante K déterminée par calibration
- incertitude sur le rapport d'émissivité.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

Soit f_1 la fonction qui exprime la température en fonction de ces trois paramètres et r le rapport des signaux $S_{\lambda_1}/S_{\lambda_2}$ alors l'incertitude s'exprime [JCGM 2008] [Le Nilot 2013]:

$$u(\Delta T_0) = \sqrt{\left(\frac{\partial f_1}{\partial r}\right)^2 u(r)^2 + \left(\frac{\partial f_1}{\partial K}\right)^2 u(K)^2 + \left(\frac{\partial f_1}{\partial (\varepsilon'_{\lambda_2}/\varepsilon'_{\lambda_1})}\right)^2 u(\varepsilon'_{\lambda_2}/\varepsilon'_{\lambda_1})^2} \quad (\text{III-26})$$

Dans cette dernière équation, le terme $u(\text{grandeur})$ représente l'incertitude type de cette grandeur. L'incertitude sur la constante de calibration, calculée précédemment, est de 10%. L'incertitude sur le rapport d'émissivité est évaluée à 10% d'après les valeurs trouvées dans la littérature [Touloukian 1972]. L'incertitude élargie sur le rapport des signaux est considérée égale à l'écart-type du rapport des signaux sur la fenêtre de mesure multiplié par un facteur d'élargissement de 1.96. Chaque température mesurée est exprimée avec son incertitude élargie de mesure correspondant à $U=k_\%u$ avec $k_\%$ le facteur d'élargissement choisi. Ce calcul est appliqué à toutes les mesures de températures présentées par la suite.

2.2.2.2 Pyrométrie monochromatique

Les mono-détecteurs utilisés au cours de nos expériences peuvent aussi réaliser des mesures de température par pyrométrie monochromatique et par pyrométrie bichromatique. En absence de flux parasite sur la cible étudiée, la mesure monochromatique est utilisée pour déterminer la valeur de l'émissivité à la longueur d'onde de détection et à la température de l'échantillon en ajustant l'émissivité pour que la température mesurée soit la même que la température mesurée par les thermocouples. En supposant que le flux collecté par le détecteur est uniquement du flux émis par la surface, alors le signal mesuré à la longueur d'onde λ_i s'exprime :

$$S_{\lambda_i} = K_{\lambda_i} \varepsilon'_{\lambda_i} L_{\lambda_i}^0(T_0) \quad (\text{III-27})$$

où K_{λ_i} la réponse de la chaîne d'acquisition mesurée lors de la calibration devant le corps de référence.

L'expression de l'émissivité est alors la suivante :

$$\varepsilon'_{\lambda_i}(T_c) = \frac{S_{\lambda_i}}{K_{\lambda_i} L_{\lambda_i}^0(T_c)} = f_2(S_{\lambda_i}, K_{\lambda_i}, T_c) \quad (\text{III-28})$$

où T_c est la température mesurée par les thermocouples installés dans l'échantillon. L'incertitude sur la mesure d'émissivité s'exprime alors [JCGM 2008] :

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

$$\frac{u(\Delta \varepsilon'_{\lambda_i})}{\varepsilon'_{\lambda_i}} = \sqrt{\left(\frac{\partial f_2}{\partial S_{\lambda_i}}\right)^2 \left(\frac{u(S_{\lambda_i})}{S_{\lambda_i}}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_2}{\partial K_{\lambda_i}}\right)^2 \left(\frac{u(K_{\lambda_i})}{K_{\lambda_i}}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_2}{\partial T_c}\right)^2 \left(\frac{u(T_c)}{T_c}\right)^2} \quad (\text{III-29})$$

L'acquisition du signal s'effectue sur une durée de 1s avec un hacheur mécanique devant le détecteur. La fréquence du hacheur mécanique est supérieure à 20Hz mais seules les 20 premières mesures acquises sont étudiées. L'écart-type, sur les 20 mesures, multiplié par un facteur d'élargissement de 1.96 détermine l'incertitude élargie sur le signal mesuré. L'incertitude sur la constante K_{λ_i} est calculée de la même façon que pour celle utilisé pour la pyrométrie active. Enfin l'incertitude sur la mesure de température par les thermocouples, communiquée par le fabricant, est de 0.4%.

La mesure par pyrométrie monochromatique est utilisée pour mesurer la température de surface de l'échantillon en présence d'un flux réfléchi pour comparer la fiabilité de cette méthode avec la pyrométrie active impulsionnelle. L'expression de la température à partir du signal mesuré est la suivante :

$$\frac{1}{T} = \frac{\lambda_i}{C_2} \ln \left(\frac{C_1 K_{\lambda_i} \varepsilon'_{\lambda_i}}{\lambda_i^5 S_{\lambda_i}} \right) = \frac{1}{f_3(S_{\lambda_i}, K_{\lambda_i}, \varepsilon'_{\lambda_i})} \quad (\text{III-30})$$

L'incertitude sur la mesure de température par pyrométrie monochromatique est alors la suivante :

$$u(\Delta T) = \sqrt{\left(\frac{\partial f_3}{\partial S_{\lambda_i}}\right)^2 u(S_{\lambda_i})^2 + \left(\frac{\partial f_3}{\partial K_{\lambda_i}}\right)^2 u(K_{\lambda_i})^2 + \left(\frac{\partial f_3}{\partial \varepsilon'_{\lambda_i}}\right)^2 u(\varepsilon'_{\lambda_i})^2} \quad (\text{III-31})$$

2.2.2.3 Pyrométrie bichromatique

L'utilisation de détecteurs fonctionnant chacun avec une longueur d'onde différente nous permet aussi de réaliser une mesure bichromatique qui est le résultat de la combinaison des deux mesures monochromatiques. Dans ce cas-là, la température mesurée s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{C_2} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \left(\frac{K_{\lambda_1} \varepsilon'_{\lambda_1} S_{\lambda_2} \lambda_2^5}{K_{\lambda_2} \varepsilon'_{\lambda_2} S_{\lambda_1} \lambda_1^5} \right) = \frac{1}{f_4(K_{\lambda_1}, \varepsilon'_{\lambda_1}, S_{\lambda_1}, K_{\lambda_2}, \varepsilon'_{\lambda_2}, S_{\lambda_2})} \quad (\text{III-32})$$

L'incertitude est la somme des incertitudes sur les deux signaux et s'exprime :

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

$$u(\Delta T) = \sqrt{\left(\frac{\partial f_4}{\partial S_{\lambda_1}}\right)^2 u(S_{\lambda_1})^2 + \left(\frac{\partial f_4}{\partial S_{\lambda_2}}\right)^2 u(S_{\lambda_2})^2 + \left(\frac{\partial f_4}{\partial K_{\lambda_1}}\right)^2 u(K_{\lambda_1})^2 + \left(\frac{\partial f_4}{\partial K_{\lambda_2}}\right)^2 u(K_{\lambda_2})^2 + \left(\frac{\partial f_4}{\partial \varepsilon'_{\lambda_1}}\right)^2 u(\varepsilon'_{\lambda_1})^2 + \left(\frac{\partial f_4}{\partial \varepsilon'_{\lambda_2}}\right)^2 u(\varepsilon'_{\lambda_2})^2} \quad (\text{III-33})$$

Ces méthodes de mesure permettent de comparer des mesures de température réalisées par pyrométrie classique avec et sans flux parasite pour évaluer l'influence d'un flux réfléchi sur la valeur de la température mesurée. Les calculs d'incertitude présentés dans ce paragraphe sont appliqués aux résultats expérimentaux présentés par la suite.

2.2.3 Mesures de température par pyrométrie active

Ce paragraphe présente les températures mesurées par pyrométrie active impulsionnelle sur les échantillons de carbone, de tungstène et d'aluminium en utilisant le laser en mode relaxé. Pour rappel, chaque température est déterminée en supposant le rapport des émissivités égal à 1 puisque *a priori* nous n'avons pas d'information sur l'émissivité monochromatique directionnelle de ces matériaux aux longueurs d'onde de détection. L'objectif de ces expériences est de vérifier que la méthode de pyrométrie active est capable de mesurer des températures de surface de matériau de faible émissivité indépendamment du flux réfléchi.

Lors des expériences sur les échantillons de faible émissivité, nous avons pris la précaution d'éviter de mesurer la réflexion du laser sur la cible avec les détecteurs malgré l'utilisation de filtre de bande étroite. En effet la réflexion sur les détecteurs peut endommager ceux-ci et modifier le signal photothermique mesuré, pour cela l'inclinaison de l'échantillon a été modifiée de 1° pour diriger la réflexion vers une cible absorbante prévue à cet effet.

Les premières mesures sont réalisées avec un échantillon de carbone. La température de l'échantillon est mesurée pour une gamme comprise entre 250°C et 500°C. La Figure III-30 présente la température mesurée par pyrométrie active en fonction de la température de référence mesurée par les thermocouples dans l'échantillon. Les mesures présentent une sous-estimation de la température mais l'écart avec la température de référence n'excède pas 30°C. L'augmentation de température de l'échantillon est très bien observée à travers les mesures expérimentales.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

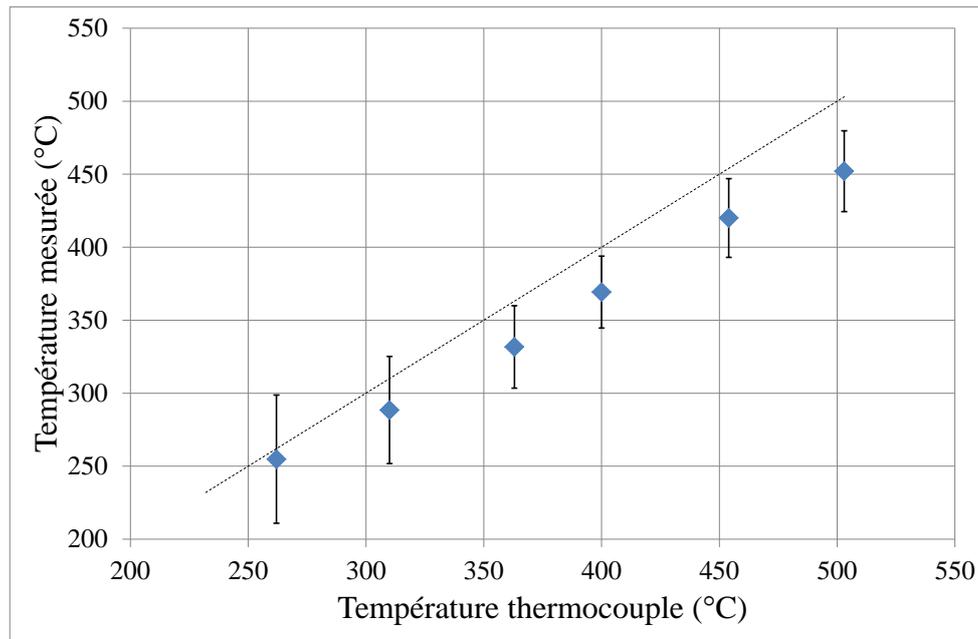


Figure III-30. Mesures de température pour l'échantillon de carbone par pyrométrie active en considérant un rapport d'émissivité égal à 1, $k_{95\%}=1.96$.

La sous-estimation de la température peut être le résultat d'un rapport d'émissivité différent de 1. Pour vérifier cela, les détecteurs infrarouges vont être utilisés pour réaliser une mesure monochromatique aux deux longueurs d'onde de détection. En comparant ces mesures avec la mesure des thermocouples, il est possible d'avoir une estimation de la valeur de l'émissivité directionnelle monochromatique et donc ensuite d'en déduire la valeur du rapport d'émissivité. La Figure III-31 montre que l'émissivité de l'échantillon est comprise entre 0.7 et 0.85 selon la longueur d'onde considérée et la valeur de l'émissivité évolue peu sur la gamme de température étudiée.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

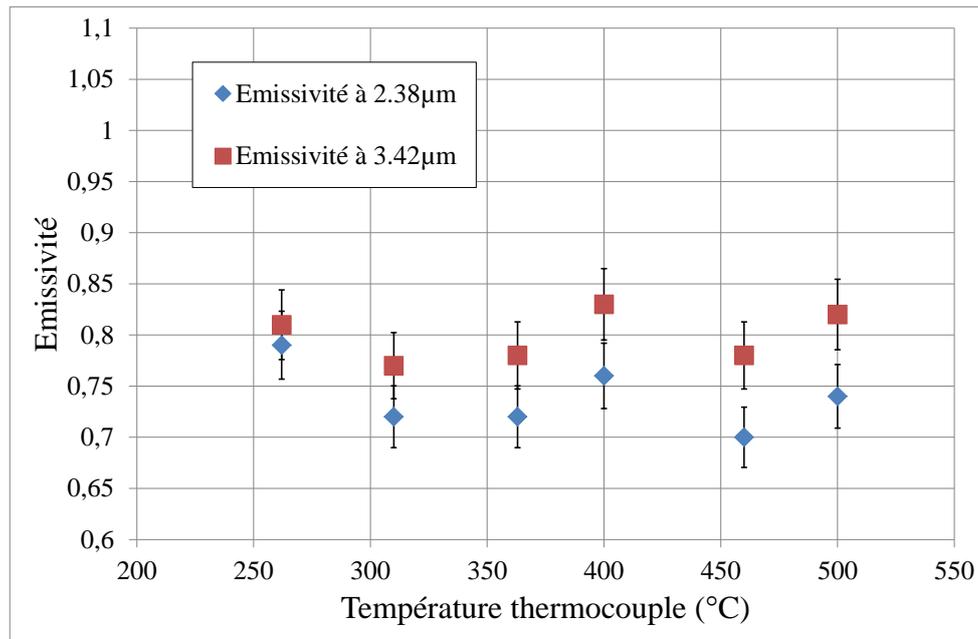


Figure III-31. Evolution de l'émissivité de l'échantillon en carbone en fonction de la température, $k_{95\%}=1.96$.

Dans le cadre des mesures de température par pyrométrie active, la connaissance du rapport d'émissivité et de son éventuelle évolution en fonction de la température permet d'améliorer la précision de la mesure. En effet, en absence d'information sur l'émissivité du matériau étudié la méthode s'appuie sur la même hypothèse qu'en pyrométrie bichromatique en supposant un rapport d'émissivité constant et égal à un à toutes les températures. Cette hypothèse, abusivement appelée 'corps de gris' puisqu'elle ne concerne pas tout le spectre mais seulement deux longueurs d'onde, n'est bien sûr pas toujours vérifiée. En l'occurrence ici, la Figure III-32 présente cette évolution du rapport d'émissivité sur la gamme 250°C-500°C, et montre une décroissance d'environ 7% pour finalement tendre vers une valeur de rapport d'environ 0.9.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

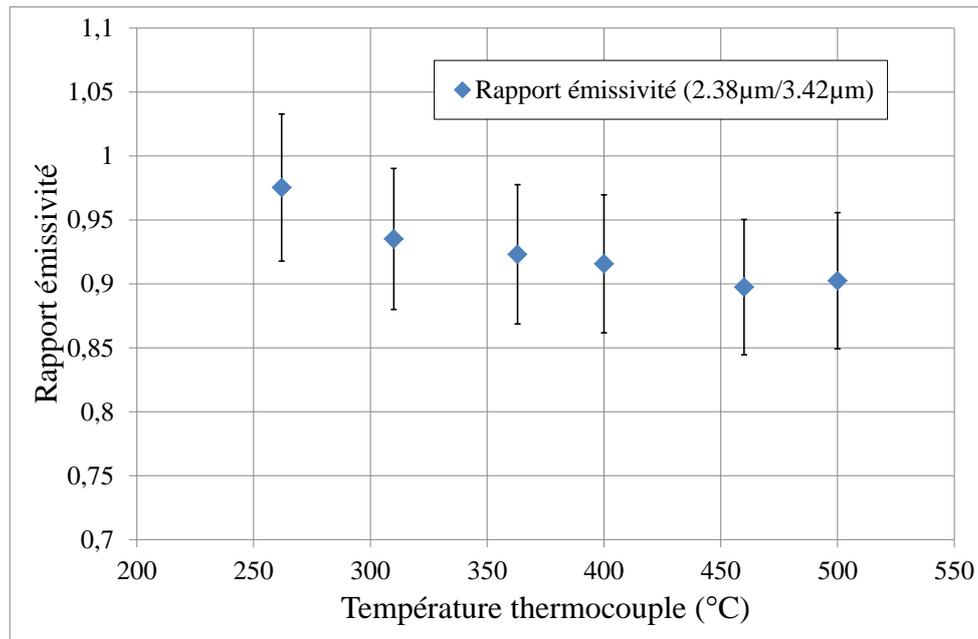


Figure III-32. Evolution du rapport d'émissivité de l'échantillon en carbone en fonction de la température, $k_{95\%}=1.96$.

La Figure III-33 compare la température mesurée par pyrométrie active en considérant un rapport d'émissivité égal à 1 à celles obtenues en utilisant le rapport d'émissivité présenté sur la Figure III-32. La correction de la mesure par le rapport émissivité réel permet de réduire l'écart entre la température mesurée par les thermocouples et la température mesurée par pyrométrie active à 10°C. L'incertitude sur la température, diminue avec l'augmentation de la température, ce qui s'explique très bien par une augmentation du rapport signal sur bruit.

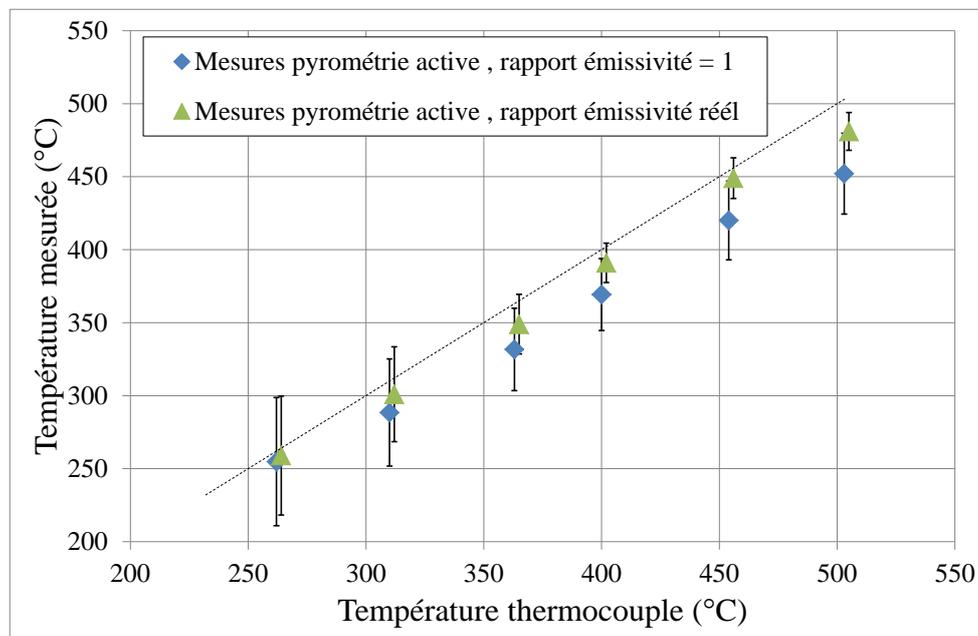


Figure III-33. Mesures de température pour l'échantillon de carbone par pyrométrie active en considérant un rapport d'émissivité égal à 1 et un rapport d'émissivité réel, $k_{95\%}=1.96$.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

Cette première série de mesure avec du carbone a permis la prise en main de l'installation expérimentale et la validation des systèmes de mesures et d'acquisition. Les prochains échantillons étudiés sont le tungstène et l'aluminium. Ces matériaux sont identiques aux composants face au plasma (tungstène), ou possèdent des propriétés thermo radiatives proches du béryllium (aluminium). Le tungstène et le béryllium sont des matériaux utilisés dans les tokamaks qui possèdent une émissivité faible (<0.3) et variable, la littérature ne suffit pas pour avoir une estimation de cette valeur. A cause de leurs émissivités faibles, leur surface peut potentiellement réfléchir un flux venant de l'environnement et causer une surestimation de leur température de surface.

Les mesures de températures par pyrométrie active réalisées sur l'échantillon de tungstène sont présentées sur la Figure III-34. La gamme de température de l'étude s'étend de 400 à 850°C. La température est mesurée en supposant le rapport d'émissivité égal à 1. La figure illustre bien que la mesure de pyrométrie active suit la variation de température imposée par le chauffage de l'échantillon. Les mesures présentent une surestimation de la température comprise entre 50 et 60°C par rapport à la température de référence. Comme pour l'échantillon en carbone, l'estimation de l'évolution de l'émissivité en fonction de la température va permettre d'ajuster le rapport d'émissivités dans le calcul de la température.

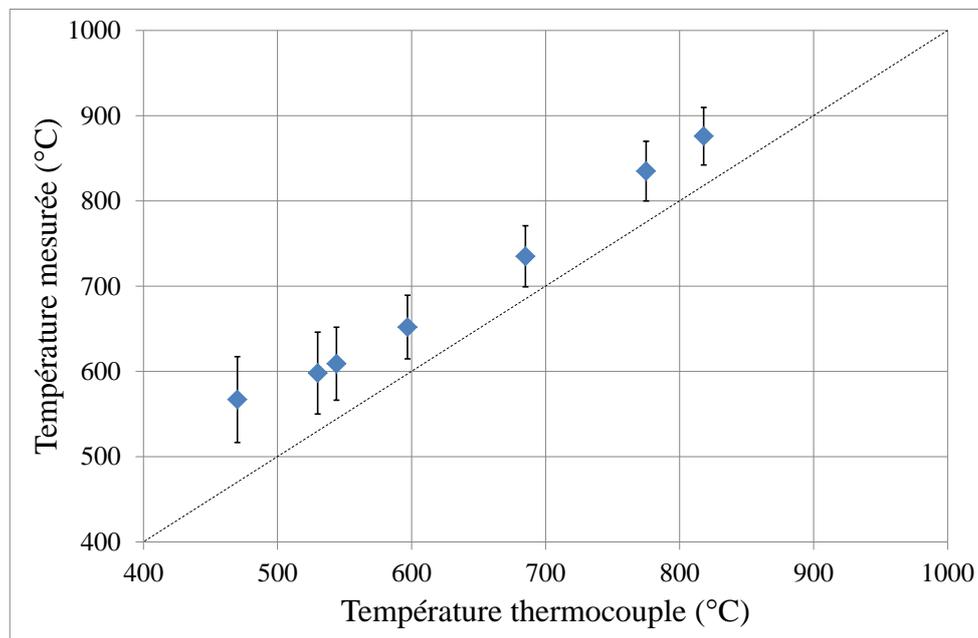


Figure III-34. Mesures de température pour l'échantillon de tungstène par pyrométrie active en considérant un rapport d'émissivité égal à 1, $k_{95\%}=1.96$.

L'évolution de l'émissivité tracée en fonction de la température est présentée sur la Figure III-35. L'émissivité de l'échantillon est inférieure à 0.3 et décroît jusqu'à 0.2, ce qui confirme que la surface du tungstène peut réfléchir un flux dans la direction du système qui mesure sa température de surface. En comparant ces mesures d'émissivité avec les données de la littérature (cf. Annexe III), dans les deux cas l'émissivité est décroissante avec la longueur d'onde.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

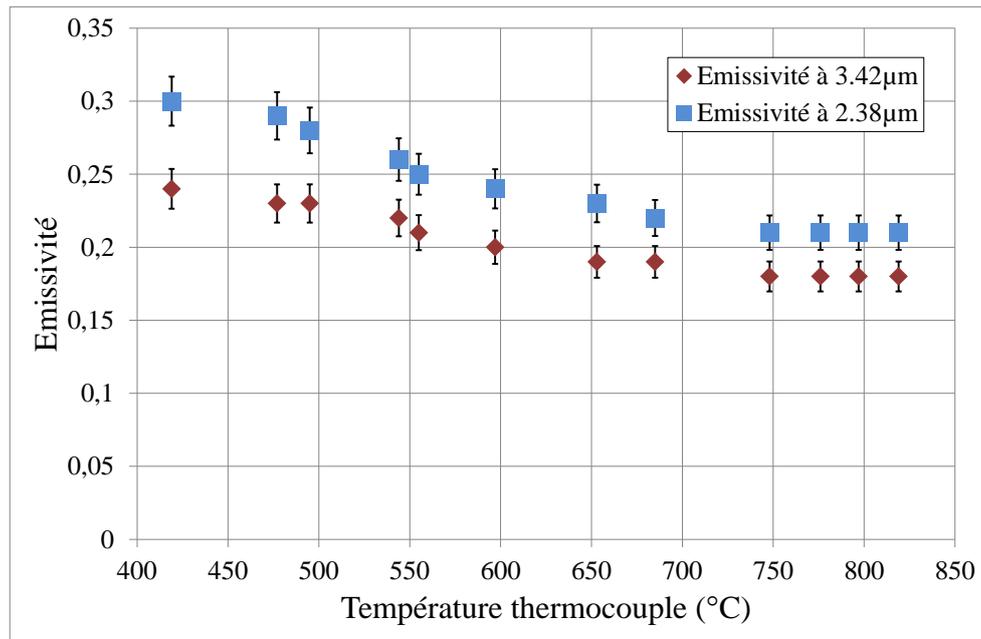


Figure III-35. Evolution de l'émissivité de l'échantillon en tungstène en fonction de la température, $k_{95\%}=1.96$.

L'évolution du rapport des émissivités en fonction de la température est présentée sur la Figure III-36. Cette figure montre un rapport différent de 1 qui passe de 1.25 à 1.16 sur la gamme de température étudiée. Cette mesure apporte une information supplémentaire à la mesure par pyrométrie active puisqu'elle permet d'ajuster la valeur du rapport d'émissivité. Pour la suite, c'est le rapport d'émissivité réel qui est utilisé pour démontrer que la température mesurée par pyrométrie active impulsionnelle est bien indépendante du flux réfléchi.

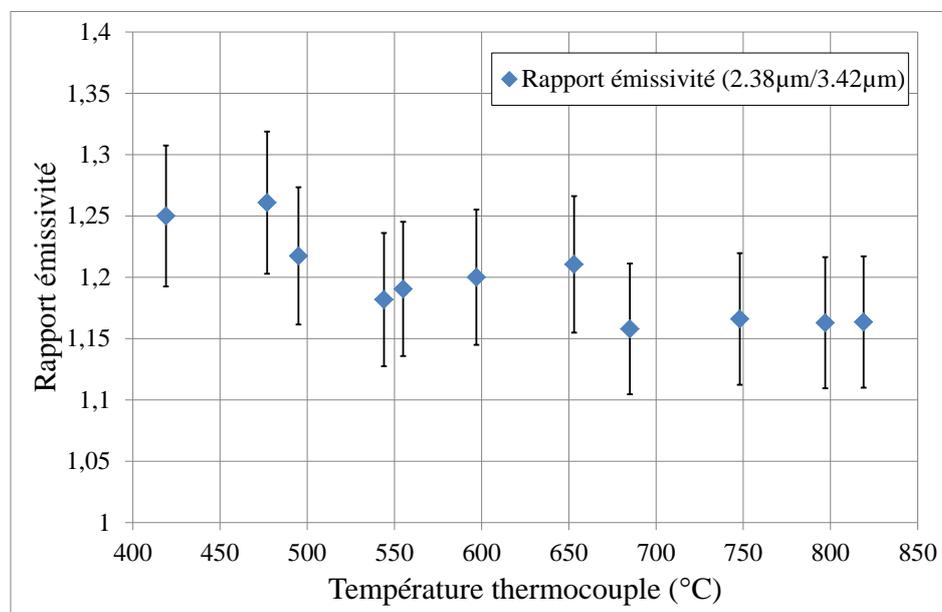


Figure III-36. Evolution du rapport d'émissivité de l'échantillon en tungstène en fonction de la température, $k_{95\%}=1.96$.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

La correction des mesures de température par pyrométrie active avec le rapport d'émissivité réel réduit l'écart avec la température de référence à 10°C. La faible émissivité du tungstène en fait potentiellement un matériau réfléchissant. Le montage expérimental consiste à éclairer l'échantillon avec une lampe infrarouge afin de créer un flux réfléchi suffisamment important mais fixe dans le temps. La lampe est orientée de façon à maximiser la contribution du flux réfléchi dans le flux collecté. La Figure III-37 présente les températures mesurées par pyrométrie active et par pyrométrie classique. Pour les deux méthodes de thermographie, le rapport d'émissivité réel est considéré. La courbe permet de mettre en évidence que la mesure de température par pyrométrie active est bien indépendante du flux parasite. En effet, les températures mesurées avec et sans flux parasite restent similaires à 15°C près et proches de la température de référence. En revanche, la température mesurée par la pyrométrie classique présente une surestimation d'environ 50°C par rapport à la température de référence, cette surestimation diminue avec l'augmentation de la température de l'échantillon. En effet, à plus haute température, et en présence de flux parasite, la température mesurée par pyrométrie active présente un écart de seulement 10°C par rapport à la température de référence mesurée par les thermocouples installés sur l'échantillon, alors que la température mesurée par pyrométrie classique est surestimée de plus de 150°C pour une température de référence de 400°C, à cause du flux réfléchi.

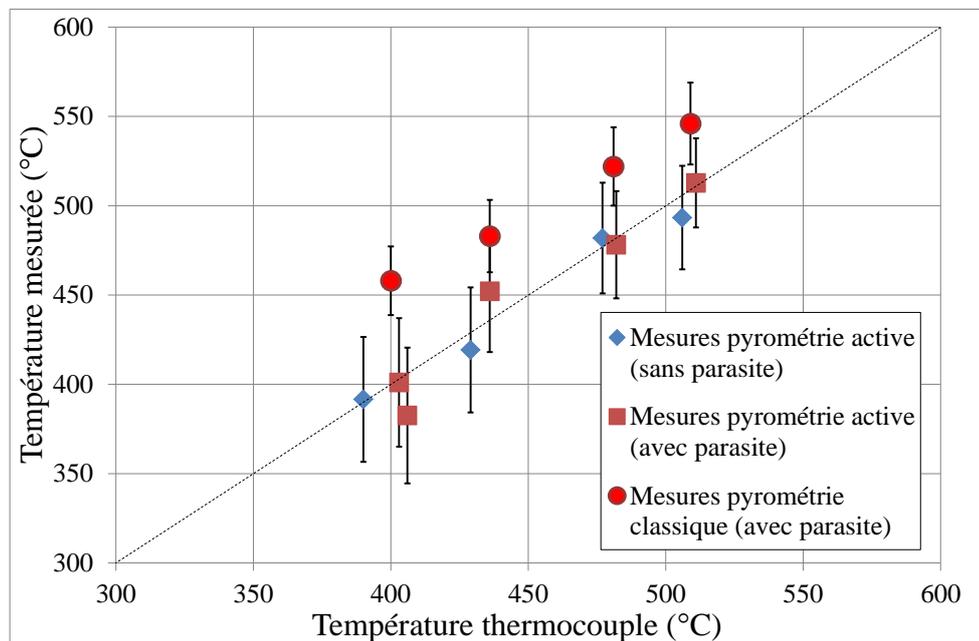


Figure III-37. Mesures de température pour l'échantillon de tungstène par pyrométrie active et par pyrométrie classique en présence de flux parasite, $k_{95\%}=1.96$.

La suite des mesures a été effectuée sur l'échantillon d'aluminium. L'aluminium est étudié car il présente les propriétés thermo-radiatives les plus proches du béryllium qui est un matériau utilisé pour les composants face au plasma dans les tokamaks. Plusieurs états de surface ont été étudiés. Les résultats présentés sont ceux obtenus pour l'échantillon d'aluminium brut de laminage qui a permis au cours de l'expérimentation d'obtenir le maximum de flux réfléchi dans le flux collecté. La gamme de température sur laquelle les

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

mesures ont été effectuées s'étend de 400 à 520°C. Cette gamme est restreinte car pour des températures inférieures à 400°C le rapport signal sur bruit n'est pas suffisant pour mesurer une température par pyrométrie active et la température maximale atteinte avec le chauffage par filament est de 520°C. La Figure III-38 présente l'évolution de la température mesurée par pyrométrie active en fonction de la température de référence mesurée par les thermocouples dans l'échantillon, avec un flux réfléchi faible. Cette figure montre que l'écart entre la mesure par pyrométrie active et la mesure de référence reste inférieur à 10°C. L'accord est même très bon pour les températures autour de 520°C. Il est important pour la suite de vérifier, comme pour le tungstène précédemment, que cette méthode mesure des températures de surface indépendamment du flux réfléchi.

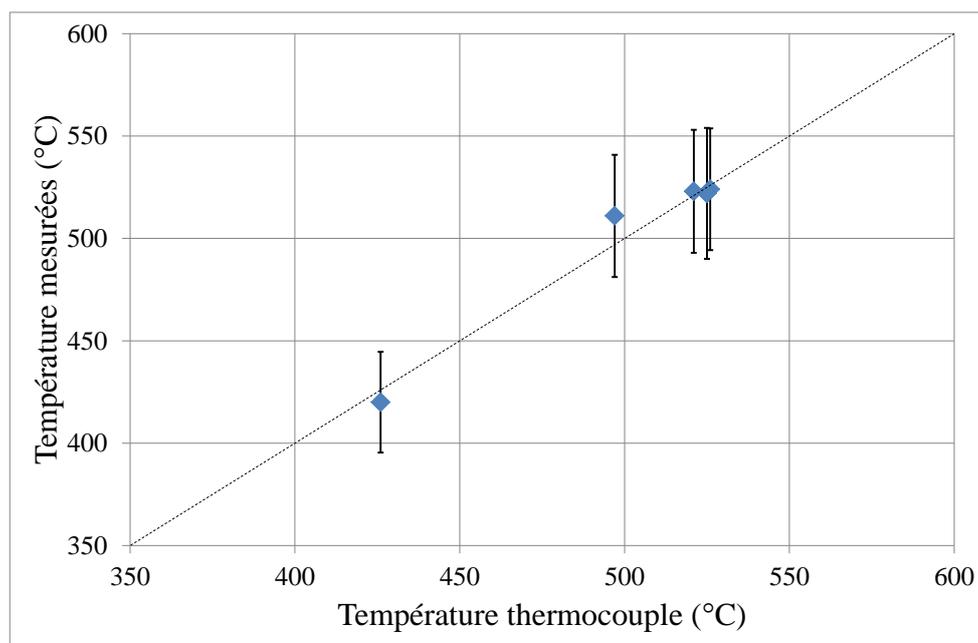


Figure III-38. Mesures de température pour l'échantillon d'aluminium par pyrométrie active en considérant un rapport d'émissivité égal à 1, $k_{95\%}=1.96$.

L'émissivité de l'échantillon en fonction de la température aux deux longueurs d'onde de mesures est présentée sur la Figure III-39. L'émissivité de l'échantillon étudié est comprise entre 0.15 et 0.17 avec une augmentation de sa valeur avec la température de l'échantillon. L'émissivité très faible d'un tel matériau, avec une réflexion très spéculaire comme le montre la BRDF (Bidirectional Reflectivity Distribution Function) (cf. Annexe IV), va permettre de démontrer dans un cas extrême l'indépendance de la méthode vis-à-vis du flux réfléchi.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

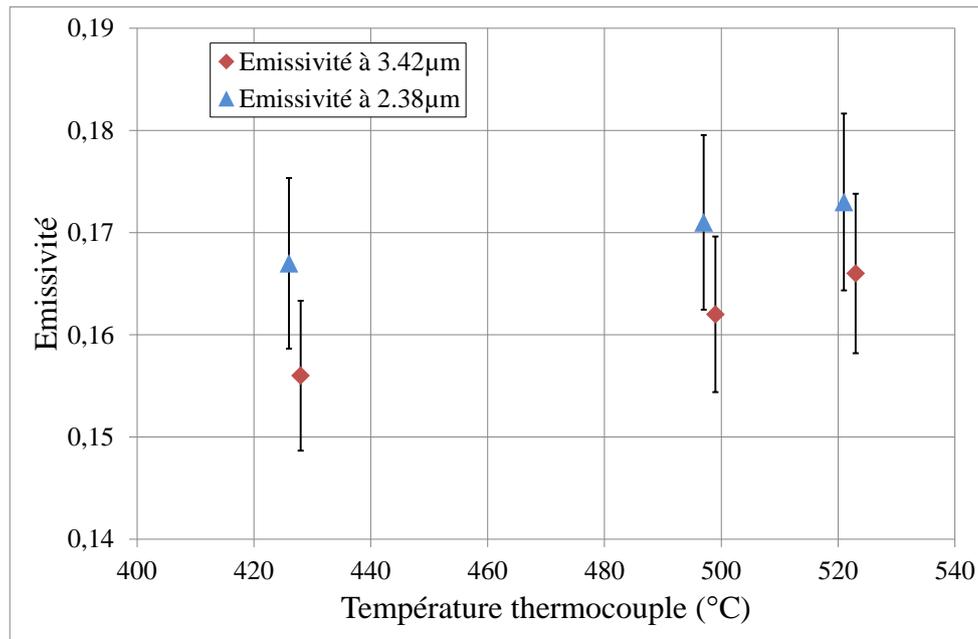


Figure III-39. Evolution de l'émissivité de l'échantillon en aluminium brut de laminage en fonction de la température, $k_{95\%}=1.96$.

La Figure III-40 présente l'évolution du rapport d'émissivité de notre échantillon en fonction de la température sur la gamme étudiée. Ce rapport est décroissant avec la température mais reste proche de 1. Cela signifie que l'hypothèse d'un rapport d'émissivité égal à 1 entraîne une surestimation de la température inférieure à 10°C pour cet échantillon d'aluminium. Cette courbe montre un rapport d'émissivité qui évolue peu avec la température qui permet de se focaliser sur les effets seuls des flux réfléchis. La présentation de la température mesurée par pyrométrie active est exprimée directement en considérant le rapport d'émissivité réel ci-dessous.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

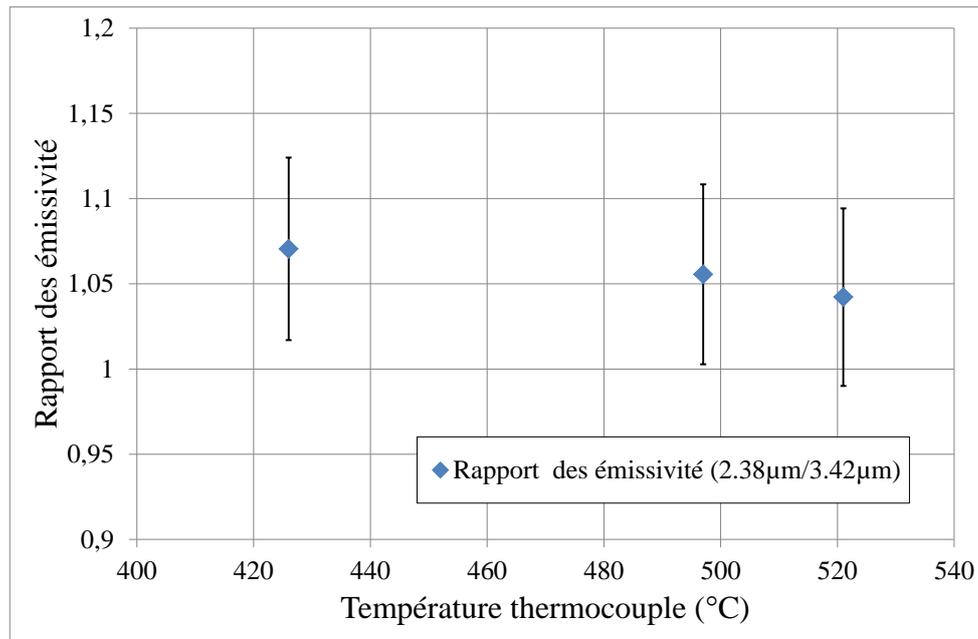


Figure III-40. Evolution du rapport d'émissivité de l'échantillon en aluminium brut de laminage en fonction de la température, $k_{95\%}=1.96$.

La Figure III-41 compare les températures mesurées respectivement par la pyrométrie active, la pyrométrie monochromatique et la pyrométrie bichromatique en présence de flux parasite. Cette courbe met en évidence la surestimation de la température mesurée par les méthodes classiques due à la réflexion du flux parasite sur la surface du matériau. Ainsi la mesure monochromatique présente une surestimation de la température allant jusqu'à 150°C pour une température de référence de 425°C, cette surestimation diminuant lorsque la température de l'échantillon se rapproche de la température de la source parasite. Les températures mesurées par pyrométrie active sont proches des températures de référence indépendamment de la présence du flux parasite. Il est également important de noter que les mesures obtenues par pyrométrie bichromatique sont très largement surestimées puisque pour une température de référence de 420°C, la température mesurée est de 870°C. Cette surestimation de la température mesurée par la méthode bichromatique est la conséquence d'une contribution du flux réfléchi différente entre les deux longueurs d'onde de détection. Ainsi à 425°C, le signal collecté est multiplié par 4 à la longueur d'onde de 2.38 μm et seulement par 2 à la longueur d'onde à 3.42 μm, par conséquent le rapport des signaux est multiplié par 2 d'où la surestimation considérable de la température mesurée. Si la proportion du flux réfléchi avait été identique aux deux longueurs d'onde (le signal mesuré augmente dans les mêmes proportions aux deux longueurs d'onde), alors le rapport des signaux serait resté le même et la température mesurée aussi.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

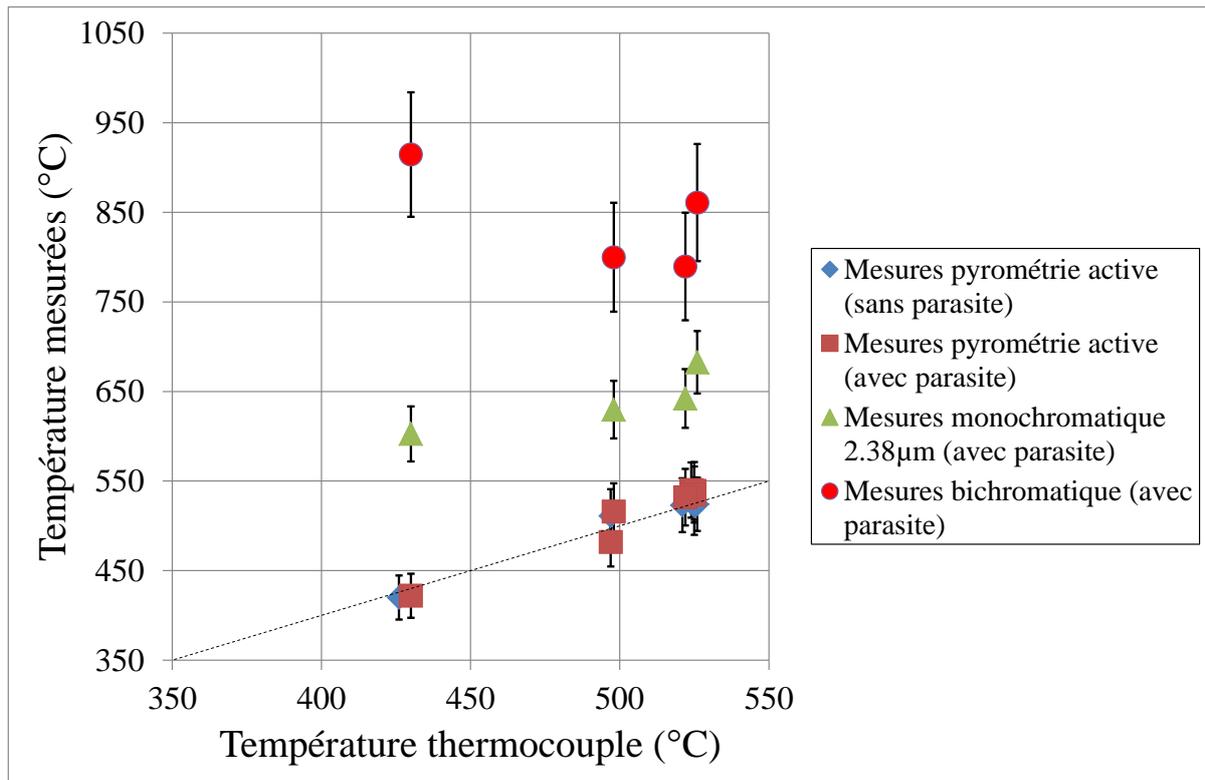


Figure III-41. Mesures de température pour l'échantillon d'aluminium brut de laminage par pyrométrie active, par pyrométrie monochromatique et par pyrométrie bichromatique en présence de flux parasite, $k_{95\%}=1.96$.

Bien que les pyrométries standard et bichromatique permettent de réaliser des mesures de température indépendantes de l'émissivité en faisant un rapport de signaux et l'hypothèse de corps gris pour supposer le rapport des émissivités constant avec la température, seule la pyrométrie active permet d'avoir une mesure de température indépendante du flux réfléchi. Cette méthode est donc très bien adaptée pour mesurer une température de surface d'un matériau métallique de faible émissivité dans un environnement à haute température.

La caméra infrarouge utilisée pour mesurer des températures de surface sur les composants face au plasma dans les tokamaks a également été utilisée dans ces expériences afin de mettre en évidence l'effet d'un flux parasite sur le flux de photons collectés et donc de la température mesurée. Ainsi l'image (A) de la Figure III-42 montre l'image de l'échantillon d'aluminium obtenue en absence de flux parasite pour une température de référence de 425°C, l'émissivité présente dans l'équation de transcription en température de la caméra a été ajustée pour mesurer cette température sur l'échantillon. Il est important de préciser, que l'équation de transcription fait appel à une température d'environnement supposé noir et uniforme. Or cette température reste identique dans l'équation de transcription pour les deux situations (avec et sans flux réfléchi). En conservant l'émissivité puis en créant le flux parasite sur l'échantillon avec la source infrarouge, l'image (B) montre la contribution de ce flux sur la température mesurée. Bien que la température de référence reste la même, la température mesurée avec la caméra présentée sur l'image B en conservant la même émissivité est alors

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

supérieure à 650°C. Pour une température de référence de 425°C, la pyrométrie active mesure une température de 420°C (cf. Figure III-41).

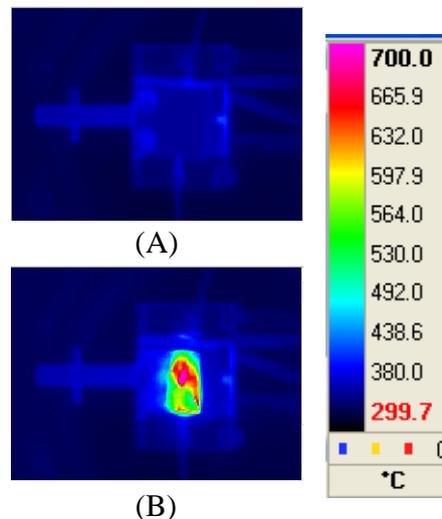


Figure III-42. Image infrarouge mesurée par la caméra infrarouge, sans flux parasite (A), et avec flux parasite (B), caméra CEDIP, $\lambda=3.98-4.01\mu\text{m}$, temps d'intégration 400 μs , température échantillon d'aluminium 420°C, l'échelle de température tient compte de l'émissivité de l'échantillon.

2.2.4 Mesures en temps réel

Après avoir réalisé des mesures de température de surface sur des échantillons métalliques de faible émissivité, la méthode est utilisée pour suivre le chauffage d'un échantillon d'aluminium jusqu'à son point de fusion. Les thermocouples provoquant des tensions mécaniques sur l'échantillon particulièrement lorsque la température de l'échantillon est proche de la température de fusion du matériau (~660°C), ils ne sont pas installés, il n'y a donc aucune température de référence. En parallèle de la pyrométrie active, la température de surface est aussi mesurée avec la caméra infrarouge à notre disposition. L'émissivité est considérée égale à 0.2 pour la mesure avec la caméra et le rapport d'émissivité est considéré égal à 1 pour la pyrométrie active. Les températures mesurées par pyrométrie active sont présentées sur la Figure III-43. Pour ces mesures, l'incertitude sur chaque point est de l'ordre de $\pm 30^\circ\text{C}$ d'après les mesures préliminaires réalisées sur des échantillons du même matériau. Les mesures sont réalisées à partir d'une seule impulsion, donc la fréquence d'acquisition de la température par pyrométrie active est de 10Hz fixée par la fréquence de tir du laser.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

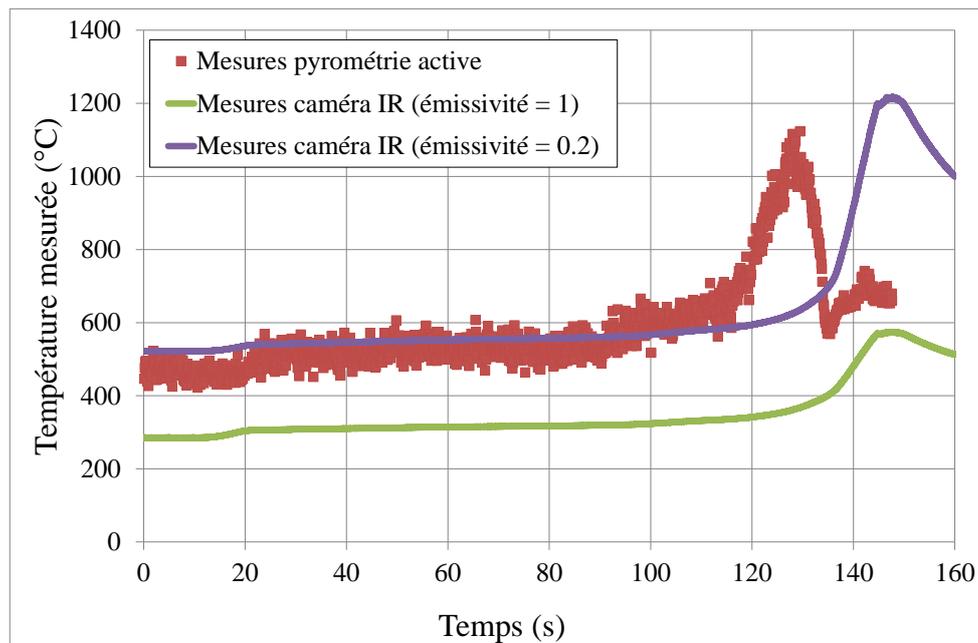


Figure III-43. Evolution de la température de surface en fonction avec une mesure par pyrométrie active et avec la caméra infrarouge.

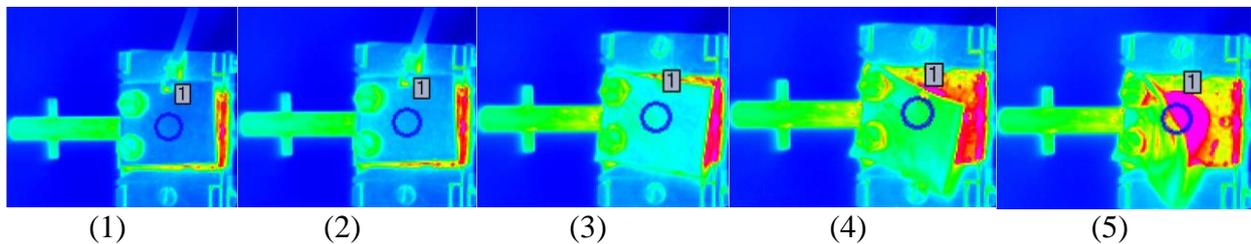


Figure III-44. Image de la caméra infrarouge au début de l'expérience (1), à la mise en route du bombardement électronique (2), au début de la fusion de l'échantillon (3), au début du décrochage de l'échantillon (4) et à la fusion de l'échantillon (5), la mesure par pyrométrie active est la moyenne sur le cercle bleu.

La Figure III-43 présente l'évolution des différentes températures mesurées, les images de la Figure III-44 montrent l'évolution de la surface de l'échantillon au cours de l'expérience. Ainsi l'image (1) présente l'échantillon au début de l'expérience, la mise en route du chauffage par bombardement électronique (image 2) provoque une brusque augmentation de la température qui est observé par les deux méthodes de mesure. L'échantillon en chauffant devient de plus en plus ductile et se déforme (image 3 et 4) ce qui provoque progressivement une rotation autour de la vis servant à maintenir l'échantillon. Ce changement de configuration rend difficile la mesure de température par pyrométrie active car la surface sur laquelle la température est mesuré présente alors des plis et il est évident que son émissivité change images (3 et 4). Ensuite l'échantillon pivote totalement (image 5) et le filament servant au chauffage devient alors visible, la température alors mesurée n'est plus représentative de la température de surface. Cet étude a permis de mettre en évidence que la pyrométrie active est capable de mesurer une température en temps réel en faisant uniquement une hypothèse sur un rapport d'émissivité constant et égal à 1. En revanche la mesure de température avec la caméra infrarouge nécessite de connaître ou d'avoir un ordre de grandeur

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

de l'émissivité pour pouvoir mesurer une température qui se rapproche de la température réelle de la surface. Pour la mesure de température en environnement tokamak l'émissivité est fixée à 1 et des seuils particuliers sont alors fixés en fonction du matériau visé. Avec une telle configuration, la température mesurée par la caméra au cours de l'expérience n'excède jamais 600°C comme le montre l'évolution de la température mesurée par la caméra en supposant l'émissivité égale à 1 (cf. Figure III-43) alors que la température a certainement dépassé 660°C puisque l'échantillon a fondu partiellement.

Nous avons démontré que la méthode pulsée permettait de mesurer des températures de surface de matériaux métalliques de faibles émissivités indépendamment de la présence de flux réfléchi. Le délai entre le début de l'impulsion laser et la fin de la mesure sur la fenêtre d'étude était de 300µs pour les échantillons avec lesquels nous avons travaillé. Cette technique autorise donc une nouvelle impulsion toute les environ 300µs, si l'on choisit de n'exploiter qu'une impulsion laser pour calculer la température (au détriment du rapport signal sur bruit). Cette durée minimale entre deux prises de température constitue donc la résolution temporelle de la technique avec le laser en mode relaxé. Cependant, la réduction de l'ensemble de l'intervalle de mesure peut être obtenue en travaillant avec le mode déclenché qui permet avec une impulsion d'une durée de l'ordre de la dizaine de nanoseconde de considérablement réduire la résolution temporelle de la mesure.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

3 Mesures en mode déclenché

Les expériences suivantes ont été réalisées en utilisant l'autre possibilité offerte par le laser : le mode déclenché. Le dispositif expérimental reste le même que celui qui a été mis en place pour l'étude avec le laser en mode relaxé qui a été présenté précédemment.

3.1 Paramètres de mesure

La puissance crête déposée en mode déclenché est beaucoup plus importante qu'en mode relaxé car la durée de l'impulsion est bien plus courte, 10 nanosecondes contre 160 microsecondes en mode « relaxé ». Ce mode permet de régler l'énergie du laser. Dans un premier temps, le signal provenant de l'échantillon de tungstène est mesuré aux deux longueurs d'onde de détection pour différentes valeurs de l'énergie. L'objectif est de pouvoir travailler dans la zone où le signal peut être considéré comme simplement proportionnel (phase linéaire) à l'énergie du laser afin de rester au premier ordre du signal photothermique. Avec une telle configuration, le rapport des signaux aux deux longueurs d'onde permet de simplifier la variation de température créée par l'impulsion laser. La Figure III-45 présente l'évolution du signal photothermique mesuré 30 μ s après l'impulsion pour l'échantillon de tungstène pour les deux longueurs d'onde de détection. Cette courbe met en évidence que le signal photothermique possède une évolution quadratique pour une énergie du laser supérieure à 200mJ. Les expériences menées sur l'échantillon de tungstène seront donc réalisées avec une énergie de 200mJ.

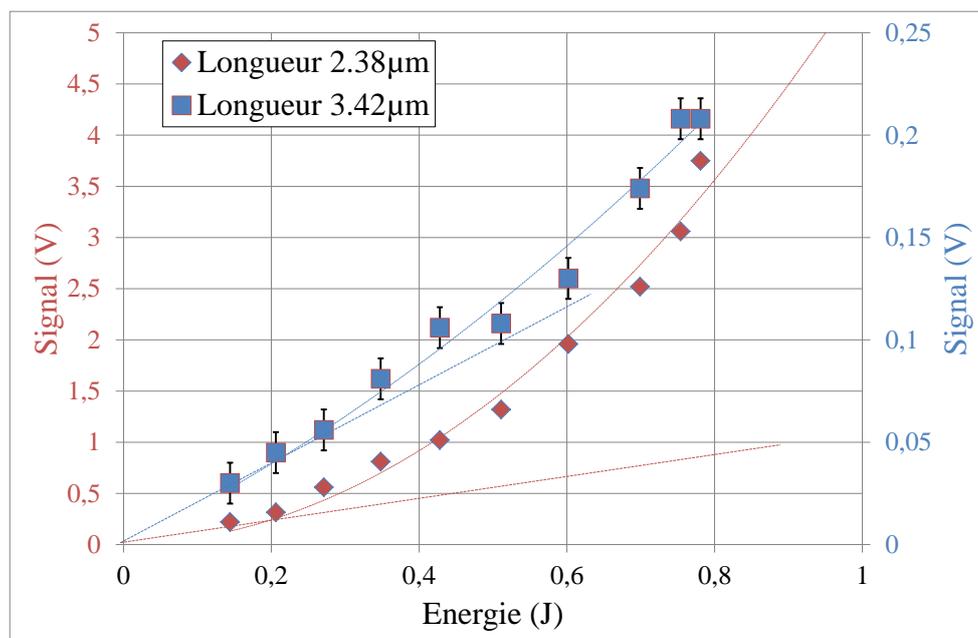


Figure III-45. Evolution du signal photothermique 30 μ s après l'impulsion laser en fonction de l'énergie du laser, aux deux longueurs d'onde pour un échantillon de tungstène.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

Le signal mesuré par chacun des détecteurs présente des oscillations dans les premiers instants (cf. Figure III-46). Ces oscillations amorties sont la réponse typique d'un circuit RLC que constituent les préamplificateurs à la variation de signal créé par l'impulsion laser. Ce phénomène disparaît après environ $20\mu\text{s}$ et cela quel que soit l'échantillon étudié. Ce comportement dépend de la bande passante des préamplificateurs. Le signal photothermique exploitable apparaît dès que celui-ci suit une évolution caractéristique de diffusion thermique en $t^{-1/2}$ (cf. Figure III-47) comme le montre le rapport des signaux qui devient constant en fonction du temps (cf. Figure III-48), dès $20\mu\text{s}$ pour ce cas de figure.

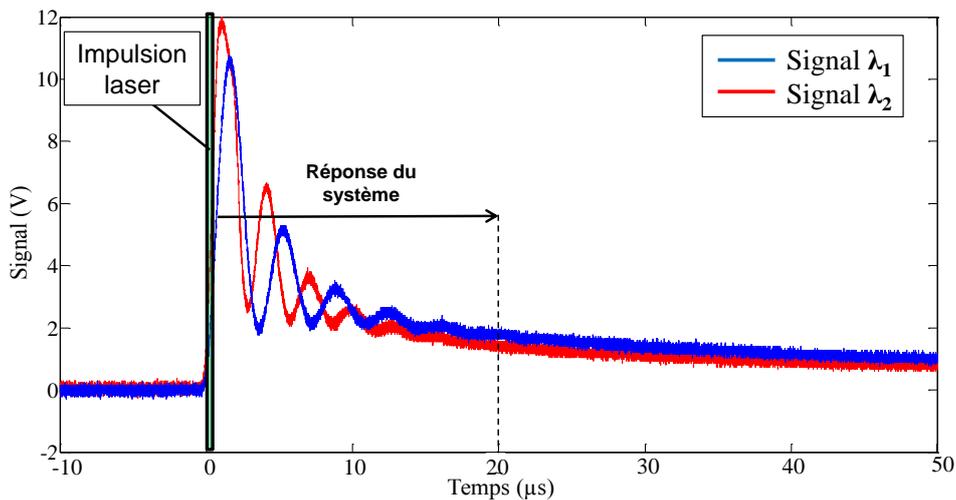


Figure III-46. Evolution temporelle du signal photothermique pour un échantillon de carbone à la température de 450°C .

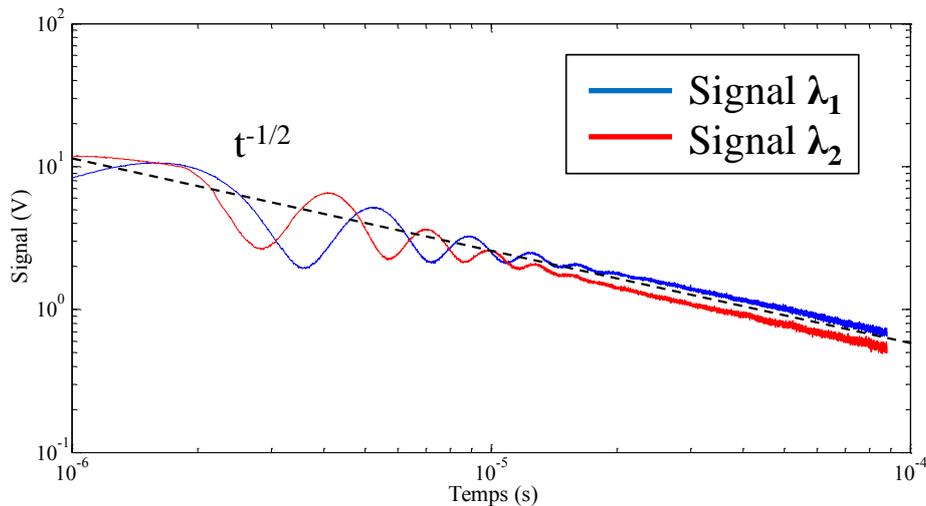


Figure III-47. Evolution temporelle du signal photothermique pour un échantillon de carbone à la température de 450°C tracé en échelle log-log.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

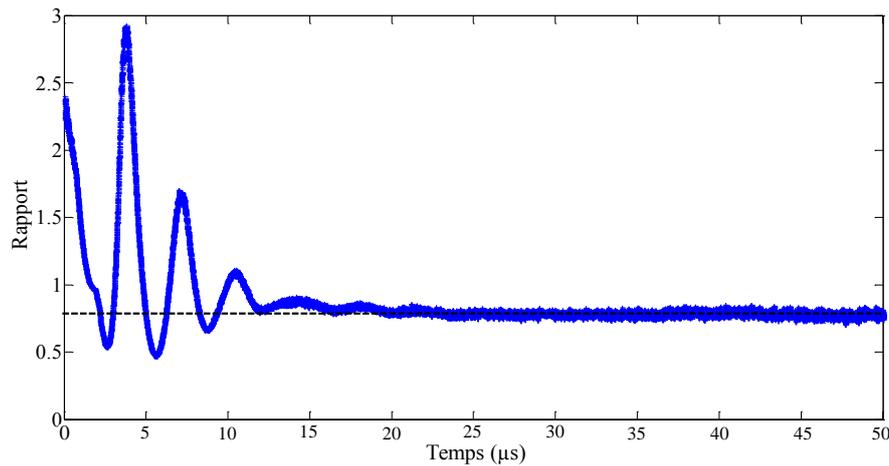


Figure III-48. Evolution temporelle du rapport des signaux pour un échantillon de carbone à la température de 450°C.

L'échantillon en tungstène (matériau pour le divertor d'ITER) met en évidence un signal beaucoup plus faible que pour le carbone (Figure III-46 et Figure III-49). De même que pour le carbone, le temps de réponse se situe 20 μs après le début de l'impulsion laser et dès que ce délai est passé, le signal évolue aussi en $t^{-1/2}$ (cf. Figure III-50).

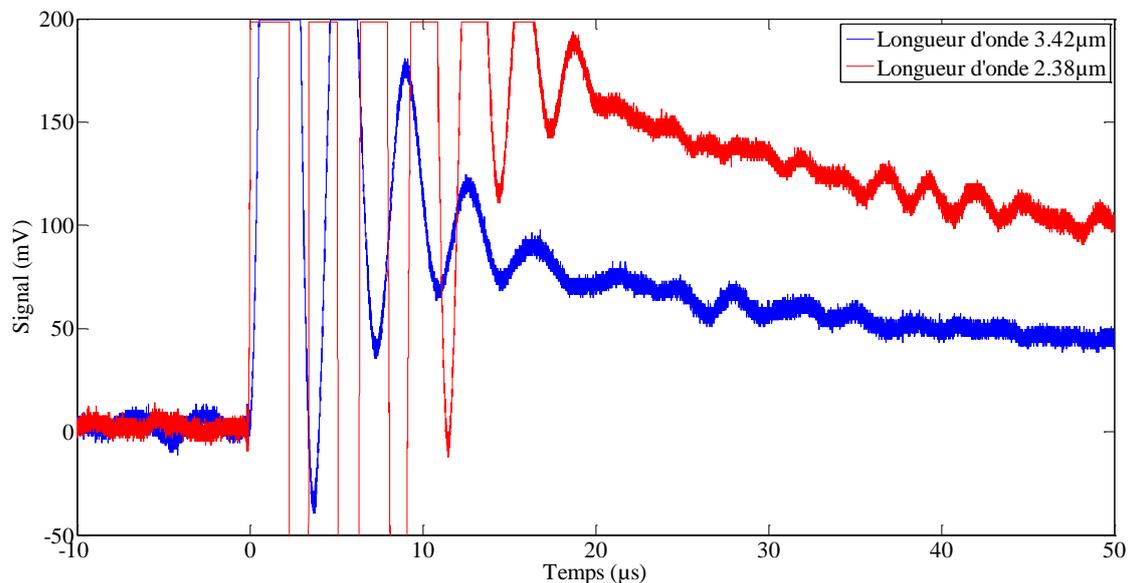


Figure III-49. Evolution temporelle du signal photothermique pour un échantillon de tungstène à la température de 600°C.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

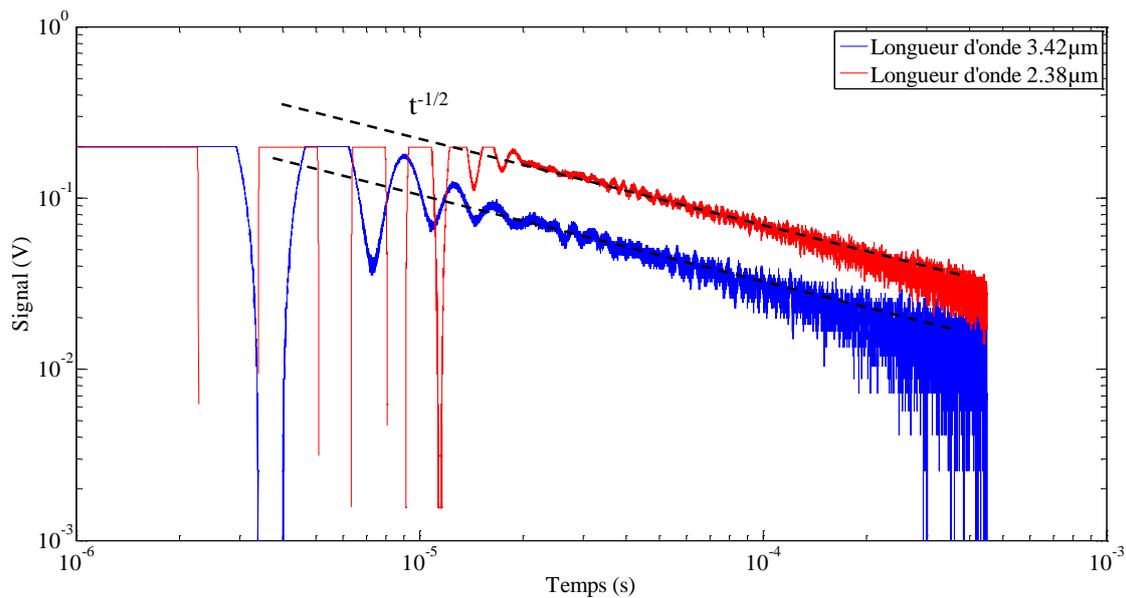


Figure III-50. Evolution temporelle du signal photothermique pour un échantillon de tungstène à la température de 600°C tracé en échelle log-log.

Pour définir la fenêtre sur laquelle le rapport est effectué, 10 signaux photothermiques sont enregistrés avec un oscilloscope. L'écart-type du signal sur ces 10 mesures détermine la dispersion du signal en fonction de la largeur de la fenêtre sur laquelle le rapport des signaux est défini. Afin d'être certain que le délai de réponse des préamplificateurs est terminé, la fenêtre de mesure commence 20 μ s après le début de l'impulsion laser. La Figure III-51 présente l'évolution de la dispersion pour l'échantillon de tungstène, qui présente une nette diminution de la dispersion avec l'augmentation de la taille de la fenêtre. En effet le bruit de mesure se moyenne sur la largeur de la fenêtre et contribue à cette diminution. Ainsi la courbe tend vers une valeur asymptotique de 3% de dispersion pour l'échantillon étudié. Pour la suite des expériences, la fenêtre de mesure est donc fixée à 20 μ s. Toutefois cette courbe montre qu'une fenêtre de 10 μ s conviendrait aussi, il est donc possible d'effectuer une mesure de température avec un délai de 10 μ s après le début de l'impulsion laser.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

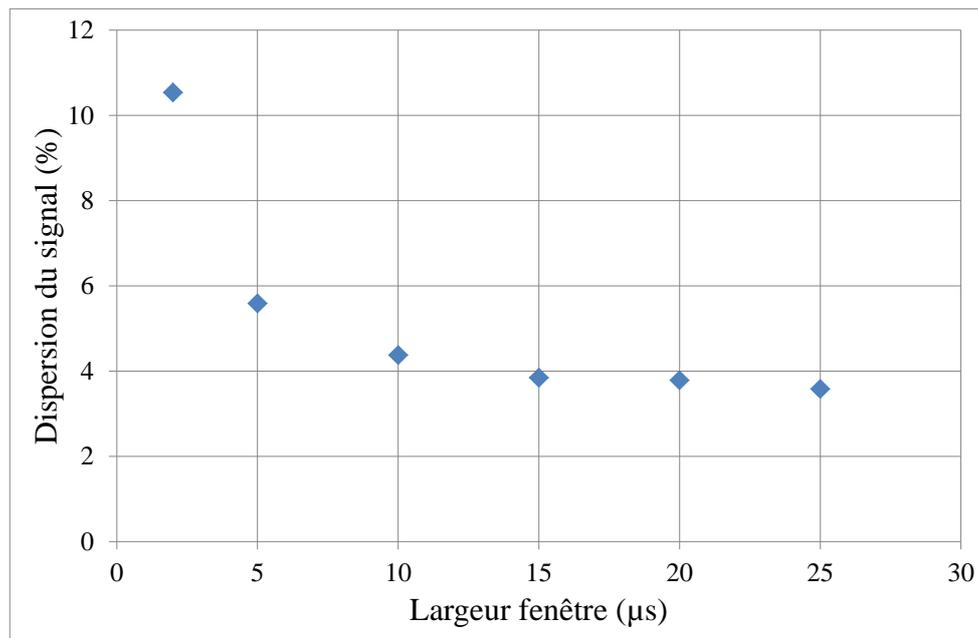


Figure III-51. Evolution de la dispersion du signal photothermique en fonction de la largeur de la fenêtre de mesure pour un échantillon de tungstène.

Les paramètres du laser et les paramètres de la mesure de signaux photothermiques étant définis, l'acquisition des signaux s'effectue via un oscilloscope qui nous permet d'avoir une fréquence d'acquisition plus élevée pouvant aller jusqu'à 1Mhz, la bande passante limitante est celle des préamplificateurs à 750kHz. Pour chaque température une série de 10 impulsions consécutives est acquise. Pour chaque impulsion, une température est déterminée. Le calcul d'incertitude élargie sur la température est effectué en considérant l'écart-type sur les 10 mesures multiplié par un facteur d'élargissement de 1.96 (degré de confiance de 95% pour 10 mesures). Les échantillons ayant les mêmes caractéristiques que précédemment et le dispositif expérimental restant inchangé, la valeur des émissivités calculées à l'aide des mesures monochromatique restent les même.

3.2 Résultats expérimentaux

L'échantillon de tungstène utilisé pour les mesures de température par pyrométrie active impulsionnelle avec un laser « déclenché » est identique à l'échantillon utilisé en mode relaxé. La Figure III-52 présente la température mesurée par pyrométrie active impulsionnelle en fonction de la température de référence mesurée par les thermocouples dans l'échantillon. La courbe bleue présente les mesures obtenues en supposant le rapport d'émissivité égal à 1, ce qui est le cas en absence d'information sur l'émissivité de l'échantillon. Cette série de mesure montre que la pyrométrie active parvient à mesurer la température de surface du tungstène avec une surestimation de 120°C. En utilisant le rapport d'émissivité mesuré sur la même gamme de température lors des mesures de température par pyrométrie impulsionnelle avec le laser « déclenché » Figure III-36, il est possible de corriger la mesure de température. Ainsi la

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

courbe rouge présente la température mesurée par pyrométrie active ajustée avec le rapport d'émissivité réel. L'écart de température est alors réduit à 20°C.

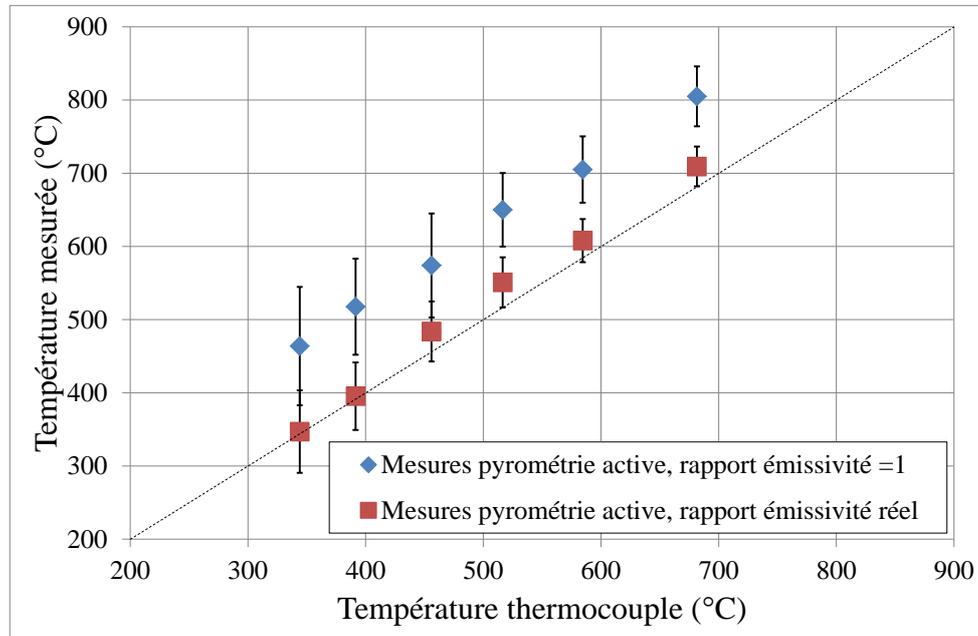


Figure III-52. Mesures de température pour l'échantillon de tungstène par pyrométrie active en considérant un rapport d'émissivité égal à 1 et un rapport d'émissivité réel, $k_{95\%}=1.96$.

L'expérience démontre que la mesure de température sur un matériau métallique de faible émissivité tel que le tungstène est possible avec une résolution temporelle de 30 à 50 μ s après l'impulsion laser en appliquant un traitement instantané de la mesure.

Par la suite, un échantillon d'acier inoxydable a aussi été étudié, car il n'était pas possible d'obtenir un signal suffisamment élevé avec l'échantillon d'aluminium. La Figure III-53 montre les mesures de température réalisées sur cette échantillon par pyrométrie active et illustre la dynamique de la température mesurée par la méthode. Un écart de température est visible avec la température de référence. Comme pour les échantillons précédents, la pyrométrie monochromatique va être utilisée pour avoir une information supplémentaire sur l'évolution du rapport d'émissivité avec la température.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

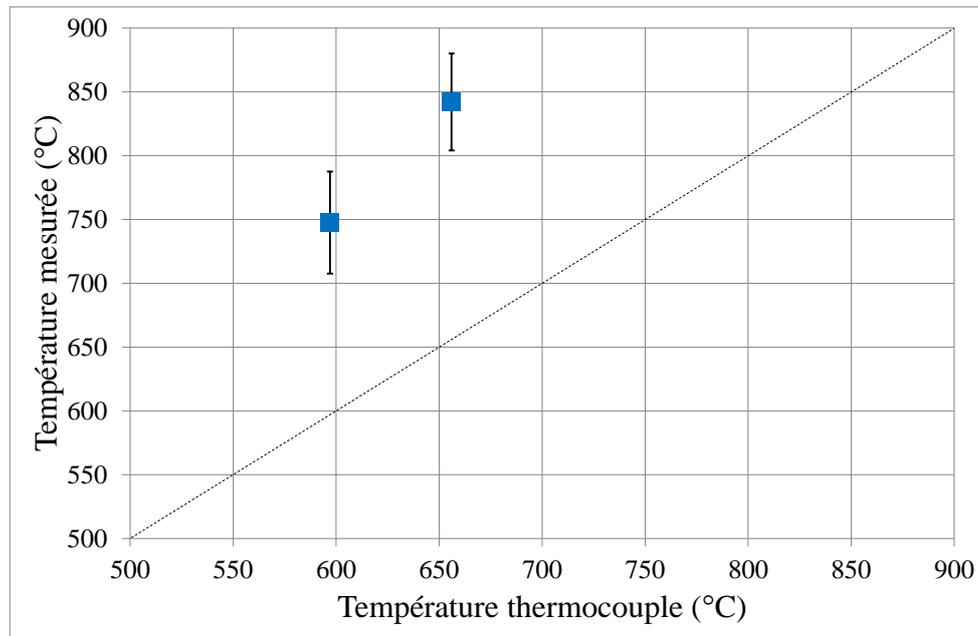


Figure III-53. Mesures de température pour l'échantillon d'acier inoxydable par pyrométrie active en considérant un rapport d'émissivité égal à 1, $k_{95\%}=1.96$.

La Figure III-54 présente l'évolution de l'émissivité de l'acier inoxydable sur la gamme de température 550°C à 700°C. La valeur de l'émissivité de l'échantillon est d'environ 0.25, l'émissivité de la longueur d'onde de 2.38 μm est supérieure à l'émissivité de la longueur de 3.42 μm , par conséquent le rapport d'émissivité est supérieure à 1. Ce rapport supérieur à 1 explique l'écart de température entre la mesure et la référence.

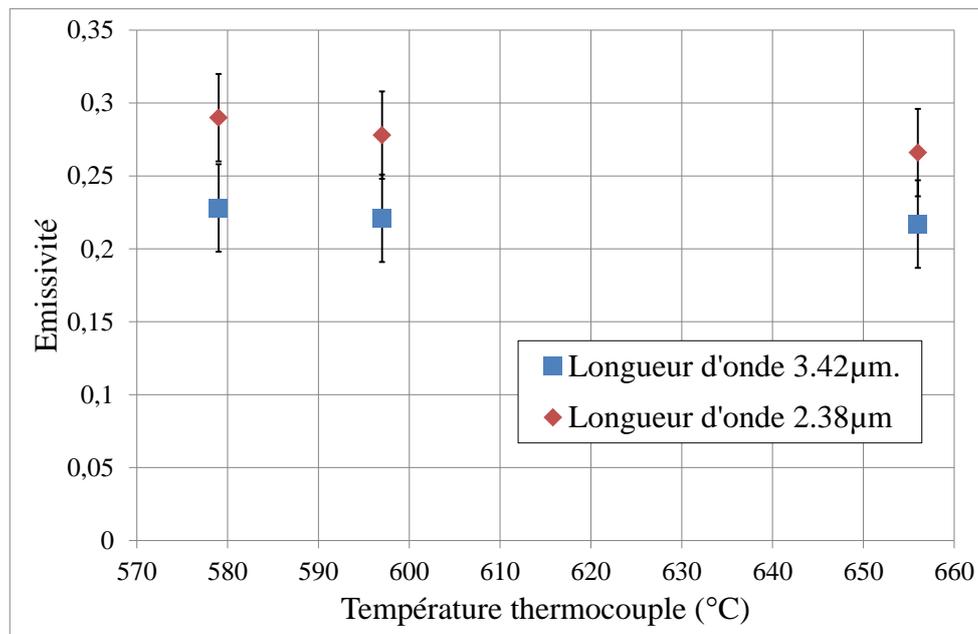


Figure III-54. Evolution de l'émissivité de l'échantillon en acier inoxydable en fonction de la température, $k_{95\%}=1.96$.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

L'évolution du rapport d'émissivité en fonction de la température est présentée sur la Figure III-55. Le rapport est différent de 1 comme pour le tungstène et tend vers une valeur très légèrement supérieure à 1.22. Ce rapport d'émissivité réel est appliqué aux températures mesurées pour effectuer un ajustement.

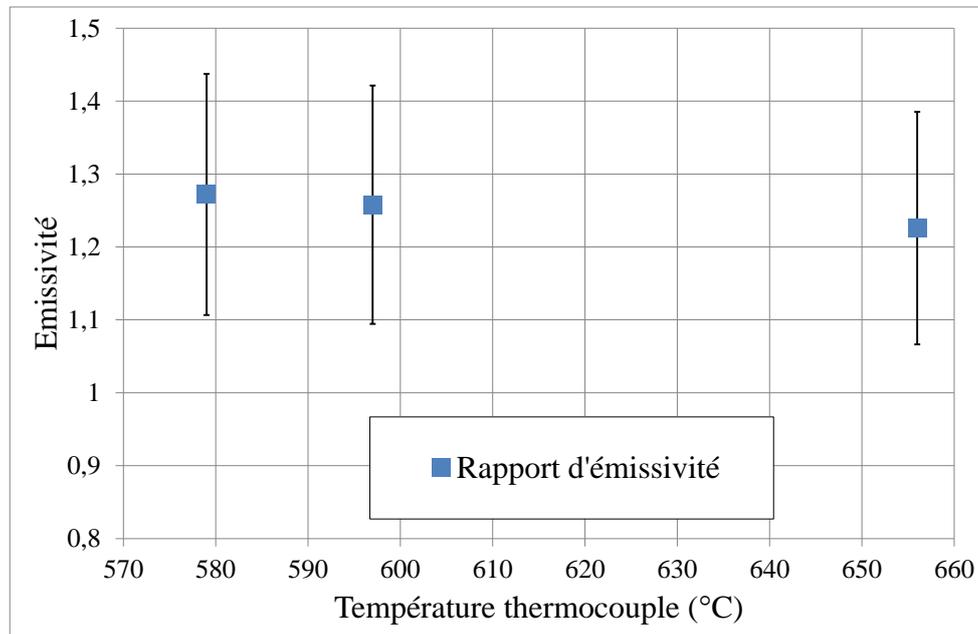


Figure III-55. Evolution du rapport d'émissivité de l'échantillon en aluminium brut de laminage en fonction de la température, $k_{95\%}=1.96$.

La Figure III-56 compare les mesures de température par pyrométrie active avec l'hypothèse d'un rapport d'émissivité égal à 1 et la température ajustée en utilisant la mesure du rapport d'émissivité réel. L'ajustement du rapport d'émissivité permet de réduire la surestimation de la température à environ 30°C. L'information supplémentaire sur la valeur du rapport d'émissivité est donc utile pour améliorer la précision de la mesure.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

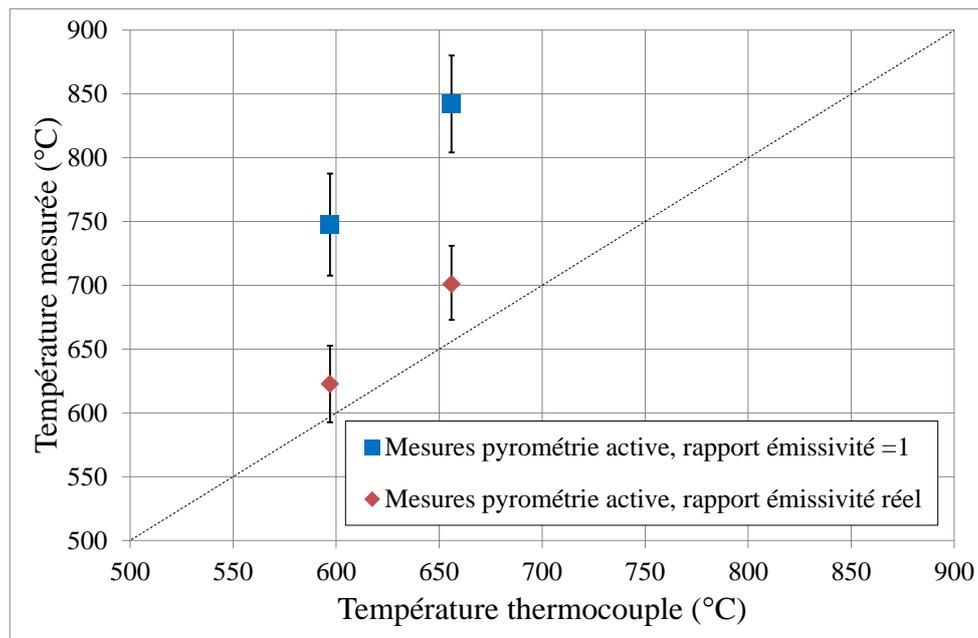


Figure III-56. Mesures de température pour l'échantillon d'acier inoxydable par pyrométrie active en considérant un rapport d'émissivité égal à 1 et un rapport d'émissivité réel, $k_{95\%}=1.96$.

Une mesure de température a pu être réalisée sur l'échantillon d'aluminium laminé pour une température de référence de 515°C. En effet, pour des températures de référence inférieure à 500°C, le signal photothermique est trop faible pour être exploitable. Pour atteindre des températures supérieures à 520°C, le chauffage par bombardement électronique doit être utilisé. Un tel chauffage ne permet pas un ajustement précis de la température de l'échantillon qui dépasse alors les 600°C. Un endommagement de la surface a été observé lorsque le laser était utilisé pour créer une variation de température. C'est la raison pour laquelle la gamme de température où la pyrométrie impulsionnelle en mode déclenché peut être utilisée est particulièrement étroite. La Figure III-57 présente l'évolution temporelle du signal photothermique mesuré aux deux longueurs d'onde de détection pour l'échantillon d'aluminium brut de laminage à la température de 515°C. Cette courbe met en évidence un signal particulièrement faible qui n'excède pas 20mV, mais il est tout de même possible de visualiser le refroidissement thermique de l'échantillon. En effet, si les signaux sont tracés en échelle log-log (cf. Figure III-58), l'évolution caractéristique d'un régime de diffusion thermique en $t^{-1/2}$ est relativement bien identifié et permet de déterminer le rapport des signaux sur cet intervalle. Ainsi la température mesurée est de 540°C avec une incertitude de 80°C pour une température de référence mesurée par les thermocouples de 515°C.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

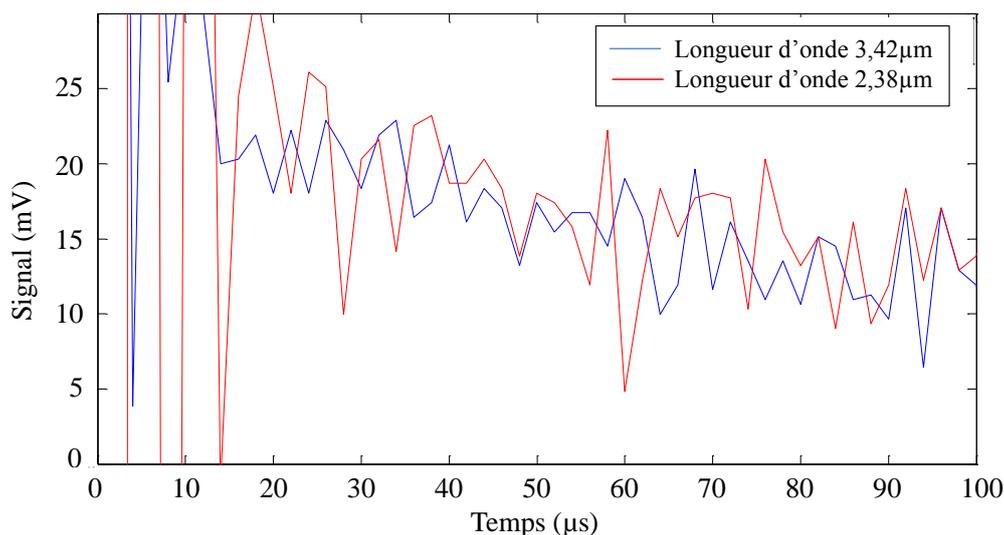


Figure III-57. Evolution temporelle du signal photothermique pur un échantillon d'aluminium brut de laminage, température de 515°C.

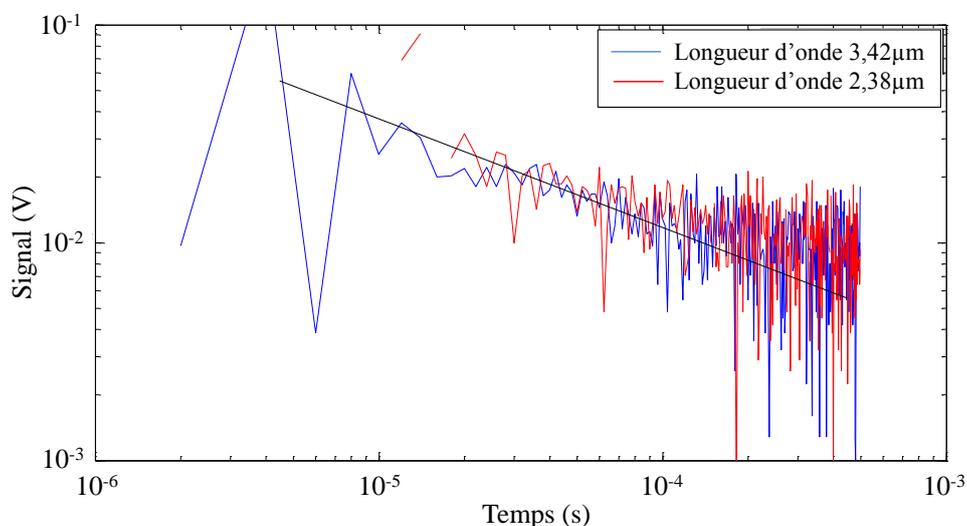


Figure III-58. Evolution temporelle du signal photothermique pur un échantillon d'aluminium brut de laminage tracé en échelle log-log, température de 515°C.

Le cas présenté avec l'échantillon d'aluminium d'émissivité très faible, qui pour rappel a été estimée à 0.17, montre que la pyrométrie active impulsionnelle est capable de mesurer une température de surface d'un matériau métallique. La faible émissivité de l'échantillon empêche d'avoir un seuil de température mesurable plus bas. L'utilisation de préamplificateur avec une bande passante meilleure ($>750\text{kHz}$) permettrait de commencer l'étude du signal photothermique avant $20\mu\text{s}$. Ainsi l'amplitude du signal serait plus importante et le rapport signal sur bruit amélioré et par conséquent la température seuil abaissée. La limite de la méthode dans notre cas est liée à la bande passante des préamplificateurs utilisés qui nous empêche d'utiliser de façon optimale la courte durée de l'impulsion laser (10ns) puisque entre 10ns (fin de l'impulsion laser) et $20\mu\text{s}$ (début de la mesure) aucune exploitation du signal photothermique ne peut être effectuée à cause du délai de réponse des préamplificateurs.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, des mesures de températures de surface ponctuelles par pyrométrie active impulsionnelle, en mode relaxé et déclenché, ont été réalisées sur des matériaux métalliques de faible émissivité comme le tungstène et l'aluminium. Ces mesures ont permis de démontrer que cette méthode de pyrométrie, en utilisant la variation de signal créée par la variation de température induite par une impulsion laser, permet de mesurer une température indépendamment de la présence de flux réfléchi. Cette méthode utilise le rapport d'émissivité pour s'affranchir de l'émissivité en supposant que ce rapport est égal à 1 et est indépendant de la température. Les résultats nous ont montré que si le rapport varie peu avec la température en revanche il n'était pas forcément égal à 1 comme cela a été le cas avec l'échantillon de tungstène. En absence d'information sur l'émissivité cette hypothèse permet de suivre la dynamique de l'évolution de la température. De plus en considérant une incertitude sur le rapport d'émissivité déterminé à partir de données bibliographiques, quand elles existent, il est possible d'avoir la température de surface réelle comprise dans la barre d'erreur de la mesure, Il est important de rappeler que si la valeur de l'émissivité de la surface étudiée est inconnue, la mesure de température par pyrométrie monochromatique n'est pas possible et la mesure bichromatique fera la même hypothèse que la pyrométrie active (égalité des émissivités aux deux longueurs d'onde de détection). Néanmoins, contrairement aux deux méthodes précédemment citées, la pyrométrie active permet de réaliser des mesures indépendantes de la présence de flux réfléchi. La connaissance du rapport d'émissivité permet évidemment d'améliorer la précision de la mesure, il est possible d'accéder à cette information par l'utilisation de méthodes comme la pyro-réfectométrie ou la mesure du coefficient d'extinction aux deux longueurs d'onde de détection. Pour pouvoir s'affranchir de l'influence du rapport d'émissivité, il est important de choisir avec pertinence ces longueurs d'onde de détection. En effet, l'expression de l'incertitude sur la mesure de température en fonction du rapport d'émissivité s'exprime :

$$\frac{T_0 - T_m}{T_m} = \frac{T_0}{C_2} \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \left(\frac{\varepsilon_{\lambda_2}}{\varepsilon_{\lambda_1}} \right) \quad (\text{III-34})$$

La Figure III-59 illustre l'évolution de l'erreur en supposant un rapport d'émissivité égal à 1 en fonction du véritable rapport d'émissivité. L'erreur est la plus faible lorsque les deux longueurs d'onde de mesure sont éloignées l'une de l'autre. Il est donc préférable de choisir des longueurs d'onde éloignées pour être moins sensible au rapport d'émissivité et donc à une éventuelle erreur sur sa valeur. De plus ce choix permet d'avoir une meilleure sensibilité du rapport de signaux à la température de l'échantillon. Cette courbe montre, que la pyrométrie active utilisée avec des longueurs bien choisies permet de mesurer une température de surface moins sensible au rapport d'émissivité utilisé et indépendante de la présence du flux réfléchi sur la cible.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

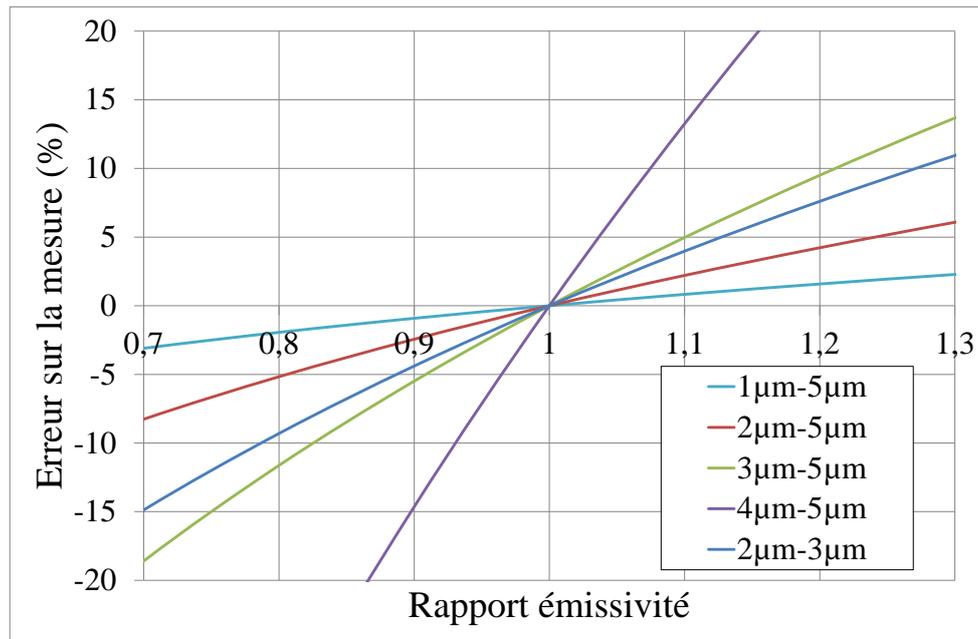


Figure III-59. Evolution de l'erreur sur la mesure en fonction du rapport d'émissivité réel pour différents couples de longueurs d'onde.

Afin de vérifier la gamme de température pour laquelle cette méthode peut être appliquée dans le cadre d'une application sur tokamak, le rapport signal sur bruit de chaque signal monochromatique pour une seule impulsion pour les échantillons de tungstène et d'aluminium est étudié. La Figure III-60 présente l'évolution de ce rapport pour l'échantillon de tungstène en fonction de la température pour des mesures effectuées en mode relaxé. En considérant qu'un signal est exploitable lorsque son rapport signal sur bruit est supérieur à 3, alors il est possible de commencer à mesurer des températures sur des composants en tungstène du même type que celui de nos échantillons à partir de 250-300°C. Il n'y a pas de limite haute pour cette méthode puisque le signal photothermique augmente en même temps que la température comme en témoigne l'évolution croissante de la courbe.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

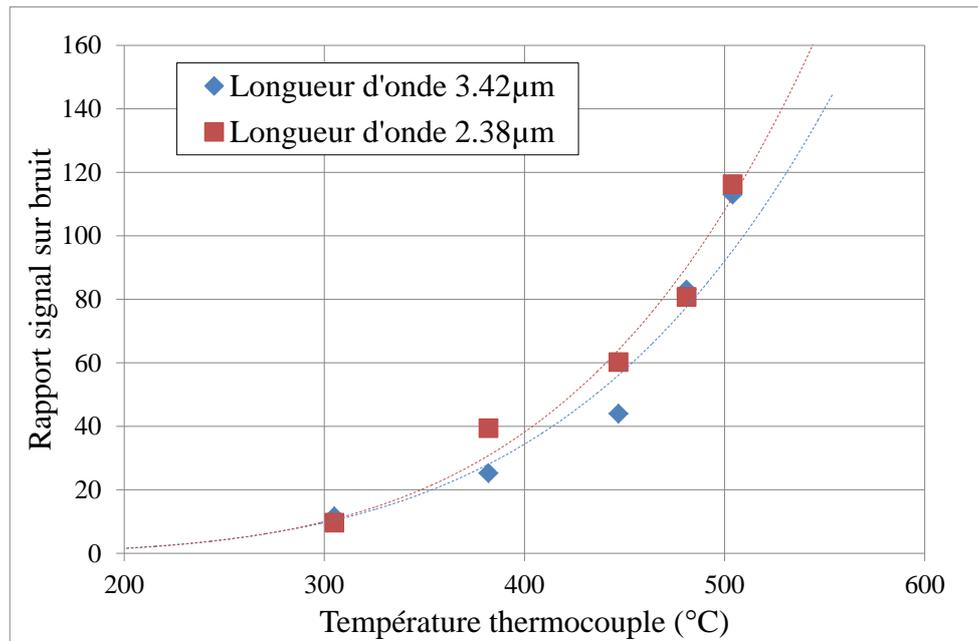


Figure III-60. Evolution du rapport signal sur bruit en mode relaxé sur une seule impulsion en fonction de la température de l'échantillon de tungstène.

Cette même démarche est menée pour l'échantillon d'aluminium laminé qui présentait le signal le plus faible à mesurer lorsque le laser fonctionnait en mode relaxé (cf Figure III-61). Le rapport signal sur bruit pour ce matériau est beaucoup plus faible qu'il ne l'était pour le tungstène, par conséquent la température minimale mesurable est plus élevée. Ainsi, le signal photothermique est exploitable pour une température de surface de l'échantillon supérieure à 350°C. Dans ce type de cas, il peut être préférable de moyennner le signal sur plusieurs impulsions laser afin de faire diminuer le bruit de mesure et donc d'augmenter le rapport signal sur bruit.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

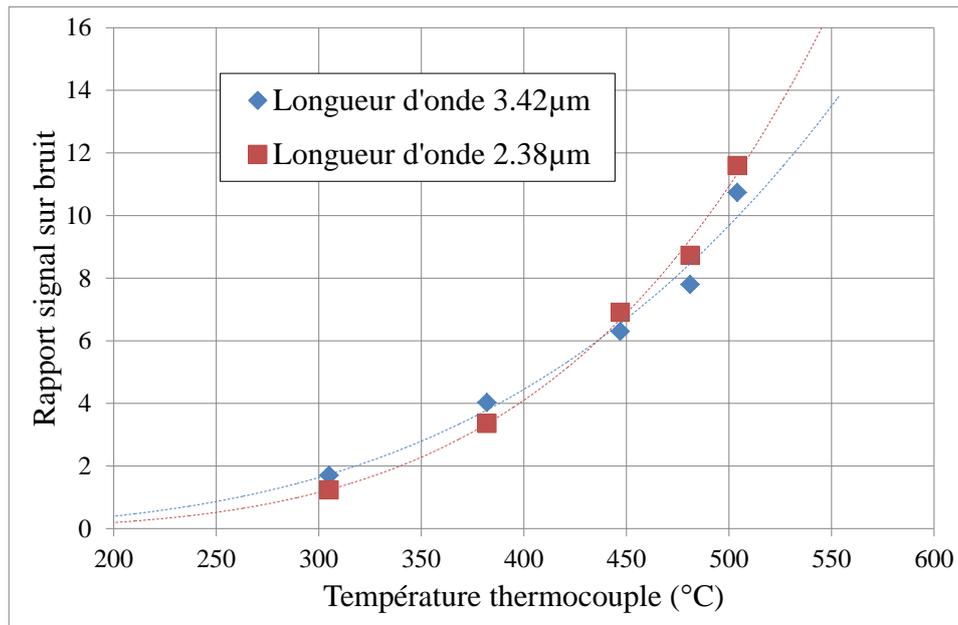


Figure III-61. Evolution du rapport signal sur bruit en mode relaxé sur une seule impulsion en fonction de la température de l'échantillon d'aluminium

Pour un fonctionnement du laser en mode déclenché avec des impulsions plus courtes et moins d'énergie afin de rester avec des signaux photothermiques exprimés au premier ordre, seul le rapport signal sur bruit du tungstène est présenté car comme il a été vu, les mesures sur un échantillon d'aluminium ne sont pas exploitables pour ce mode de fonctionnement du laser. La Figure III-62 présente l'évolution du rapport signal sur bruit en fonction de la température de l'échantillon. Cette courbe montre que le signal est exploitable à partir d'une température de 300°C qui est légèrement plus élevée que la température minimale de mesure observée en mode relaxée.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle

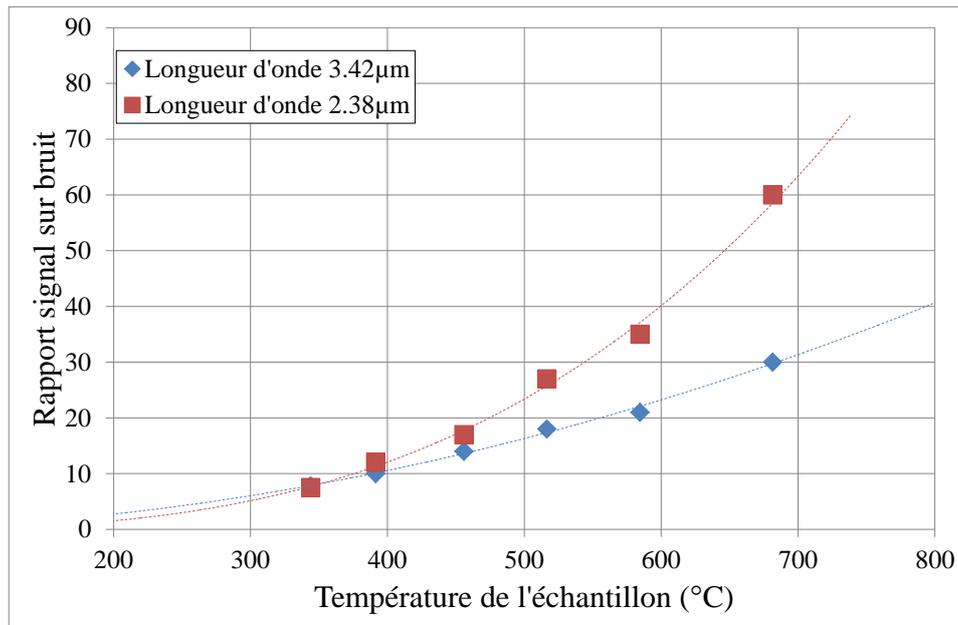


Figure III-62. Evolution du rapport signal sur bruit en mode déclenché sur une seule impulsion en fonction de la température de l'échantillon de tungstène.

En comparant les deux méthodes de mesures par pyrométrie impulsionnelle, la pyrométrie en mode déclenché est plus intéressante car elle permet de réaliser une mesure de température de surface avec une résolution temporelle de l'ordre de la dizaine de microseconde contre une centaine de microseconde en mode relaxé. Pour la mesure de température de surface plus faible où le mode déclenché ne permet pas d'obtenir un signal suffisant, le mode relaxé peut permettre d'atteindre une température mesurable plus basse typiquement de 100°C pour les échantillons étudiés. Cette méthode permet donc de mesurer une température de surface ponctuelle, où la résolution spatiale est déterminée par le diamètre du faisceau laser utilisé, de matériau métallique de faible émissivité à partir de 300°C avec un délai inférieur à 30µs indépendamment du flux réfléchi.

Mesure de température de surface par pyrométrie active : méthode impulsionnelle



Chapitre IV

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

Le chapitre précédent a introduit la pyrométrie active impulsionnelle comme une méthode permettant de réaliser des mesures de température de surface ponctuelles sur des matériaux métalliques de faible émissivité indépendamment de la présence d'un flux réfléchi dans le flux collecté par les mono-détecteurs utilisés. La résolution temporelle d'une telle méthode est de l'ordre de la dizaine de microseconde en mode déclenché et de la centaine de microseconde en mode relaxé. La méthode de pyrométrie active modulée utilise une source excitatrice modulée dont la fréquence permet une acquisition du signal photothermique par une caméra bicolore. Cette caméra permet donc de réaliser une mesure de température en 2D où chaque pixel de la caméra joue un rôle comparable au mono détecteur de la méthode impulsionnelle.

Ce chapitre est consacré au montage expérimental en s'attardant particulièrement sur la caméra bicolore utilisée pour les mesures de température et sur les paramètres expérimentaux qui ont guidé le choix de la source d'excitation. Les résultats seront ensuite présentés et discutés.

1 Montage expérimental

Comme pour l'expérience en pyrométrie impulsionnelle, le montage a pour objectif une validation en laboratoire de la méthode de pyrométrie active modulée. De même que le montage précédent, le dispositif expérimental se compose du système de chauffage de l'échantillon utilisé pour les expériences en pyrométrie active impulsionnelle. La chaîne d'acquisition se compose de la caméra bicolore avec son objectif. La source excitatrice qui va permettre la création d'une variation de température est un laser continu qui sera modulé. Enfin un dispositif de traitement des données générées par la caméra est mis en place pour calculer la température.

1.1 Dispositif de détection : la caméra bicolore

La caméra bicolore qui est utilisée se compose de deux matrices de 640 par 505 pixels, avec un pas de 24 μ m entre chaque pixel. Le système possède une réponse spectrale bi-bande avec la première bande comprise entre 3.5 et 3.95 μ m et la seconde bande comprise entre 4.6 et 5.05 μ m. Chaque couple de pixel est constitué de deux photodiodes N/P positionnée sur deux couches de HgCdTe de composition différente (cf. Figure IV-1). Cette composition permet de mesurer un signal à deux longueurs d'onde. Une barrière située entre les deux couches de HgCdTe empêche tout phénomène de fuite électrique entre les deux diodes. Pour chaque pixel, deux contacts indépendants pour les deux diodes permettent un adressage simultané des deux détecteurs. Ainsi les deux bandes de mesure sont simultanément lues et permettent une cohérence temporelle de la mesure [SOFRADIR 2009]. Le détecteur double bande a été développé par la société SOFRADIR, et l'assemblage du détecteur dans le boîtier

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

de la caméra ainsi que l'interface de communication avec celle-ci ont été développées en interne au CEA Cadarache.

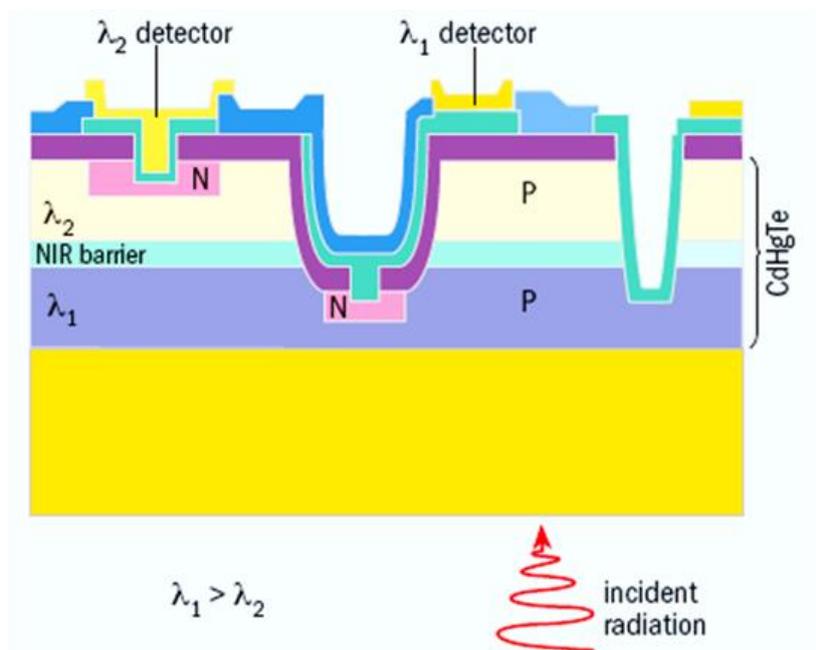


Figure IV-1. Architecture de la détection bicolore [Villermet 2012].

La structure des deux matrices est dite « pseudo-planaire », avec pour chaque pixel une lecture simultanée des deux détecteurs à chacune des longueurs d'onde. Il est important de préciser pour la suite dans le cadre du traitement des données que les deux matrices sont décalées d'un demi-pixel dans la diagonale (cf. Figure IV-2).

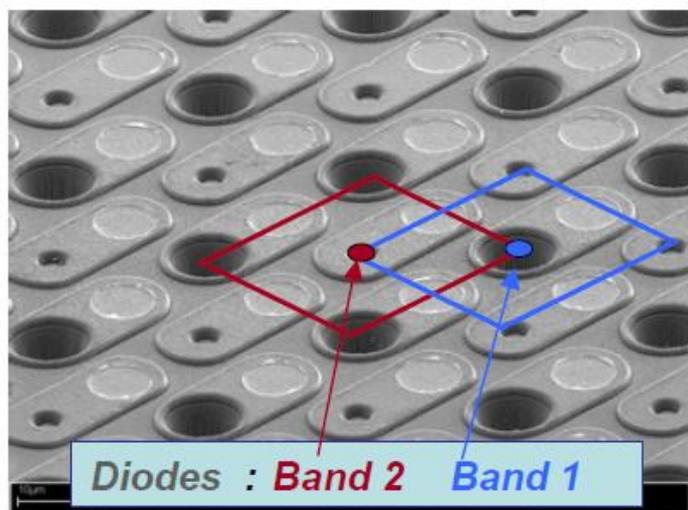


Figure IV-2. Illustration du décalage des deux matrices de pixels.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

Les propriétés des deux filtres utilisées pour la détection sont présentées dans le Tableau IV-1 :

| | Longueur d'onde centrée (μm) | FWHM (nm) | Transmission maximale |
|----------------|--|-----------|--------------------------|
| Bande 1 | 3,95 | 100 | 35% |
| Bande 2 | 4,7 | 200 | 35% |

Tableau IV-1. Caractéristiques des filtres de la détection bicolore.

Ces propriétés des deux bandes de détections ont été obtenues en effectuant le produit du filtre d'origine installé sur la caméra, appelé « filtre froid » car refroidi par le Stirling de la caméra, avec le filtre ajouté pour éviter la saturation sur la bande de détection la plus courte, appelé « filtre chaud ».

La caméra bicolore autorise une fréquence d'acquisition à 50Hz en utilisant la totalité de la matrice de pixels à disposition. En mode fenêtré, l'acquisition peut se faire à des fréquences supérieures au kHz en ne considérant qu'une ligne de pixel. Le fenêtrage choisi pour l'acquisition de données au cours de nos expériences est compris entre 300 et 350Hz. Au cours des mesures de température effectuées avec la caméra, deux films de données brutes sont enregistrés pour chacune des deux longueurs d'onde. Ensuite chacun des deux films est post traité pour calculer la température de surface, ce post-traitement est mis en place dans le cadre d'une mesure de température en laboratoire, donc avec un traitement des données après l'expérience. Pour un suivi en temps réel de la température de surface, un traitement supplémentaire est nécessaire toutefois l'objectif du travail présenté est de vérifier que la mesure 2D par pyrométrie active modulée est indépendante du flux réfléchi. La caméra bicolore peut stocker les étalonnages de 6 temps d'intégration différents qui permettent de couvrir une gamme de température comprise entre 200 et 900°C.

1.2 Source excitatrice : choix des paramètres

Pour réaliser des mesures de température par pyrométrie active modulée, l'échauffement créé par la source excitatrice, un laser dans notre cas, il est nécessaire de choisir des paramètres de cette source (puissance, fréquence, diamètre faisceau) compatibles avec le système d'acquisition de la caméra. Le laser continu sera soit modulé directement par son alimentation soit par un hacheur mécanique positionné sur la trajectoire du faisceau. Pour un matériau initialement à la température T_0 , soumis à un faisceau laser modulé à la fréquence f la température s'exprime :

$$T(t) = T_0 + \Delta T_0 + \Delta T_1 \exp(2\pi i f t) \quad (\text{IV-1})$$

L'expression précédente ne tient compte que de la première harmonique. En effet l'amplitude des harmoniques supérieures décroît rapidement et seule l'harmonique à la

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

fréquence fondamentale sera conservée après le traitement du signal mesuré. La luminance partant de l'échantillon s'exprime alors :

$$L'_\lambda(T(t)) = \varepsilon'_\lambda L_\lambda^0(T_0 + \Delta T_0) + \varepsilon'_\lambda \left[\frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_0) \Delta T_1 \right] \exp(2\pi i f t) + (1 - \varepsilon'_\lambda) L_\lambda^0(T_{env}) \quad (IV-2)$$

Le développement limité de la luminance néglige les termes d'ordre supérieur à 2. L'expression de la composante dynamique du flux collecté par le détecteur face à l'échantillon s'exprime alors :

$$d\phi_\lambda(t) = \tau_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon'_\lambda \left[\int_{\Delta S_0} \Delta T_1 \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_0) dS \right] \exp(2\pi i f t) \quad (IV-3)$$

L'expression (IV-3) montre que le rapport des signaux mène à la mesure de la température $T_0 + \Delta T_0$ qui n'est pas la température initiale de l'échantillon. De même que pour la méthode pulsée, si la variation de température engendrée par l'impulsion ou la modulation devient trop importante, la température mesurée doit alors être comparée à $T_0 + \Delta T_0$ et non plus T_0 . Si le terme $\frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_0)$ est développé en fonction de ΔT_0 , alors l'expression (IV-3) devient :

$$d\phi_\lambda(t) = \tau_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon'_\lambda \left[\int_{\Delta S_0} \Delta T_1 \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) dS + \int_{\Delta S_0} \Delta T_1 \Delta T_0 \frac{\partial^2 L_\lambda^0}{\partial T^2}(T_0) dS \right] \exp(2\pi i f t) \quad (IV-4)$$

Pour négliger le second terme de l'expression, il faut créer une variation de température continue ΔT_0 qui soit négligeable devant la température modulée ΔT_1 pour considérer l'expression (IV-4) uniquement avec son terme du premier ordre. La condition à vérifier est un terme au second ordre 10 fois inférieur au terme du premier ordre, son expression est la suivante (cf. II-34) :

$$\frac{1}{5} \frac{\frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0)}{\frac{\partial^2 L_\lambda^0}{\partial T^2}(T_0)} \geq \Delta T_{0max} \quad (IV-5)$$

L'application de cette inégalité aux longueurs d'onde de la détection permet de déterminer la variation de température à ne pas dépasser pour conserver une expression du signal au premier ordre. Sur la gamme 300-900°C, les variations de température maximales admissibles, déterminées à la longueur d'onde la plus courte, vont de 13°C pour $T_0=300^\circ\text{C}$ jusqu'à 80°C pour $T_0=900^\circ\text{C}$. En considérant que la variation de température est créée par une source excitatrice de puissance nominale P_0 , avec un dépôt de puissance surfacique gaussien

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

alors l'expression du profil spatial de la variation de température continue en surface s'exprime :

$$\Delta T_0(r,0) = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0}{2\sqrt{\pi}kw} \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2}\right) I_0\left(\frac{r^2}{2w^2}\right) \quad (\text{IV-6})$$

où k est la conductivité thermique de l'échantillon, w le waist du faisceau laser.

La température maximale est obtenue au centre du faisceau pour $r = 0$ et s'écrit :

$$\Delta T_0(0,0) = \Delta T_{0max} = \frac{(1 - \rho'_{\lambda_0})P_0}{2\sqrt{\pi}kw} \quad (\text{IV-7})$$

L'expression (IV-7) montre que les deux paramètres maîtrisables pour évaluer la variation de température atteinte au centre du dépôt gaussien sont la puissance nominale P_0 de la source et son waist w . La Figure IV-3 montre la variation de température continue exprimée en fonction de la puissance de la source excitatrice pour un échantillon de tungstène ayant une émissivité directionnelle à la longueur d'onde d'excitation du laser de 0.2, déterminée d'après les expériences précédentes. Plusieurs waists de faisceau laser sont considérés. Pour obtenir une variation de température de 13°C, une puissance de 20W est nécessaire avec un waist de 0.5mm, 40W pour un waist de 1mm et pour des waists plus grand la puissance nécessaire va au-delà de 50W. Cette estimation permet de fixer une limite maximale à la puissance nominale de la source qui va permettre de créer la variation de température.

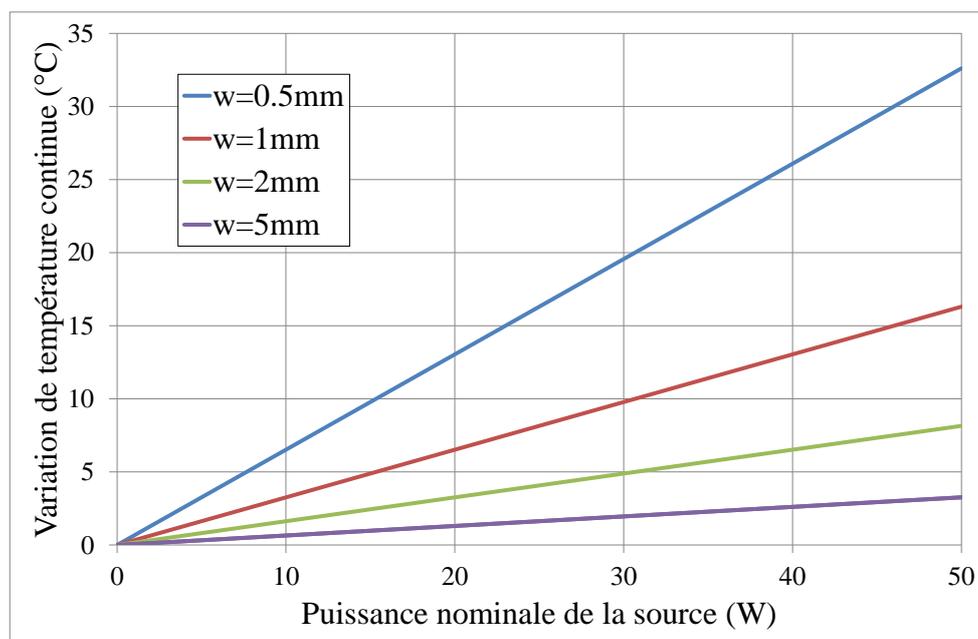


Figure IV-3. Variation de température continue pour un échantillon de tungstène d'émissivité 0.2 en fonction de la puissance nominale de la source excitatrice.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

L'objectif du choix de la source perturbatrice est de créer une variation de température modulée ΔT_1 qui soit suffisamment élevée pour engendrer une variation de signal sur la caméra infrarouge bicolore présentée dans le paragraphe précédent. Pour déterminer, la température minimale mesurable par la caméra bicolore sur les deux longueurs d'onde de détection, nous utilisons le « Noise Equivalent Temperature Difference » (NETD). Ce nombre traduit la variation de température qui induit une variation de signal telle que le rapport signal sur bruit soit égal à 1. Ce nombre peut donc être exprimé en fonction du « Noise Equivalent Power » (NEP) qui correspond au flux reçu par le détecteur tel que le rapport signal sur bruit soit égal à 1 :

$$S = \varepsilon'_\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta S \cdot \tau_\lambda \cdot NETD \cdot \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) = NEP \quad (IV-8)$$

Dans un premier temps, le NEP doit être déterminé. Le NEP de la caméra dépend du temps d'intégration considéré. L'utilisation des courbes de calibration réalisées devant un corps noir de référence permet de déterminer le NEP pour chaque temps d'intégration. Le signal mesuré au cours de la calibration est déconvolué de la chaîne optique, par un calcul réalisé sous Zemax© afin de connaître le flux minimal que le détecteur peut mesurer indépendamment du filtre « chaud » qui a été rajouté sur la caméra et de l'objectif utilisé au cours de la calibration. Le flux minimal mesurable pour chaque temps d'intégration définit alors le NEP associé.

L'étalonnage pour différents temps d'intégration est effectué pour la caméra bicolore. Pour avoir un ordre de grandeur de la gamme de variation de température, les deux temps d'intégration extrêmes de la caméra bicolore sont étudiés. Ainsi les Figure IV-4 et Figure IV-5 présentent l'évolution des signaux mesurés déconvolués en fonction du flux incident reçu par les détecteurs pour respectivement les temps d'intégrations de 3000 μ s et 50 μ s. La courbe bleue présente l'évolution du signal déconvolué à la longueur d'onde de 3.95 μ m et la courbe rouge l'évolution du signal déconvolué à la longueur d'onde de 4.7 μ m.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

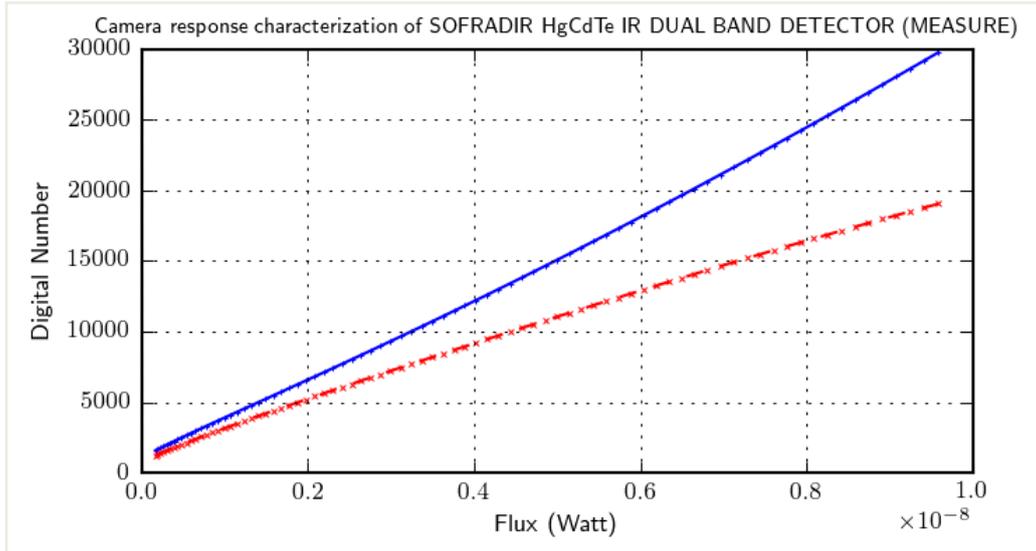


Figure IV-4. Evolution du signal déconvolué en fonction du flux collecté pour le temps d'intégration 50μs à 3.95μm (bleu) et 4.7μm (rouge).

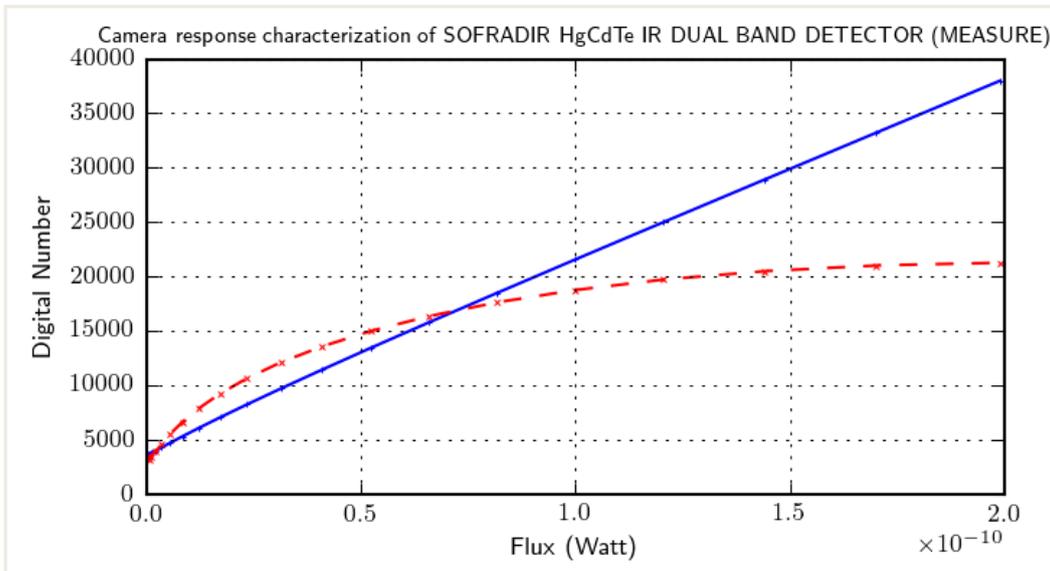


Figure IV-5. Evolution du signal déconvolué en fonction du flux collecté pour le temps d'intégration 3000μs à 3.95μm (bleu) et 4.7μm (rouge).

La détermination du flux minimal que peut détecter la caméra permet donc d'avoir une estimation du NEP. Les NEPs obtenus pour les temps d'intégration de 3000μs et 50μs sont respectivement de $3.6 \times 10^{-13}W$ et $1.7 \times 10^{-10}W$. L'expression (IV-8) permet d'exprimer le NETD :

$$NETD = \frac{NEP}{\varepsilon'_{\lambda} \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta S \cdot \tau_{\lambda} \cdot \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T}(T_0)} \quad (IV-9)$$

Une émissivité de 0.2 et une transmission de la chaîne optique de 0.3 sont considérées. L'étendue géométrique du dispositif comprenant la caméra avec son objectif est calculée pour

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

un pixel de la caméra de $24\mu\text{m}$ de côté, l'objectif utilisé possède une focale de 100mm et un nombre d'ouverture $F/2$. L'étendue géométrique du dispositif est de $1,13.10^{-10}\text{m}^2.\text{sr}$. Pour être mesurable, la variation de signal doit être supérieure à trois fois la valeur du NEP. Cette condition se traduit sous la forme de l'inégalité suivante :

$$S \geq 3NEP \leftrightarrow \Delta T_1 \geq 3NETD \quad (\text{IV-10})$$

où ΔT_1 représente la variation de température modulée créée par la source excitatrice.

La Figure IV-6 présente la variation de température modulée nécessaire pour avoir un signal mesurable en fonction de la température de l'échantillon pour les deux longueurs d'onde de détection au temps d'intégration le plus long à $3000\mu\text{s}$. Le temps d'intégration le plus long est utilisé pour mesurer des températures inférieures à 300°C . La variation de température à créer pour que la modulation soit mesurable par la caméra est inférieure à 1°C . La connaissance de cette variation de température va nous permettre de choisir les paramètres de la source excitatrice.

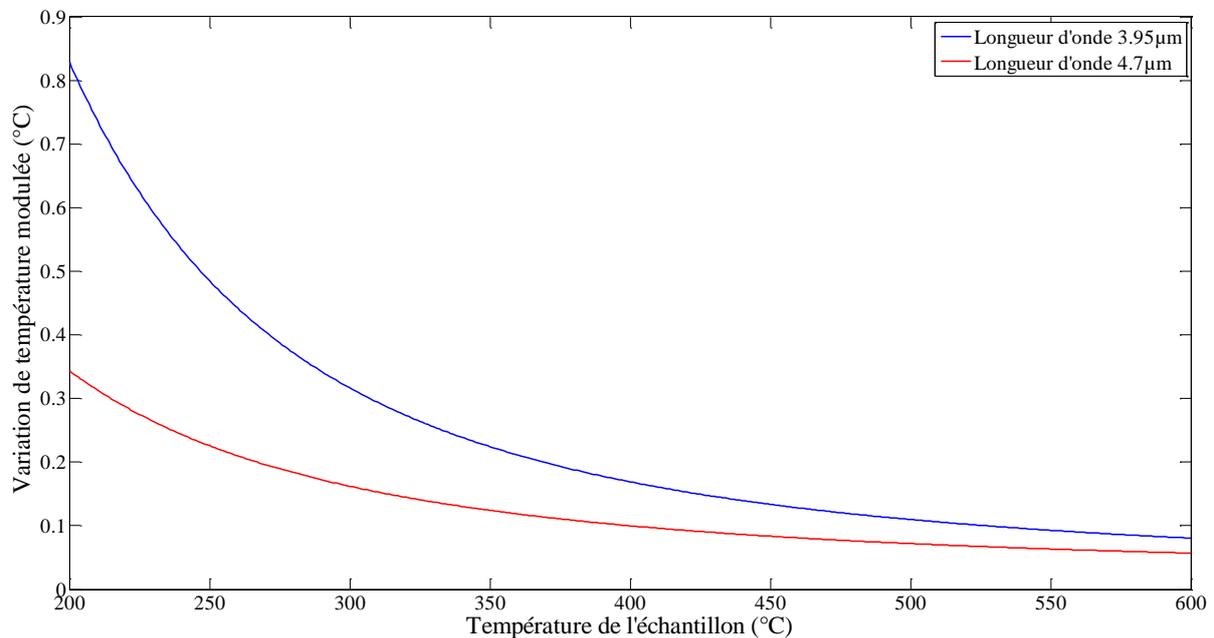


Figure IV-6. Variation de température modulée minimale pour avoir un signal mesurable pour un temps d'intégration de $3000\mu\text{s}$.

La Figure IV-7 présente la variation de température minimale pour avoir un signal mesurable avec un temps d'intégration de $50\mu\text{s}$. Un temps d'intégration aussi court est employé pour mesurer des températures de surface élevées. Pour un tel temps d'intégration, le NEP est plus élevé que pour temps d'intégration plus faible. Bien que la dérivée de la fonction de Planck par rapport à la température soit une fonction croissante avec la température, la variation de température à créer est plus élevée. En effet pour mesurer une température de

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

1000°C, il faut créer une variation de température d'environ 20°C. L'amplitude de la variation de température diminue toutefois avec la température de l'échantillon.

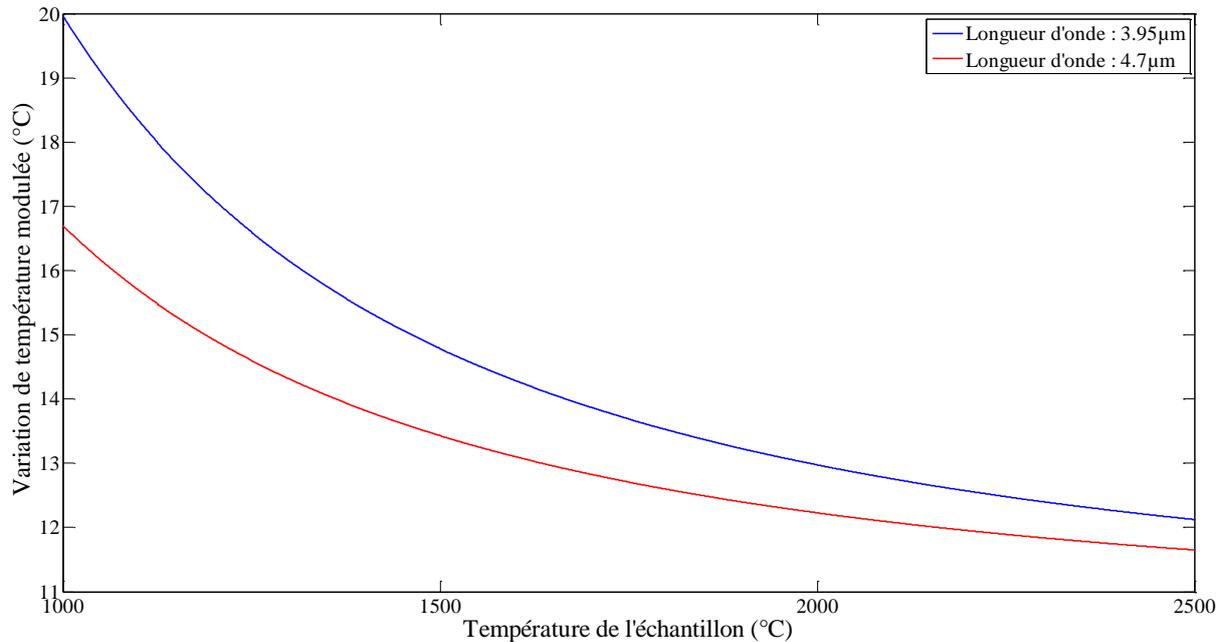


Figure IV-7. Variation de température modulée minimale pour avoir un signal mesurable pour un temps d'intégration de 50μs.

Pour obtenir la variation de température créée par un dépôt de puissance ayant un profil gaussien, le modèle des quadripôles thermique développé dans les chapitres précédents est utilisé. Différents paramètres physiques interviennent dans l'expression de la composante modulée. Les propriétés thermiques de l'échantillon en tungstène (conductivité, capacité calorifique, etc...) sont supposées connues. Les dimensions de l'échantillon sont aussi prises en compte et en particulier son épaisseur de 2mm pour l'application du calcul. Les paramètres de la source excitatrice sont toujours le diamètre du faisceau gaussien, sa puissance et la fréquence de la modulation, puisque l'amplitude de la composante modulée diminue quand la fréquence augmente. La Figure IV-8 met en évidence cette décroissance en $f^{-1/2}$ qui devient significative pour des fréquences supérieures à 100Hz dans le cas du tungstène. De telles fréquences, supérieures à 100Hz, sont compatibles avec la fréquence d'acquisition de la caméra bicolore utilisée à condition de réduire la fenêtre d'étude pour augmenter la fréquence d'acquisition de la caméra et continuer à respecter le théorème de Shannon.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

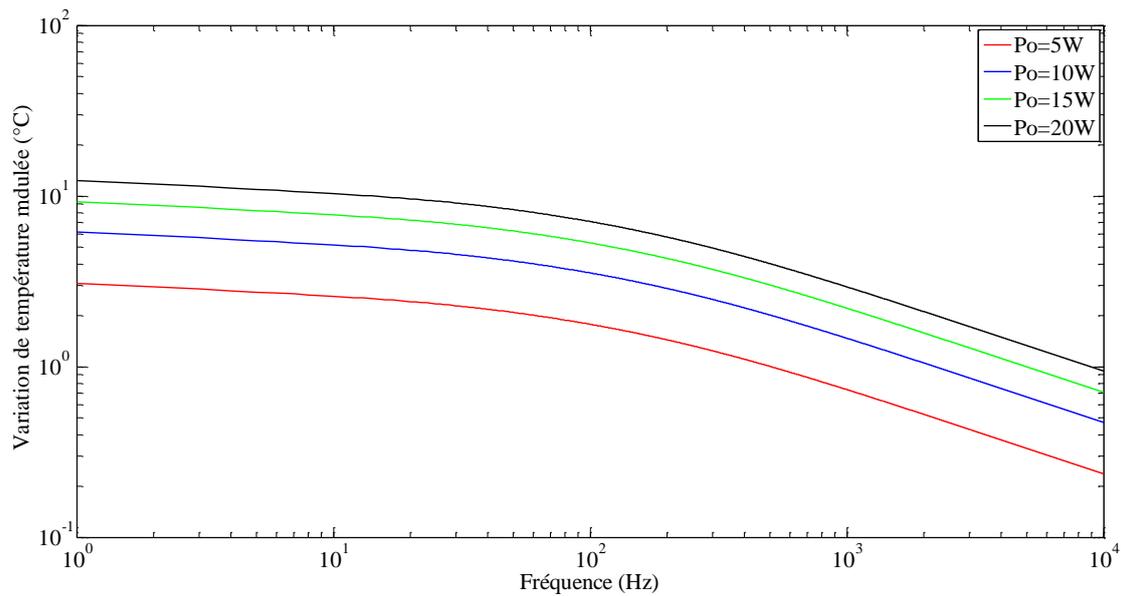


Figure IV-8. Evolution de la variation de température modulée en fonction de la fréquence de modulation pour différentes puissances avec un waist de 0.5mm.

Le fenêtrage utilisé avec la caméra bicolore pour visualiser l'échantillon dans sa totalité permet d'avoir une fréquence d'acquisition des images de l'ordre de 350Hz. La gamme de fréquence de modulation qui nous intéresse se situe entre 10 et 100Hz. Cette gamme de fréquence permet de réaliser des mesures avec une fréquence d'acquisition comprise entre 50Hz (acquisition en « full frame ») et 350Hz (acquisition en mode fenêtré) tout en respectant une fréquence d'acquisition trois à quatre fois supérieure à la fréquence du signal étudié [MESURES 2003]. L'étude sur la composante continue a montré qu'une puissance de 20W avec un faisceau de waist 0.5mm permettait de considérer que la composante linéaire du signal photothermique. La Figure IV-9 présente l'évolution de la composante modulée pour différentes puissances de la source excitatrice avec un waist de 0.5mm pour un échantillon de tungstène d'émissivité 0.2. Ces différentes courbes montrent que la valeur prise par la composante varie peu sur la gamme de fréquence à laquelle nous allons travailler. Une puissance de 5W est suffisante pour créer une variation de température mesurable avec un temps d'intégration de 3000 μ s. En revanche pour travailler avec des temps d'intégration inférieurs à 100 μ s, il faut envisager d'utiliser une puissance de source excitatrice de l'ordre de 100W puisque la variation de température est directement proportionnelle à la puissance de la source.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

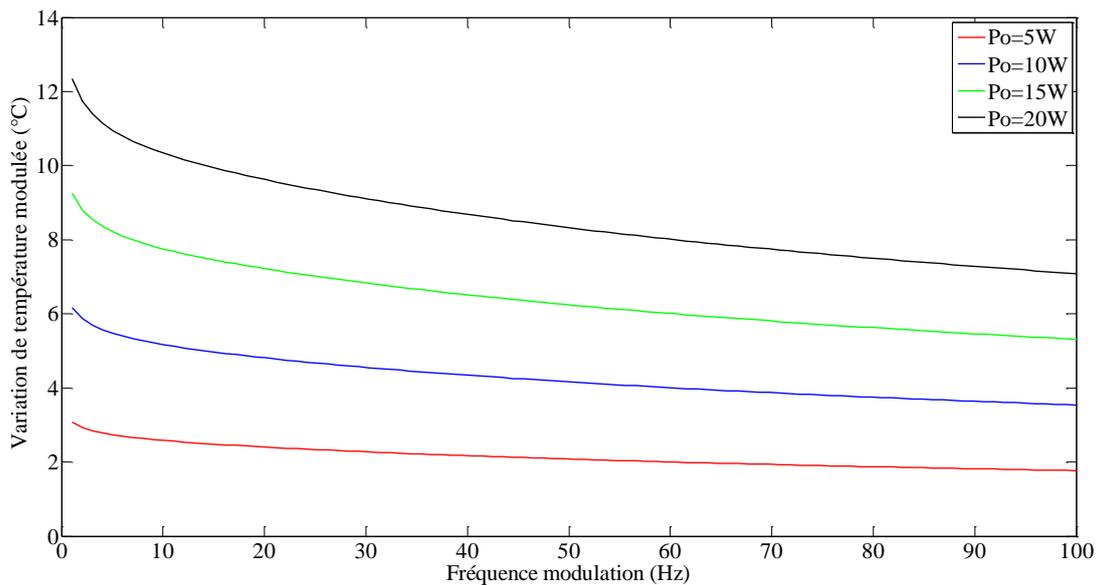


Figure IV-9. Evolution de l'amplitude de la composante modulée en fonction de la fréquence pour différentes puissances avec un waist de 0.5mm.

Le laser utilisé au cours de nos expériences est de type argon de puissance nominale 4.5W avec un waist de 0.5mm et un profil gaussien. Il s'agit du modèle « STABILITE 2017 » de « Spectra Physics ». Le laser possède deux raies d'émission principales aux longueurs d'onde de 488nm et 514.5nm. Le laser peut fonctionner en mono-raie mais il est utilisé en multi-raie afin de bénéficier de la totalité de sa puissance nominale.

1.3 Mesure de la température

La mesure de la température s'effectue avec la caméra bicolore. Celle-ci possède 6 temps d'intégrations. Pour chaque mesure, le temps d'intégration est choisi pour obtenir un signal optimum compris entre 4000 et 11000 digital level (DL) qui est l'équivalent du signal en volt pour les détecteurs.

La source laser utilisée peut être modulée avec un générateur de signaux externe (modulant directement l'alimentation du laser) ou avec un hacheur mécanique. Pour éviter tout endommagement de l'alimentation laser, la fréquence de modulation ne peut excéder 20Hz. La fréquence de modulation du hacheur mécanique à notre disposition peut couvrir une gamme de fréquence comprise entre 25Hz et 1kHz. Cependant, la modulation de l'alimentation permet d'avoir une fréquence de modulation constante et stable au cours du temps. La fréquence de modulation a donc été choisie à 17Hz.

La fréquence d'acquisition de la caméra bicolore est choisie pour respecter le théorème de Shannon qui précise que la fréquence d'échantillonnage doit être au moins égale au double de la fréquence maximale contenue dans le signal à numériser [Max 1993]. Le fenêtrage de la caméra permet d'atteindre des fréquences d'acquisition supérieures à 200Hz, soit une fréquence dix fois supérieure à la fréquence de modulation du signal. Pour chaque

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

température, un film de 750 images est acquis. En mode fenêtré, le nombre de pixels étudiés est réduit de 640x505 à 140x160 pixels. Avec un tel fenêtrage deux matrices (une à chaque longueur d'onde) à trois dimensions sont post-traitées. Cela représente environ 30 millions de points de mesure. Compte tenu du fenêtrage de l'image, cette taille de film permet de réaliser un traitement du film sous les routines matlab qui ont été développées à cet effet avec une durée d'exécution de l'ordre de la seconde.

Le dispositif expérimental est identique à celui de la pyrométrie active impulsionnelle et l'échantillon est toujours installé dans l'enceinte à vide pour éviter tout phénomène d'oxydation. La caméra bicolore est positionnée face à l'échantillon à 0.8m de sa surface. A cette distance de la cible, avec un objectif de focale 100mm, la zone d'intérêt aura une surface d'environ 2mm². La Figure IV-10 présente le nombre de pixels sur la zone de mesure définie par la taille du faisceau laser en fonction de la distance entre l'objectif de la caméra (et non la matrice de détecteur) et la cible. Ce nombre de pixels a été déterminé en calculant le field of view (FOV) de la caméra qui permet de déduire la taille du pixel dans l'espace objet (scène thermique). Cette résolution est comparée à la taille du faisceau laser qui détermine la taille de la zone de mesure.

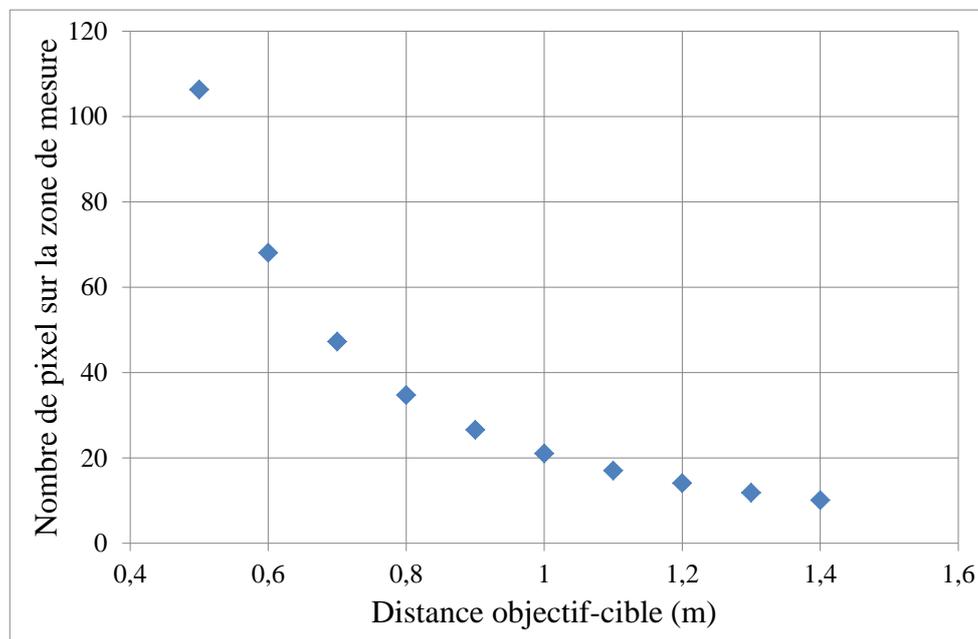


Figure IV-10. Nombre de pixels sur la zone de mesure en fonction de la distance entre l'objectif de la caméra et la cible.

En divisant le FOV horizontal par le nombre de pixel par ligne, il est possible de calculer l'Instantaneous Field of View (IFOV). Pour que la mesure de température soit fiable, l'IFOV doit être inférieur à la taille de l'objet mesuré. Ainsi la résolution spatiale de la caméra est déterminée en multipliant par deux l'IFOV [FLIR 2013]. Pour une distance de 0.8m la résolution spatiale de chaque pixel (2 fois l'IFOV) est 0.3mm.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

2 Mesures de température par méthode de pyrométrie active modulée

Lors de la réalisation de la mesure de température, deux films de 750 images (de 140 sur 160 pixels) sont acquis aux deux longueurs d'onde de détection. Un traitement du signal est effectué sur chacun des deux films pour déterminer l'amplitude du signal. Ensuite le rapport des signaux permet de mesurer une température de surface par la méthode de pyrométrie active modulée.

2.1 Traitement du signal

Pour chaque pixel, (cf. Figure IV-11) la composante temporelle du signal mesuré à la fréquence fondamentale f s'exprime:

$$S_{\lambda}(t) = R_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon'_{\lambda} \left(\int_{\Delta S_0} \Delta T_1 \frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T}(T_0) dS \right) \exp(2\pi i f t) \quad (\text{IV-11})$$

Pour identifier l'amplitude du signal, il est nécessaire d'effectuer une transformée de Fourier discrète. Ce traitement permet de représenter la composition fréquentielle du signal sur une fenêtre de temps donné.

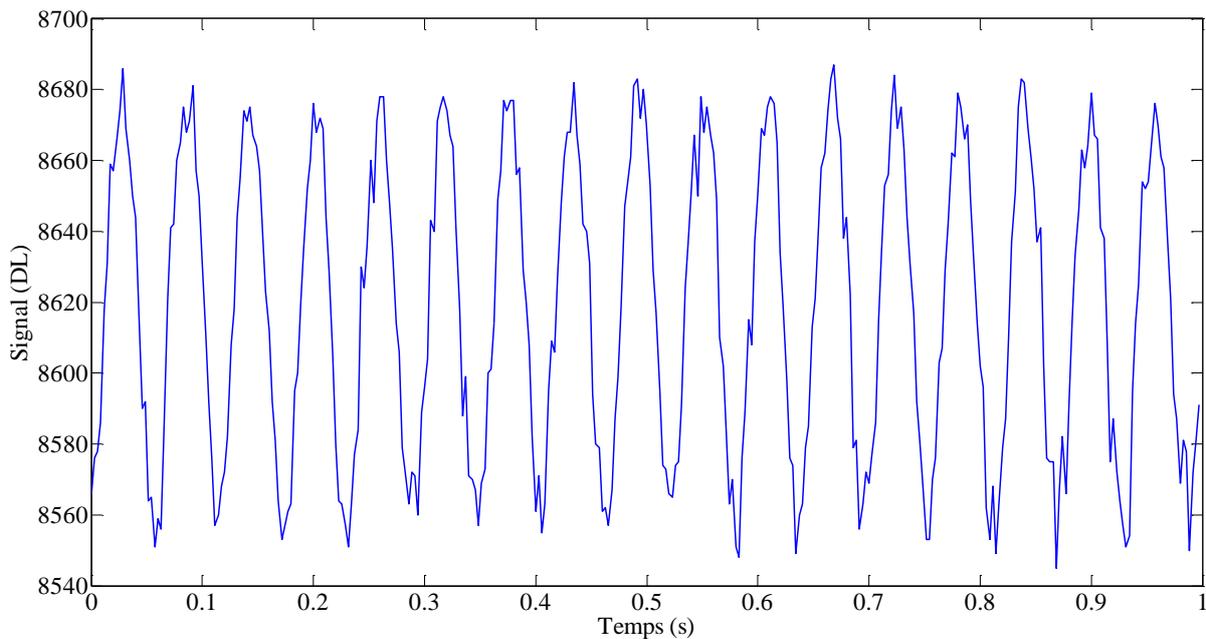


Figure IV-11. Evolution du signal en fonction du temps pour le pixel au centre du faisceau laser, échantillon de carbone, puissance du laser 4.5W, fréquence de modulation 17Hz, fréquence acquisition 350Hz, temps d'intégration 500µs, $T_0=425^\circ\text{C}$, longueur d'onde de détection à $3.95\mu\text{m}$.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

Le spectre en amplitude d'un signal est précis lorsque la transformée de Fourier est réalisée sur un signal qui est périodique sur la durée de l'acquisition, c'est-à-dire avec un nombre entier de périodes sur l'intervalle étudié. Néanmoins ce type de cas se présente peu dans nos expériences, et comme le montre la Figure IV-11, le nombre de périodes sur l'acquisition n'est pas entier, par conséquent les extrémités sont discontinues. La méthode la plus efficace qui peut être appliquée quelle que soit la durée du signal étudié est un fenêtrage de ce signal.

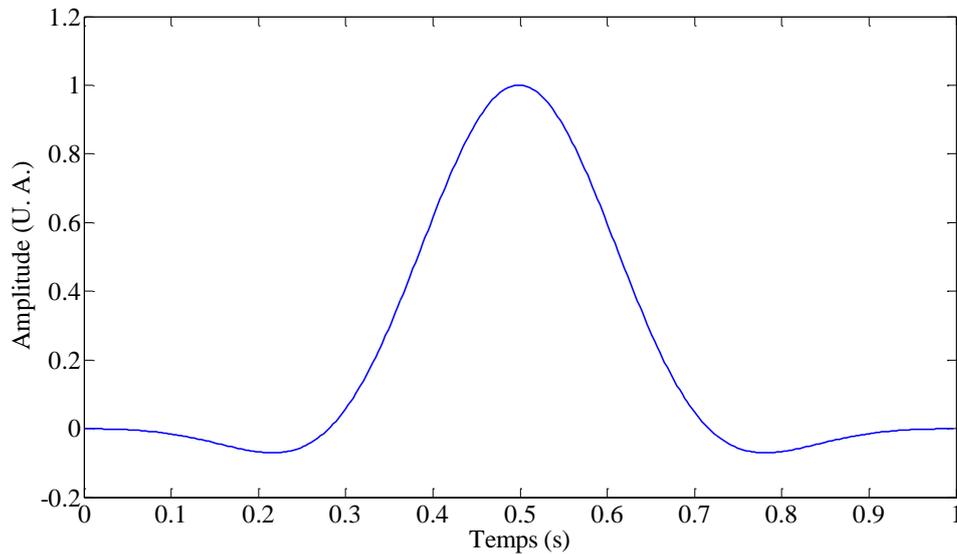


Figure IV-12. Profil temporel de la fenêtre de type "flat top".

Pour effectuer un lissage du signal aux extrémités de l'intervalle d'acquisition, un fenêtrage est appliqué avant d'effectuer une FFT. Il existe plusieurs types de fenêtre suivant le type de signal traité, selon la résolution fréquentielle ou en amplitude souhaitée. Dans notre cas, il s'agit d'un signal sinusoïdal où une bonne résolution en amplitude est souhaitée, la fenêtre optimale pour ce type de traitement du signal est une fenêtre de type flat top [Ramirez 1985] [Max 1993]. Ce type de fenêtre (cf. Figure IV-12), permet de diminuer les effets du signal aux extrémités de la fenêtre d'acquisition tout en privilégiant sa contribution au centre de la fenêtre. Cette fenêtre est donc appliquée au signal mesuré (cf. Figure IV-13) après la suppression de sa composante continue, avant d'effectuer une FFT (cf. Figure IV-14). Ce traitement du signal est ainsi appliqué à chaque pixel de la caméra.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

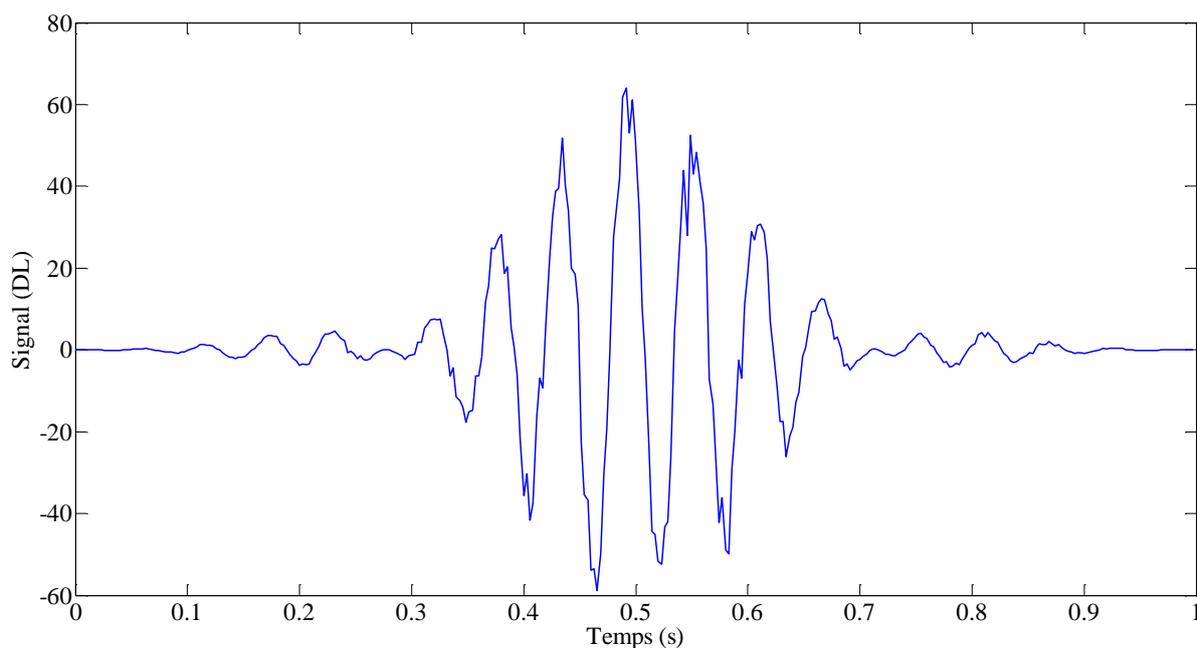


Figure IV-13. Fenêtre "flat top" appliquée au signal présenté Figure IV-11.

La FFT appliquée au signal permet d'obtenir l'analyse fréquentielle du signal. Le spectre est normalisé par le nombre d'échantillon sur lequel la transformée de Fourier a été réalisée. Il est alors possible de déterminer l'amplitude du signal à la longueur d'onde considérée et à la fréquence de modulation de la source excitatrice (cf. Figure IV-14). Dans notre exemple, l'amplitude est d'environ 60DL, soit la demi-amplitude crête à crête sur la Figure IV-11.

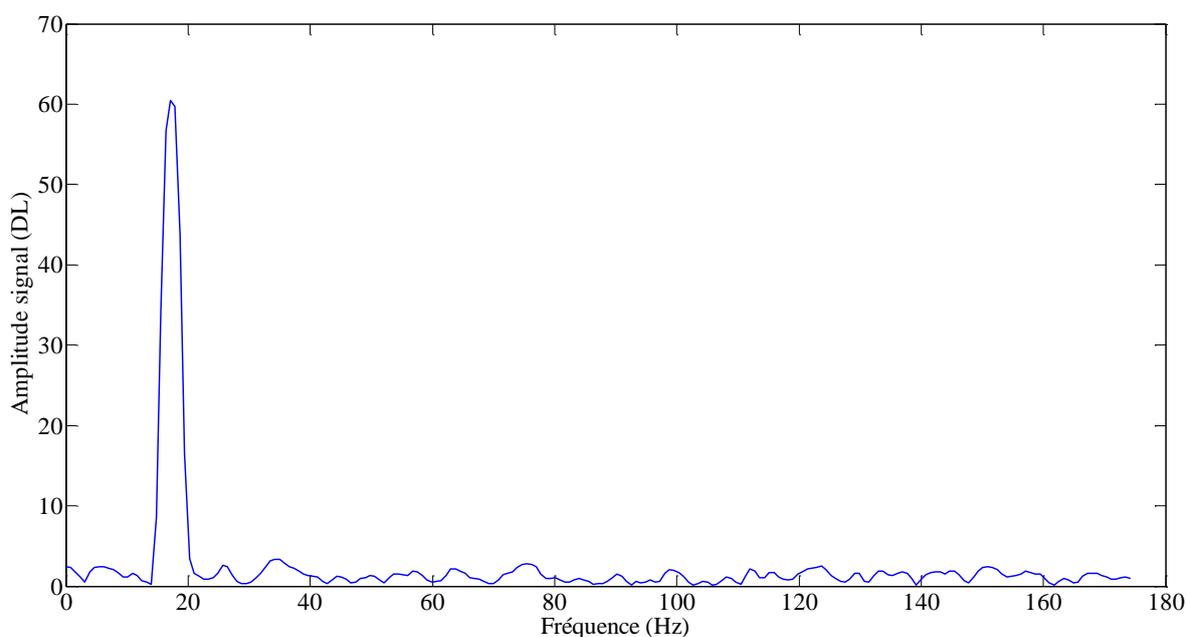


Figure IV-14. Spectre d'amplitude obtenu après une transformée de Fourier discrète avec l'algorithme de FFT sur le signal présenté Figure IV-13.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

Pour chaque pixel, le signal photothermique est donc mesuré pour chaque longueur d'onde et permet au travers du rapport de ces signaux de déterminer la température de surface de l'échantillon. Dans l'exemple présenté, la modulation était réalisée en utilisant un générateur de signaux pour moduler l'alimentation du laser identifié par un unique pic à la fréquence de modulation. Pour des modulations avec un hacheur mécanique, le signal modulé n'est plus un signal sinusoïdal mais un signal en créneau. L'analyse spectrale présente alors un pic à la fréquence fondamentale et des pics aux harmoniques impaires. L'étude du spectre d'amplitude permet aussi de s'assurer de l'absence de signaux parasites potentiels (ex. 50Hz de l'alimentation de la caméra ou du laser).

L'utilisation d'une fenêtre permet d'améliorer la précision de la mesure de l'amplitude du signal, il est intéressant d'étudier l'évolution de l'amplitude du signal mesuré en fonction du nombre de périodes acquises. En effet, si la transformée de Fourier est effectuée sur un nombre de période non-entier, l'erreur est d'autant plus petite que le nombre de période contenu dans la période d'étude est grand [Max 1993]. La Figure IV-15 présente l'évolution de l'amplitude du signal mesuré en fonction du nombre de périodes sur la fenêtre d'acquisition pour un échantillon de carbone à la température de 425°C. Le nombre de périodes est déduit du rapport de la fréquence d'acquisition et de la fréquence de modulation. Cette figure montre que pour un nombre de périodes étudiées inférieur à 5, l'amplitude du signal est sous-estimée. Il est donc nécessaire de travailler sur des durées d'acquisition correspondant à au moins 5 périodes du signal modulé. Ce délai permet de déterminer la résolution temporelle de la mesure sans considération de la durée du traitement des données.

Dans le cadre de nos expériences nous faisons l'hypothèse que la température de surface du matériau est constante sur cette période d'acquisition. Il faut donc trouver un compromis entre une fréquence de modulation qui permet d'avoir une composante modulée du signal suffisamment importante pour être détectée tout en permettant une résolution temporelle adaptée à nos conditions expérimentales, et une fréquence d'acquisition de la caméra qui permettent de respecter le théorème de Shannon.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

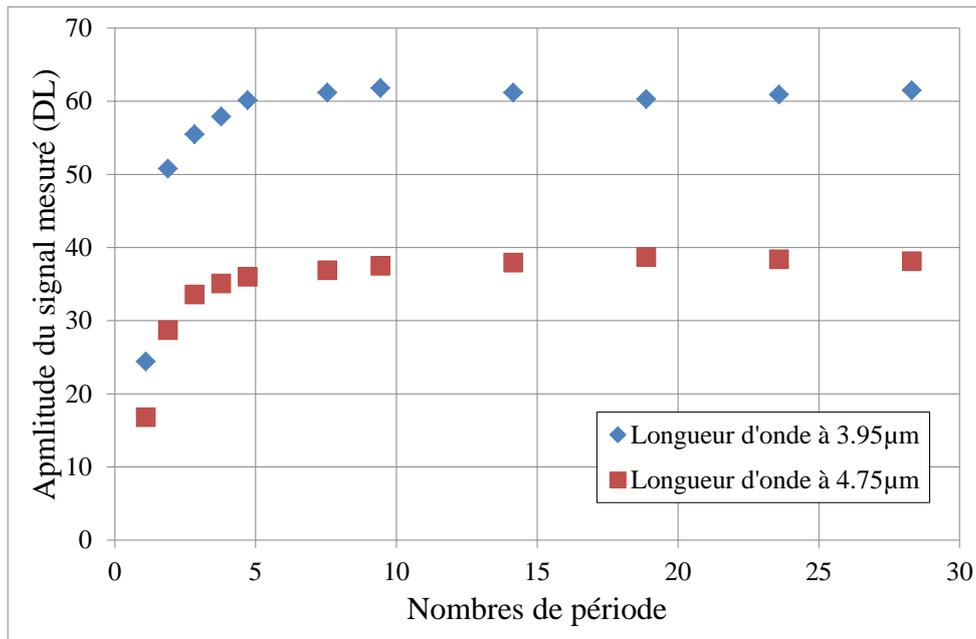


Figure IV-15. Amplitude du signal mesuré en fonction du nombre de périodes du signal acquises pour un échantillon de carbone à la température de 425°C, fréquence de modulation 17Hz, fréquence d'acquisition 350Hz.

Ce paragraphe a présenté le traitement du signal effectué sur l'évolution temporelle du signal pour chaque pixel de la caméra aux deux longueurs d'onde de détection afin de mesurer l'amplitude de la composante modulée du signal. Le paragraphe suivant présente les résultats obtenus pour des mesures de température de surface par pyrométrie active modulée sur des échantillons de carbone et de tungstène.

2.2 Mesures de la température de surface en 2 dimensions.

En effectuant une transformée de Fourier discrète pour chaque pixel de la caméra, il est donc possible de construire une image en amplitude de modulation pour chacun des pixels et chaque longueur d'onde. La Figure IV-16 présente l'image pour un échantillon en carbone à la température de 425°C. Le dépôt de l'énergie par le laser est représenté par le cercle rouge. L'analyse du signal mesuré au cours du temps n'a d'intérêt que sur la zone où la température est modulée par le faisceau laser, le reste de la scène thermique étant à une température constante. La zone où la modulation de la température de surface est effectuée est bien délimitée et permet donc de réaliser une mesure de température en 2D par pyrométrie active modulée.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

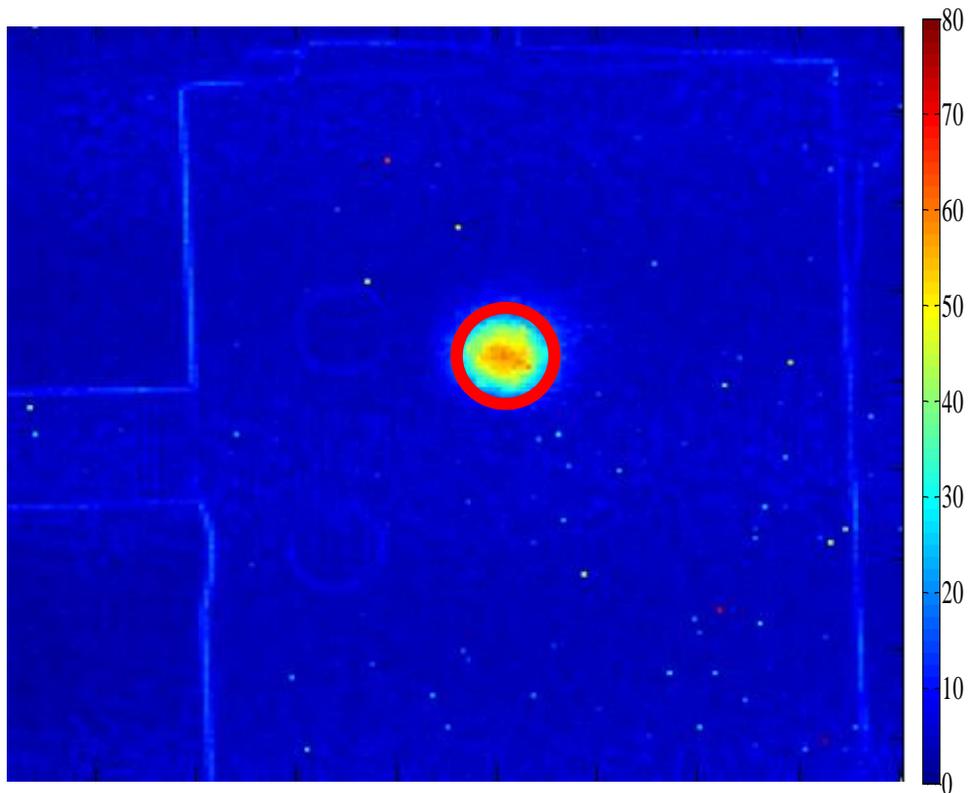


Figure IV-16. Image avec l'amplitude en DL de la modulation à 17Hz pour chaque pixel exprimée en DL, échantillon en carbone à la température de 425°C, à la longueur d'onde de 3.95µm. Le faisceau laser est représentée par le cercle rouge.

Dans ces expériences, le profil de l'amplitude maximale atteinte à 17Hz présente un profil gaussien tout comme le profil spatial du faisceau laser utilisé. Une représentation 3D du profil (cf. Figure IV-17) met en évidence que la variation de signal est uniquement observée sur la zone de dépôt d'énergie, sur le reste de l'image la variation est presque nulle, les pics observés sont le résultat de « bad pixels ». L'identification des « bad pixels » est effectuée devant un corps noir. Le signal moyen est calculé sur l'ensemble des pixels de la caméra et tout pixel dont le signal présente un écart supérieur à 20% avec la valeur moyenne est considéré comme un « bad pixel ».

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

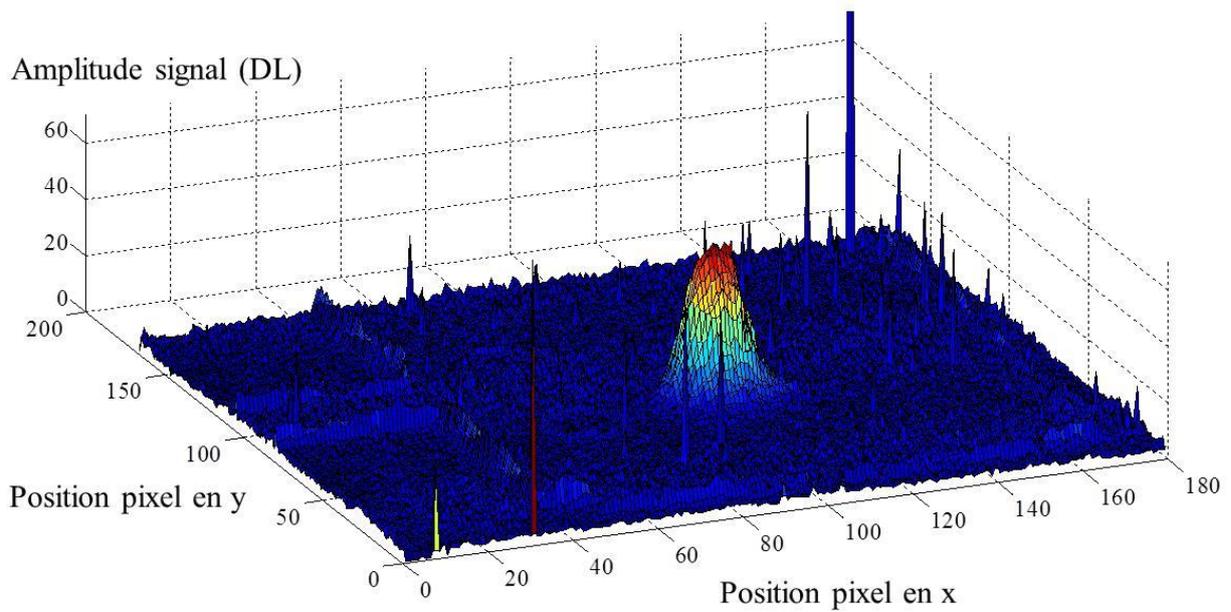


Figure IV-17. Image 3D de l'amplitude de la modulation à 17Hz pour chaque pixel exprimée en DL, échantillon en carbone à la température de 425°C, à la longueur d'onde de 3.95µm.

Pour effectuer le rapport des signaux aux deux longueurs d'onde, et éliminer la composante temporelle, il suffit alors d'effectuer le rapport des deux images obtenues. Il convient cependant de rappeler que les deux matrices de pixels sont décalées d'un quart de pixel dans le sens de la diagonale. Pour chaque pixel le rapport est le rapport moyen avec les 4 pixels recouvert par ce pixel, exception faite des pixels situées en bordure de fenêtre (cf. Figure IV-18). L'erreur faite sur ce rapport est prise en considération lors du calcul d'incertitude sur la mesure de température.

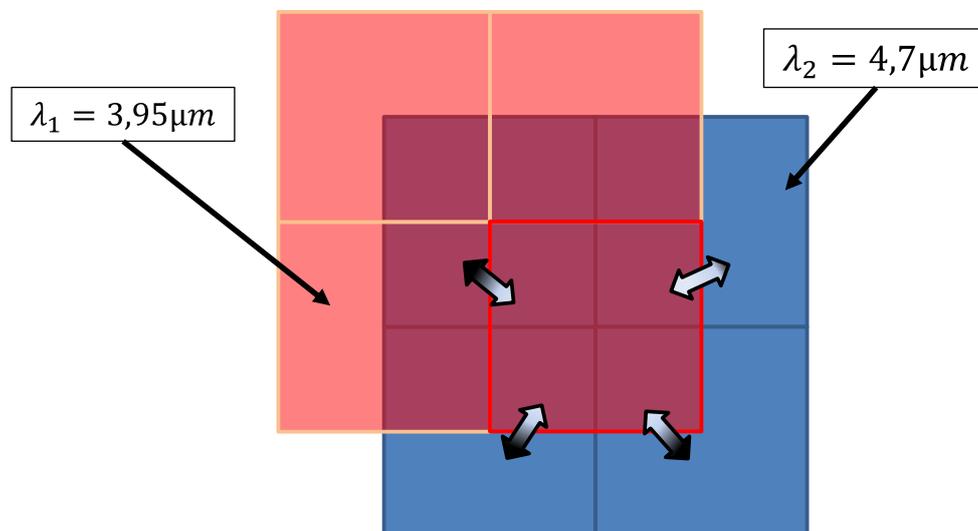


Figure IV-18. Schéma de la disposition des deux matrices de pixel pour le calcul du rapport des signaux.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

Comme pour la méthode impulsionnelle, le rapport des signaux s'effectue en considérant l'amplitude mesurée à la plus courte longueur d'onde sur l'amplitude mesurée à la plus grande longueur d'onde. Ainsi, une image en 2 dimensions présentant le rapport des amplitudes des signaux est construite (cf. Figure IV-19). La zone d'intérêt pour la mesure par pyrométrie active modulée reste toujours la zone où l'énergie laser est déposée.

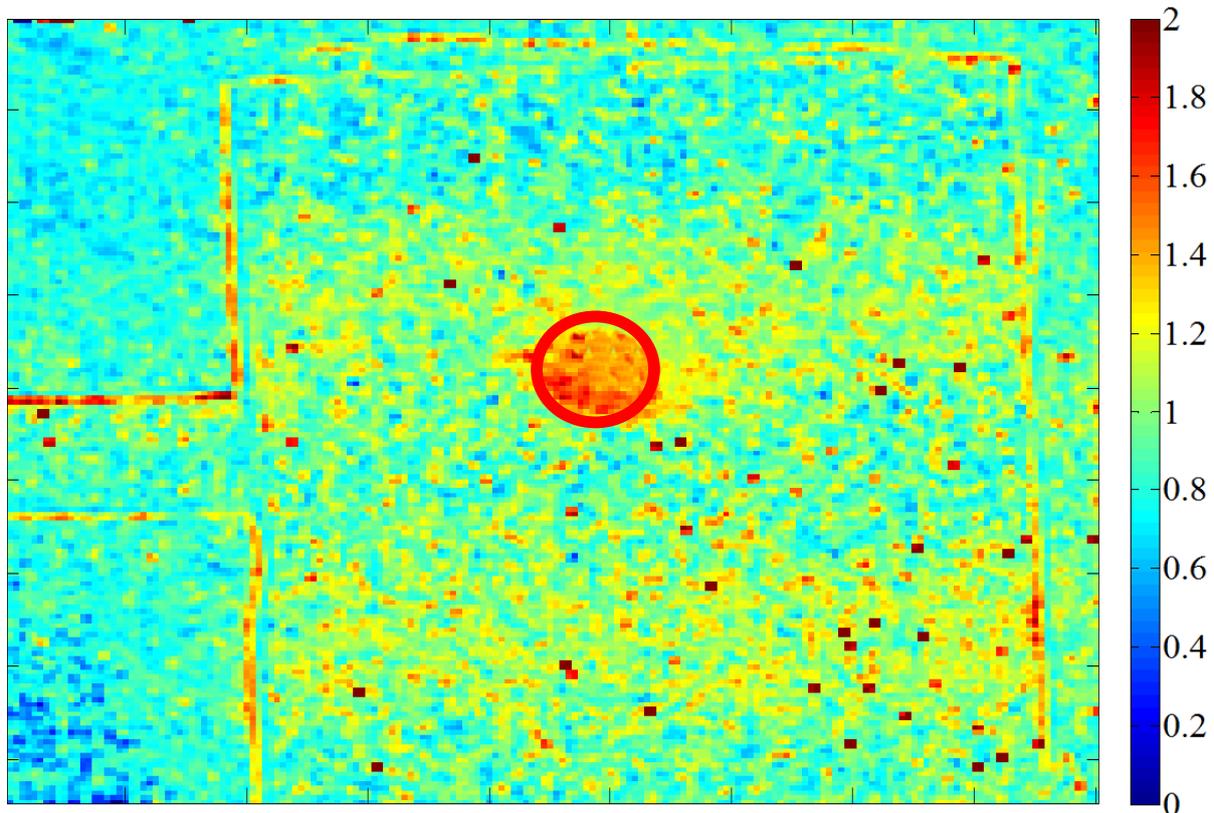


Figure IV-19. Image du rapport des amplitudes de signaux, échantillon en carbone à la température de 425°C avec une fréquence de modulation à 17Hz, une fréquence d'acquisition de 350Hz, et un temps d'intégration de 500µs.

A partir de l'image présentant le rapport des signaux, il est possible de déterminer la température par pyrométrie active modulée, en appliquant comme pour la pyrométrie active impulsionnelle l'expression suivante :

$$T_0 = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left(\frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}} \frac{1}{K} \frac{\varepsilon'_{\lambda_2}}{\varepsilon'_{\lambda_1}} \left[\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right]^6 \right)} \quad (\text{IV-12})$$

où K représente la réponse de la caméra déterminée par étalonnage au temps d'intégration utilisé.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

Dans le cadre de nos expériences, nous n'avons aucune information a priori sur la valeur de l'émissivité aux deux longueurs d'onde. Nous faisons donc l'hypothèse que le rapport des émissivités aux deux longueurs d'onde de détection est égal à 1. Il est donc possible de déterminer la température de la surface du matériau vue pour chaque pixel et de reconstruire une image de la scène thermique. La Figure IV-20 présente l'image reconstruite pour un échantillon de carbone à la température de 425°C. La température mesurée sur la surface où l'énergie laser est déposée apparaît homogène. La taille de la surface sur laquelle la température est mesurée est fixée par la surface couverte par la source excitatrice, dans notre cas c'est le diamètre du faisceau laser qui détermine la dimension de la surface étudiée.

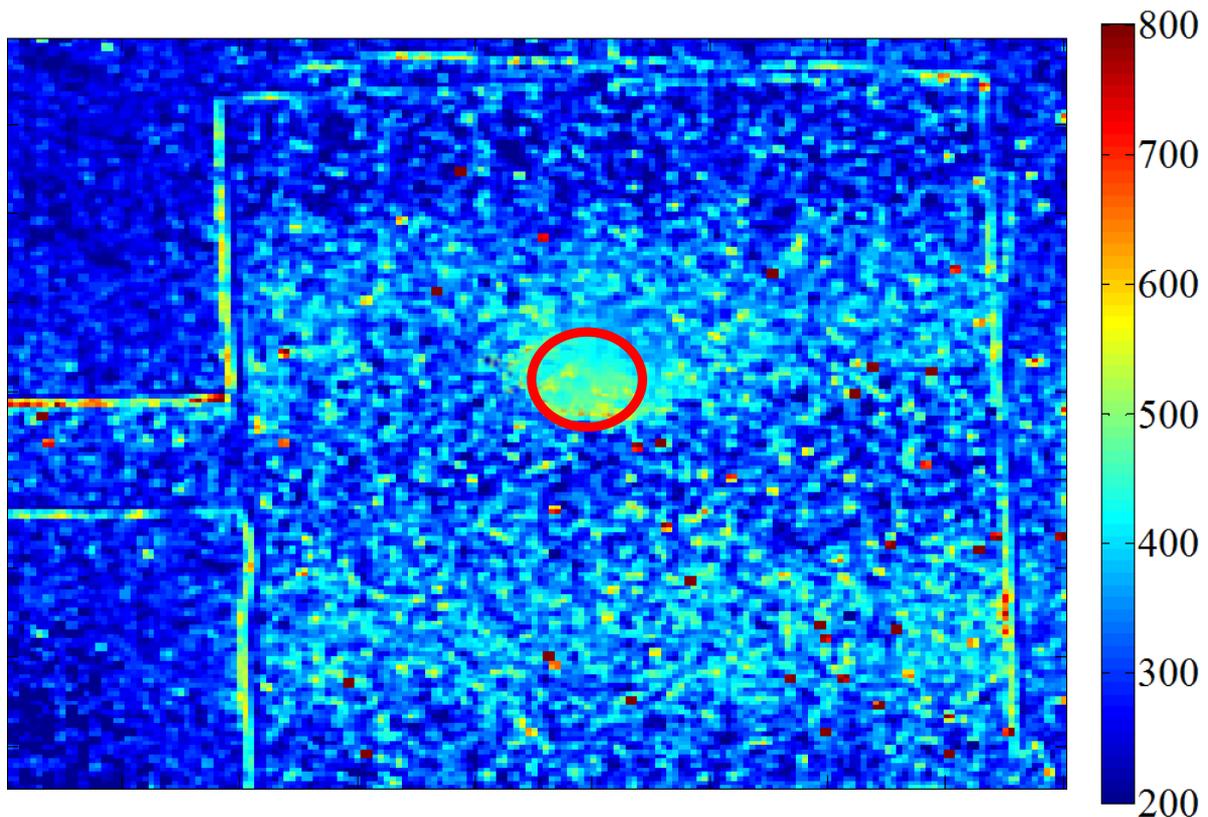


Figure IV-20. Image de la température mesurée exprimée en °C par pyrométrie active modulée pour un échantillon en carbone à la température de 425°C avec une fréquence de modulation de 17Hz, une fréquence d'acquisition de 350Hz et un temps d'intégration de 500µs.

Tout l'intérêt de la pyrométrie active modulée utilisant une caméra bicolore est de maîtriser le diamètre du faisceau laser particulièrement pour mesurer des gradients de température sur une surface donnée.

2.3 Calibration

Avant de réaliser les mesures de température sur les échantillons de carbone et de tungstène, il est nécessaire d'effectuer une calibration de la caméra bicolore devant un corps

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

noir. Cette calibration est effectuée pour chaque temps d'intégration enregistré dans la caméra afin de déterminer son gain et son offset. Cette calibration doit permettre de convertir le signal mesuré en digital level (DL) en luminance émise par le corps noir. La caméra bicolore possède un fonctionnement optimal pour un signal mesuré compris entre 4000 et 11000 DL. La calibration a été effectuée dans les mêmes conditions expérimentales que les mesures de température. Cette calibration permet de déterminer la réponse de l'ensemble de la chaîne optique. Pour cela, la caméra a été positionnée à la même distance du corps noir que la cible et le hublot saphir de l'enceinte à vide a aussi été positionné entre l'objectif et le corps noir. Dans le cadre d'une application tokamak, où la caméra est utilisée avec un endoscope (système complexe de guidage optique), la détermination de la transmission de la chaîne optique s'effectue en deux parties. Une calibration de la chaîne optique en laboratoire, au préalable, et une vérification avec un corps noir de référence, lors des arrêts de la machine, in situ, des premiers éléments optiques qui voient le plasma [Gil 2009].

Dans le cadre de nos expériences, quatre temps d'intégrations ont été utilisés. La Figure IV-21 présente la courbe de calibration pour les deux longueurs d'onde de détection pour le temps d'intégration de 1000 μ s. Le gain et l'offset sont déterminés en effectuant un ajustement par une régression linéaire. Le gain, représentant la réponse du détecteur à un flux collecté, est obtenu avec le coefficient directeur de la droite et l'offset qui représente le signal en sortie du détecteur en absence de flux collecté, est obtenu avec l'ordonnée à l'origine de la droite.

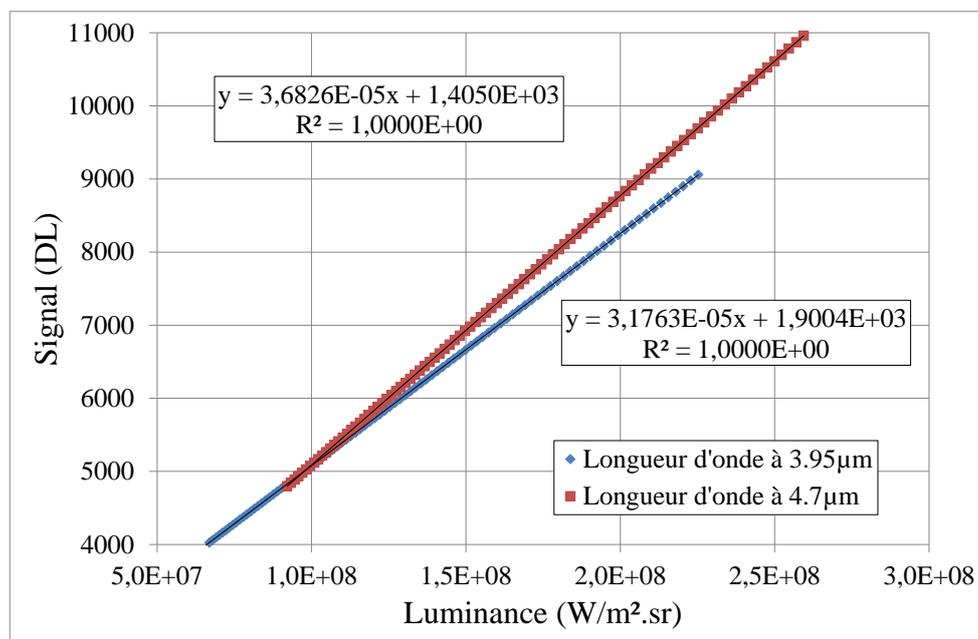


Figure IV-21. Courbe de calibration des deux longueurs d'onde de détection pour un temps d'intégration de 1000 μ s.

Le gain et l'offset sont déterminés de la même manière pour les autres temps d'intégration. La Tableau IV-2 présente les résultats obtenus pour les autres temps d'intégrations.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

| Temps intégration | Gain λ_1 | Gain λ_2 | Offset λ_1 | Offset λ_2 | R^2 |
|-------------------|------------------------|------------------------|--------------------|--------------------|-------|
| 2500 μ s | $8,1731 \cdot 10^{-5}$ | $8,8758 \cdot 10^{-5}$ | $2,890 \cdot 10^3$ | $3,261 \cdot 10^3$ | 1 |
| 1000 μ s | $3,1563 \cdot 10^{-5}$ | $3,6826 \cdot 10^{-5}$ | $1,900 \cdot 10^3$ | $1,405 \cdot 10^3$ | 1 |
| 500 μ s | $1,5390 \cdot 10^{-5}$ | $1,8280 \cdot 10^{-5}$ | $1,485 \cdot 10^3$ | $9,850 \cdot 10^2$ | 1 |
| 200 μ s | $5,7209 \cdot 10^{-6}$ | $7,1300 \cdot 10^{-6}$ | $1,305 \cdot 10^3$ | $7,770 \cdot 10^2$ | 1 |

Tableau IV-2. Gain et offset mesurés pour les différents temps d'intégration aux deux longueurs d'onde de détection.

Pour chacun des temps d'intégration, le coefficient de détermination R^2 présenté dans le Tableau IV-2 est égal à 1, par conséquent l'incertitude sur la courbe de calibration ne sera pas considérée par la suite.

Dans le cadre de la pyrométrie active, c'est le gain à chaque longueur d'onde qui va être utilisé. En effet le signal généré à une longueur d'onde peut s'exprimer :

$$S_\lambda(t) = A_\lambda \cdot (\varepsilon \cdot L_\lambda^0(T_0 + \Delta T_0 + \Delta T_1 \exp(2\pi ift))) + B_\lambda \quad (\text{IV-13})$$

où A_λ et B_λ représentent respectivement le gain et l'offset de la mesure.

La composante temporelle du signal, c'est-à-dire la variation de température modulée n'est proportionnelle qu'au gain. Dans ce cas, la constante K de l'expression (IV-12) est égale au rapport des gains aux deux longueurs d'onde. Cette calibration permet donc de tracer la courbe qui exprime le rapport des signaux en fonction de la température de la surface de l'échantillon étudiée en faisant l'hypothèse d'un rapport d'émissivité égal à 1. La Figure IV-22 présente l'évolution du rapport des signaux en fonction de la température de l'échantillon. Par ailleurs, travailler avec un temps d'intégration différent est équivalent à utiliser un jeu de détecteurs différent. En conséquence, pour chaque temps d'intégration une courbe similaire à la Figure IV-22 est construite. Cette courbe montre d'ailleurs que la sensibilité du rapport à la température (pente de la courbe) diminue lorsque la température de l'échantillon augmente. Ce phénomène est dû aux longueurs d'onde de détection, qui sont imposées par le détecteur de la caméra bicolore et plutôt optimisée pour les basses températures.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

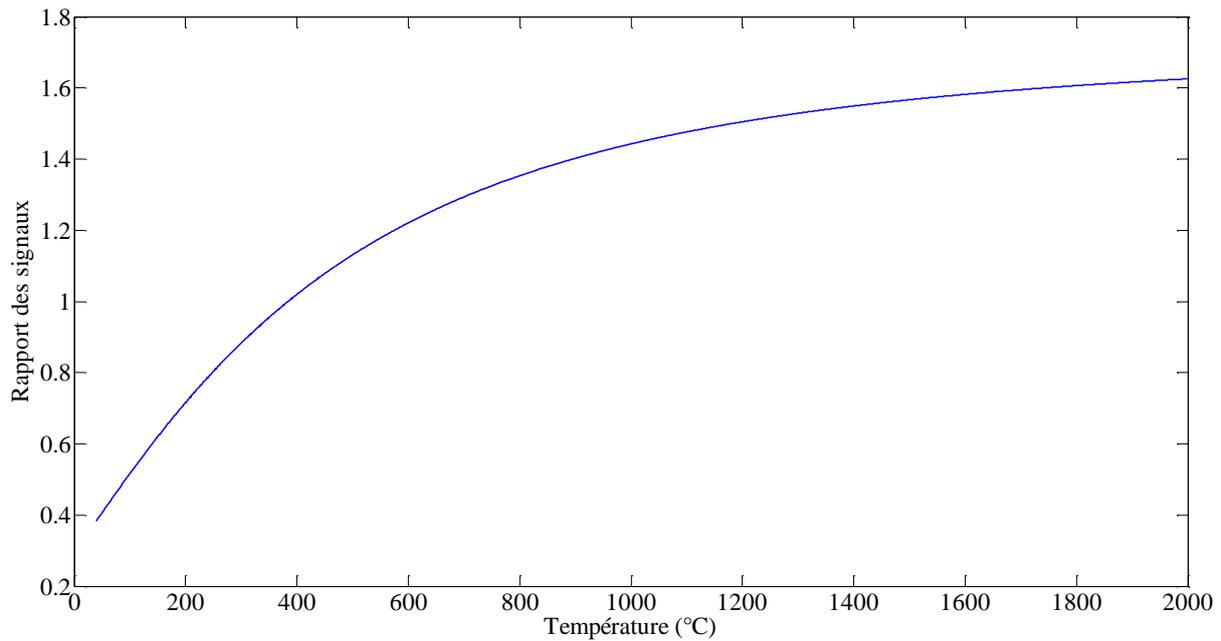


Figure IV-22. Rapport des amplitudes à la fréquence fondamentale en fonction de la température de l'échantillon pour un temps d'intégration de 1000µs.

L'étude de la composante continue du signal permet de réaliser à la fois deux mesures monochromatiques et une mesure bichromatique en effectuant le rapport des signaux. Dans ces deux cas, il est nécessaire de soustraire l'offset aux signaux mesurés.

2.4 Résultats expérimentaux

Les mesures de température sont réalisées sur les échantillons de carbone et de tungstène, et sont comparées à la température de référence mesurée par les thermocouples installés sur l'échantillon. Le calcul de la température mesurée par pyrométrie active modulée est effectué en utilisant les calibrations préalablement présentées. Comme pour la pyrométrie impulsionnelle, l'échantillon de carbone a surtout été utilisé pour prendre en main le banc expérimental. Par la suite l'échantillon de tungstène de faible émissivité a permis de démontrer que la mesure de température par pyrométrie active modulée était bien indépendante du flux réfléchi sur la gamme de 300 à 700°C. Dans l'ensemble des résultats expérimentaux, sauf mention contraire, les mesures ont été réalisées avec une fréquence d'acquisition de la caméra à 350Hz, et une modulation du laser à une puissance nominale de 4.5W de 17Hz.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

2.4.1 Détermination de l'incertitude sur la mesure de température par pyrométrie active modulée

Pour chaque température d'échantillon mesurée, la température est calculée en considérant le signal moyenné sur les 8 pixels adjacents au pixel situé au centre du faisceau laser et cela aux deux longueurs d'onde de détection. L'incertitude sur le signal mesuré à une longueur d'onde est déterminée à partir de l'écart-type sur la moyenne des neuf pixels. L'incertitude $u(r)$ du rapport des signaux est obtenue en appliquant la loi de propagation des incertitudes. Une incertitude de 10% est toujours considérée sur le rapport d'émissivité. En sachant que l'incertitude sur la calibration n'est pas considérée dans le cas de la méthode de pyrométrie active modulée, l'expression de l'incertitude sur la température mesurée est [Le Niliot 2013], où f est la fonction définie en (IV-12) :

$$\frac{u(\Delta T_0)}{T_0} = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)^2 \left(\frac{u(r)}{r}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial(\varepsilon'_{\lambda_2}/\varepsilon'_{\lambda_1})}\right)^2 \left(\frac{u(\varepsilon'_{\lambda_2}/\varepsilon'_{\lambda_1})}{\varepsilon'_{\lambda_2}/\varepsilon'_{\lambda_1}}\right)^2} \quad (\text{IV-14})$$

Dans cette dernière équation, le terme $u(\text{grandeur})$ représente l'incertitude type de cette grandeur. Pour chaque température d'échantillon, la température mesurée est la moyenne réalisée sur un ensemble de 25 mesures. L'écart-type sur ces 25 mesures détermine l'incertitude de type A, qui représente l'erreur statistique sur l'ensemble de ces mesures. En considérant l'incertitude de type B, qui tient compte des erreurs sur la mesure des signaux, sur le rapport des signaux déterminé par l'expression (IV-14), l'incertitude sur la température mesurée s'exprime alors comme la somme des incertitudes de type A et les incertitudes de type B :

$$u(\Delta T_0) = \sqrt{(u(\Delta T_{0A}))^2 + (u(\Delta T_{0B}))^2} \quad (\text{IV-15})$$

Chaque température mesurée par pyrométrie active est donc exprimée avec son incertitude de mesure correspondant à $U=k\%u$ avec $k\%$ le facteur d'élargissement choisi. Pour la suite du chapitre, nous prendrons par défaut un facteur d'élargissement de 1.96 qui donne un intervalle de confiance de 95%.

2.4.2 Mesure de température sur l'échantillon en carbone

Dans un premier temps les mesures de température sont effectuées sur un échantillon de carbone pour lequel la gamme de température étudiée s'étend seulement de 300 à 400°C. Avec le carbone, la priorité est principalement de valider le fonctionnement de la caméra et l'alignement du laser sur la cible.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

La Figure IV-23 présente la température mesurée par pyrométrie active en fonction de la température mesurée par les thermocouples installés sur l'échantillon. Cette courbe montre que l'augmentation de la température d'un point de mesure à l'autre est bien mesurée par la méthode de pyrométrie active.

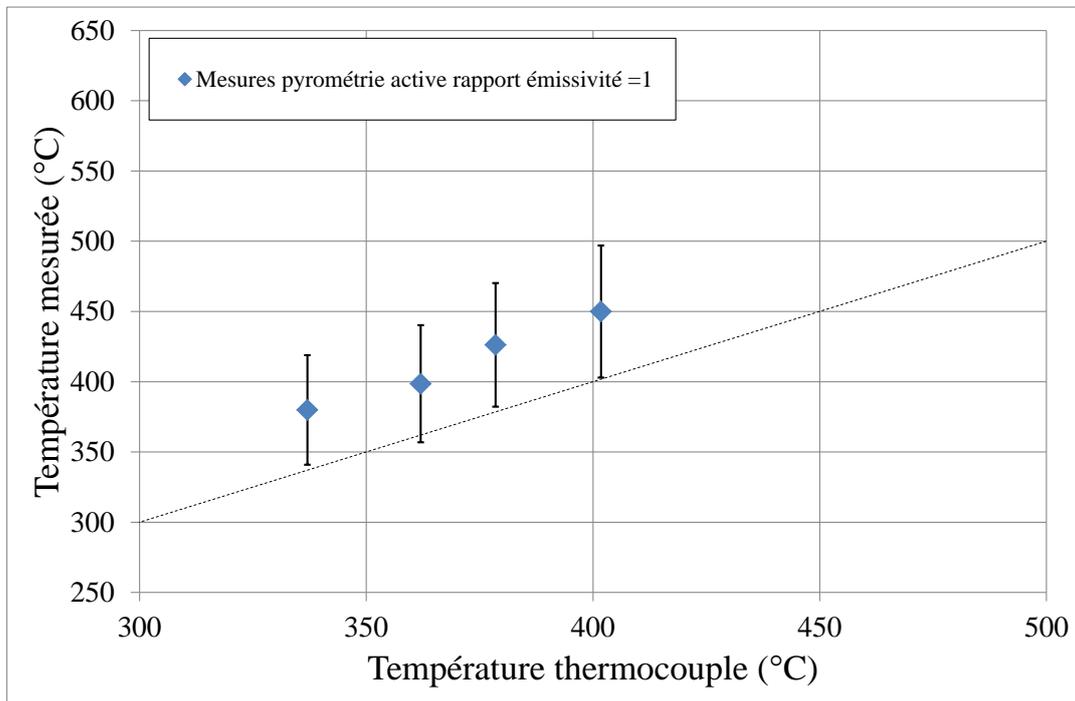


Figure IV-23. Mesures de température pour l'échantillon de carbone par pyrométrie active modulée en considérant un rapport d'émissivité égal à 1, $k_{95\%}=1.96$.

Une surestimation de la température de surface d'une quarantaine de degrés est observée pour les quatre points de mesures. En absence de connaissance sur la valeur de l'émissivité, les calculs de températures ont été effectuée en faisant l'hypothèse d'un rapport égal à 1 et indépendant de la température de l'échantillon. Cette hypothèse nous affranchit de la valeur de l'émissivité aux deux longueurs d'onde de détection. Le rapport d'émissivité est considéré avec une erreur relative de 10%. L'utilisation de la température de référence mesurée par les thermocouples permet de calculer une valeur de l'émissivité par ajustement des mesures monochromatiques réalisées sur l'échantillon. Sur la gamme de température étudiée, l'émissivité à la longueur d'onde de $3.95\mu\text{m}$ est de 0.71 et de 0.66 à la longueur d'onde de $4.7\mu\text{m}$. Ainsi le rapport d'émissivité est de 1.08 sur la gamme entre 300 et 400°C. L'utilisation du rapport d'émissivité ainsi déterminé permet d'avoir une température mesurée par pyrométrie active avec un écart compris entre 5 et 10°C avec la température de référence. De même, la barre d'incertitude a été réduite car dans ce cas-là la mesure est effectuée avec un rapport d'émissivité connue.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

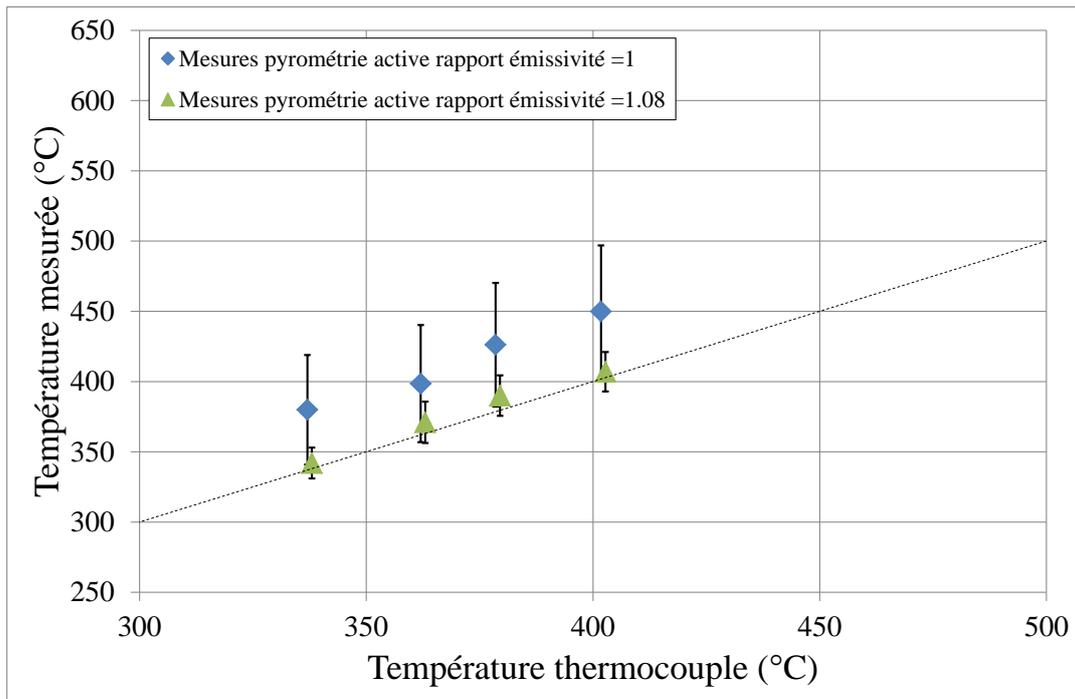


Figure IV-24. Mesures de température pour l'échantillon de carbone par pyrométrie active modulée en considérant un rapport d'émissivité égal à 1 et un rapport d'émissivité égal à 1.08, $k_{95\%}=1.96$.

Les premiers résultats obtenus avec l'échantillon en carbone montrent que la pyrométrie active permet de mesurer des températures avec une erreur inférieure à 5% sur la température mesurée pour des matériaux d'émissivité élevée. Pour la suite, nous allons travailler avec un échantillon métallique en tungstène de faible émissivité (~ 0.2) qui va nous permettre de créer un flux réfléchi et de démontrer que la méthode de mesure de température de surface par pyrométrie active modulée est bien indépendante de ce flux réfléchi.

2.4.3 Mesure de température sur l'échantillon en tungstène

Les mesures de température sont effectuées sur un échantillon en tungstène qui sera utilisé pour réaliser les composants face au plasma dans les tokamaks. Comme précédemment, les températures sont mesurées avec une hypothèse d'un rapport d'émissivité toujours égal à 1. La Figure IV-25 présente la température mesurée par pyrométrie active modulée sur la gamme de température de 300°C à 700°C. Cette figure montre que la pyrométrie active permet de suivre l'évolution en température du matériau. La surestimation comprise entre 50 et 60°C, observée pour chaque point de mesure, peut ici être attribuée à un rapport d'émissivité différent de 1.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

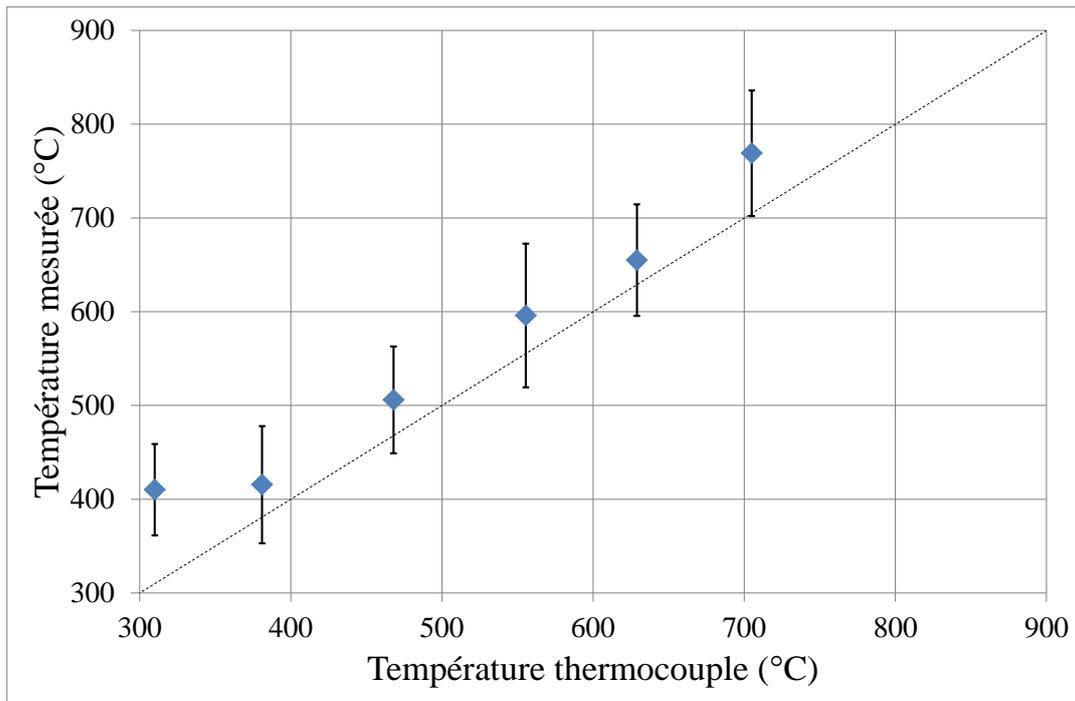


Figure IV-25. Mesures de température pour l'échantillon de tungstène par pyrométrie active modulée en considérant un rapport d'émissivité égal à 1, $k_{95\%}=1.96$.

. Pour vérifier cela, les mesures réalisées par la pyrométrie monochromatique vont nous permettre de déterminer l'évolution de l'émissivité monochromatique en fonction de la température de l'échantillon de tungstène et de déduire la valeur du rapport d'émissivité et son évolution en fonction de la température. Pour déterminer cette émissivité, nous supposons que la température de l'environnement (l'enceinte à vide est à environ 30°C) est faible devant la température de l'échantillon et que par conséquent le flux collecté par la caméra est uniquement une contribution du flux émis par l'échantillon. La Figure IV-26 montre l'évolution de l'émissivité aux deux longueurs d'onde de détection en fonction de la température de l'échantillon. L'émissivité de cet échantillon métallique est comprise entre 0.12 et 0.15. La faible valeur de l'émissivité entraîne qu'une faible variation de la valeur de l'émissivité peut impliquer d'importantes variations sur le rapport d'émissivité. Ainsi la Figure IV-27 montre que le rapport d'émissivité varie entre 1.08 et 1.16 sur la gamme de température de nos expériences.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

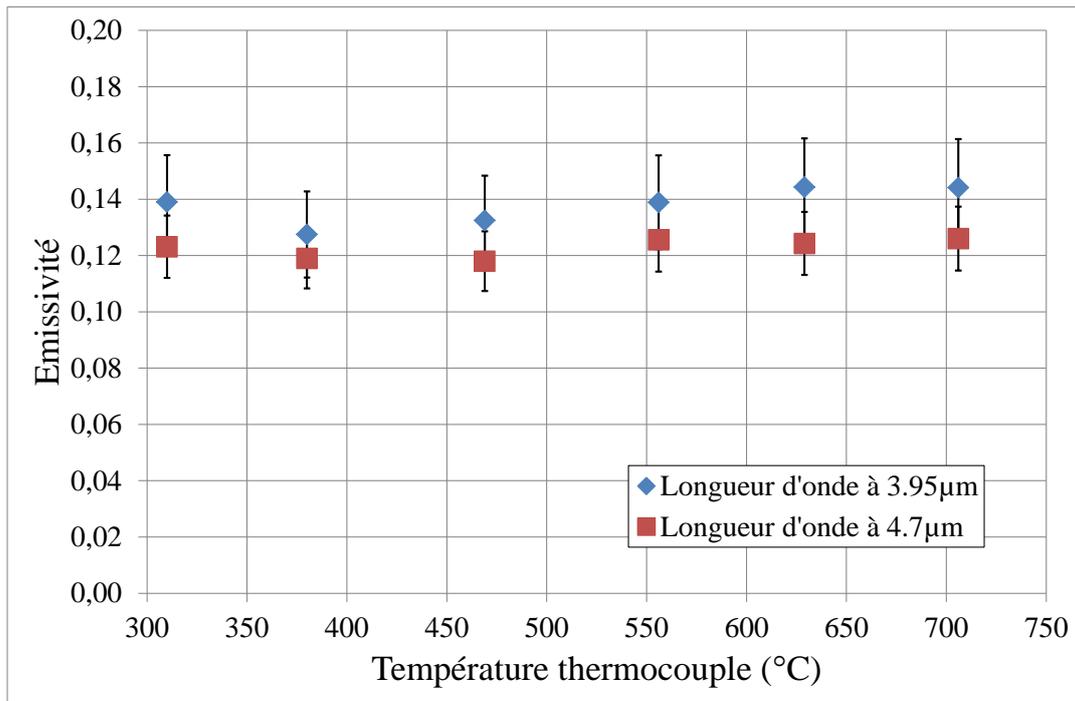


Figure IV-26. Evolution de l'émissivité en fonction de la température aux deux longueurs d'onde de détection pour l'échantillon de tungstène, $k_{95\%}=1.96$.

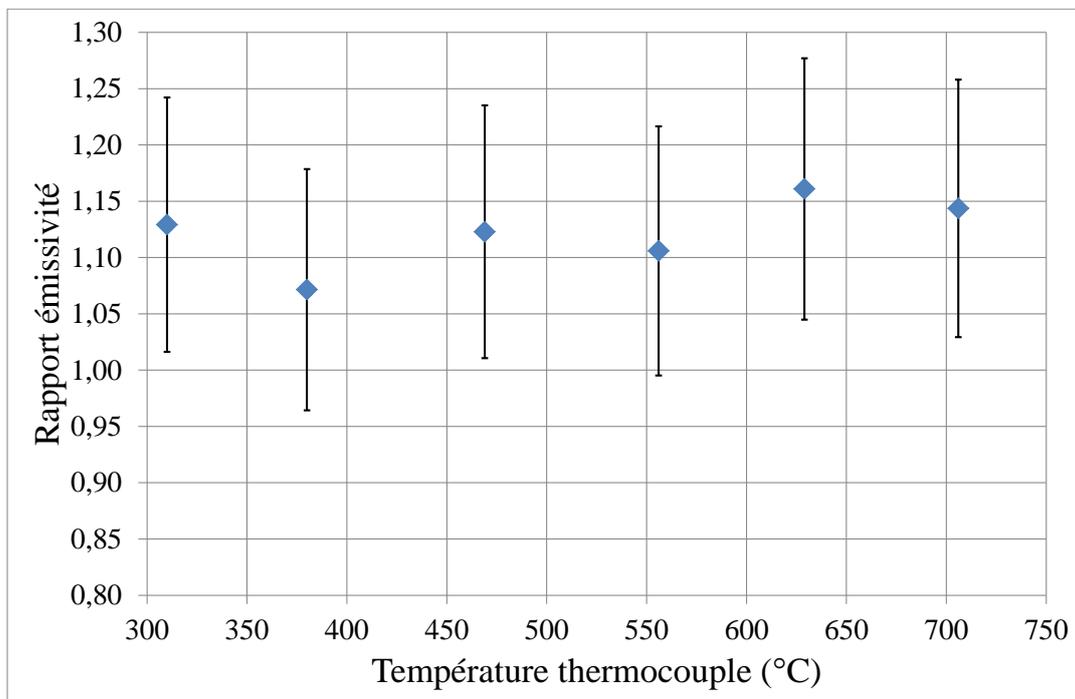


Figure IV-27. Evolution du rapport d'émissivité en fonction de la température aux deux longueurs d'onde de détection pour l'échantillon de tungstène, $k_{95\%}=1.96$.

En utilisant l'information supplémentaire obtenue en calculant le rapport d'émissivité, il est alors possible d'effectuer une correction de la température mesurée par pyrométrie active modulée. La Figure IV-28 compare la température mesurée initialement en supposant le rapport d'émissivité égal à 1 et la température corrigée en considérant le rapport d'émissivité

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

déduit des mesures monochromatiques. Cette correction permet de réduire l'écart de température entre les mesures de pyrométrie active et les températures de référence à une quinzaine de degrés.

Donc la pyrométrie active permet de mesurer des températures de surface de matériaux métalliques dont l'émissivité aux longueurs d'onde de détection est inconnue. Toute information supplémentaire sur la valeur de l'émissivité ou sur le rapport permet de réduire l'écart entre la température mesurée et la température vraie de surface. Dans le cadre d'une application sur tokamak, l'utilisation d'une référence (température connue pour un scénario plasma de référence) peut permettre non seulement un premier ajustement de la valeur du rapport des émissivités mais également un suivi de ce rapport afin d'anticiper ses éventuelles dérives.

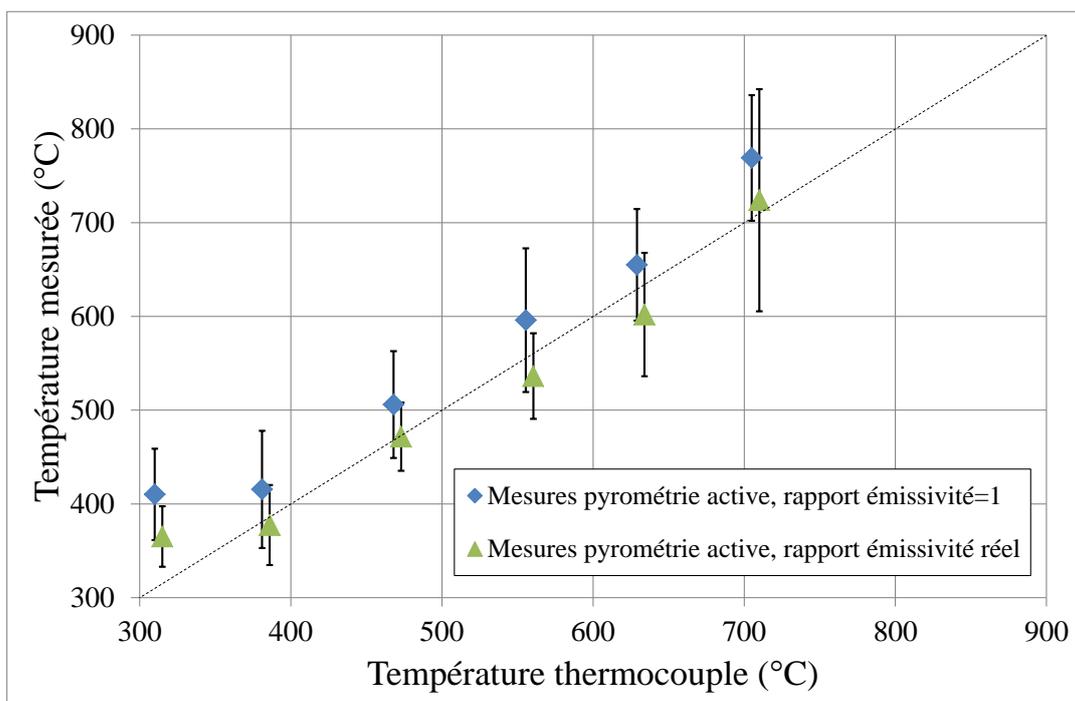


Figure IV-28. Mesures de température pour l'échantillon de carbone par pyrométrie active modulée en considérant un rapport d'émissivité égal à 1 et un rapport d'émissivité réel, $k_{95\%}=1.96$.

Ces expériences ont permis de démontrer que la pyrométrie active permettait de réaliser des mesures de température de surface d'un matériau métallique de faible émissivité. La suite des expériences va être consacrée à la démonstration que cette méthode est bien indépendante de la présence d'un flux réfléchi dans le flux collecté par la caméra bicolore. Dans le cadre de l'expérience, un flux parasite est créé à l'aide d'une lampe infrarouge puis focalisé sur l'échantillon. L'orientation de l'échantillon est choisie de façon à ce que la réflexion soit dirigée vers la caméra bicolore. Avec ce montage expérimental, la caméra bicolore permet de déterminer simultanément une température par pyrométrie active, deux températures par pyrométrie monochromatique et une température par pyrométrie bichromatique. Pour les calculs de température suivants, les émissivités et les rapports d'émissivités calculés précédemment sont conservés. La Figure IV-29 présente une comparaison entre les méthodes

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

de mesures en présence d'un flux parasite. Les mesures réalisées par pyrométrie active restent proches les unes des autres indépendamment de la présence du flux parasite, puisque l'écart entre deux mesures réalisées à la même température d'échantillon n'excède pas 20°C. En revanche les mesures obtenues par pyrométrie monochromatique présentent une surestimation qui va de plus de 120°C pour une température d'échantillon de 300°C à 500°C lorsque la température de l'échantillon est de 700°C. Cette réduction de l'écart s'explique par une diminution de l'écart entre la température de la source infrarouge permettant de créer le flux parasite et la température de l'échantillon.

La mesure de température réalisée par pyrométrie bichromatique présente un écart entre la température mesurée et la température de référence d'autant plus important que la température de l'échantillon est faible. Ainsi pour une température de référence de 300°C la température mesurée par la pyrométrie bichromatique est supérieure à 1000°C. A 700°C de référence la surestimation reste encore supérieure à 200°C. Une telle surestimation est le résultat d'une contribution de flux réfléchi différente entre les deux longueurs d'onde de mesure. La contribution plus importante à une longueur d'onde modifie le rapport des signaux. Pour une température de référence de 480°C, la contribution du flux réfléchi crée une augmentation du signal de 120% sur longueur d'onde la plus courte et de 75% sur la seconde longueur d'onde. Cette différence de contribution engendre une augmentation du rapport d'émissivité de 40% d'où la surestimation de la température mesurée.

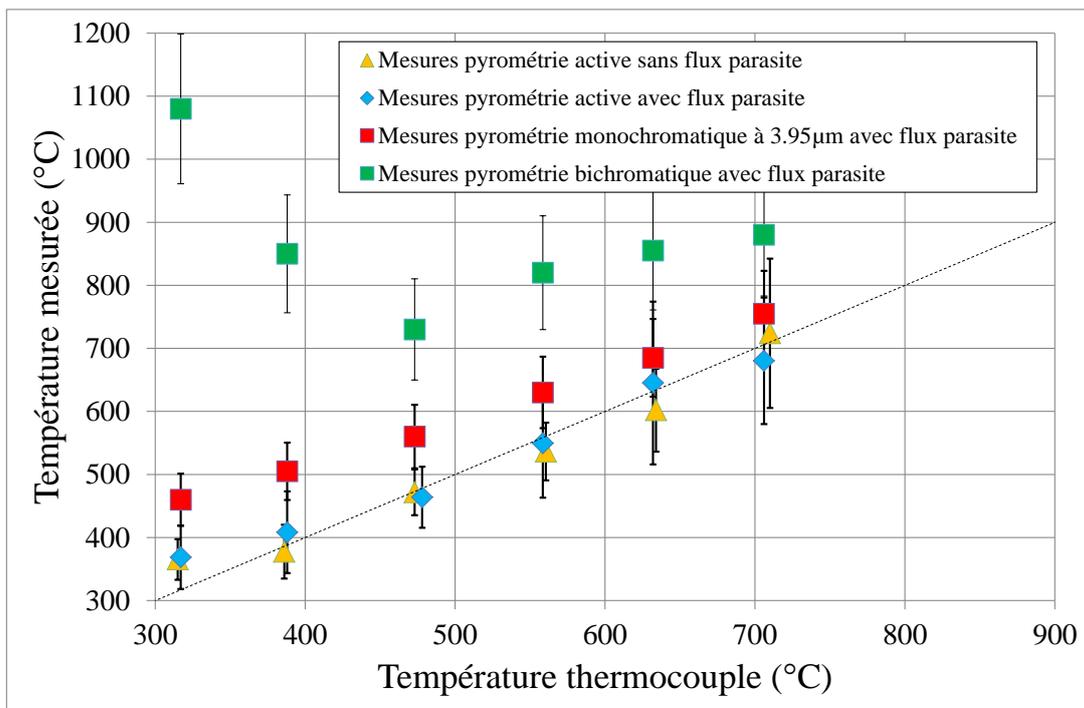


Figure IV-29. Comparaison des mesures de température par pyrométrie active, monochromatique et bichromatique en présence d'un flux parasite sur l'échantillon de tungstène, $k_{95\%}=1.96$.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

Cette comparaison permet de mettre en évidence que la pyrométrie active modulée est bien indépendante du flux réfléchi au contraire des méthodes de pyrométrie classique. De plus la connaissance de l'émissivité n'est pas complètement indispensable. En revanche, la mesure de pyrométrie monochromatique, en plus de surestimer la température, nécessite de connaître l'émissivité de la surface étudiée. La pyrométrie active modulée présente donc un grand intérêt dans le cadre de la mesure de température de surface des composants face au plasma métallique hautement réfléchissant dans un environnement à haute température.

Par la suite, un laser avec une puissance de 60W réglable a pu être utilisé. Ce laser possède lui aussi un profil spatial gaussien, la longueur d'onde de son faisceau est 800nm. Cette puissance supérieure a permis de vérifier que la qualité du signal mesuré était améliorée puisque l'amplitude de la composante modulée augmentait et par conséquent le rapport signal sur bruit aussi. La modulation de cette source laser est réalisée par un shutter interne à la source dont il est possible de régler la fréquence avec précision.

Ainsi des expériences complémentaires ont été réalisées avec ce laser avec un réglage de la puissance nominale à 15W, et un waist de 3mm. Sur le tungstène, ces mesures ont permis de mettre en évidence que le choix de la source excitatrice permettait d'améliorer la qualité des mesures de températures. En effet, la souplesse d'utilisation de la puissance de ce laser nous a permis de créer une variation de température modulée d'environ 6°C contre seulement 1-2°C avec le précédent laser.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

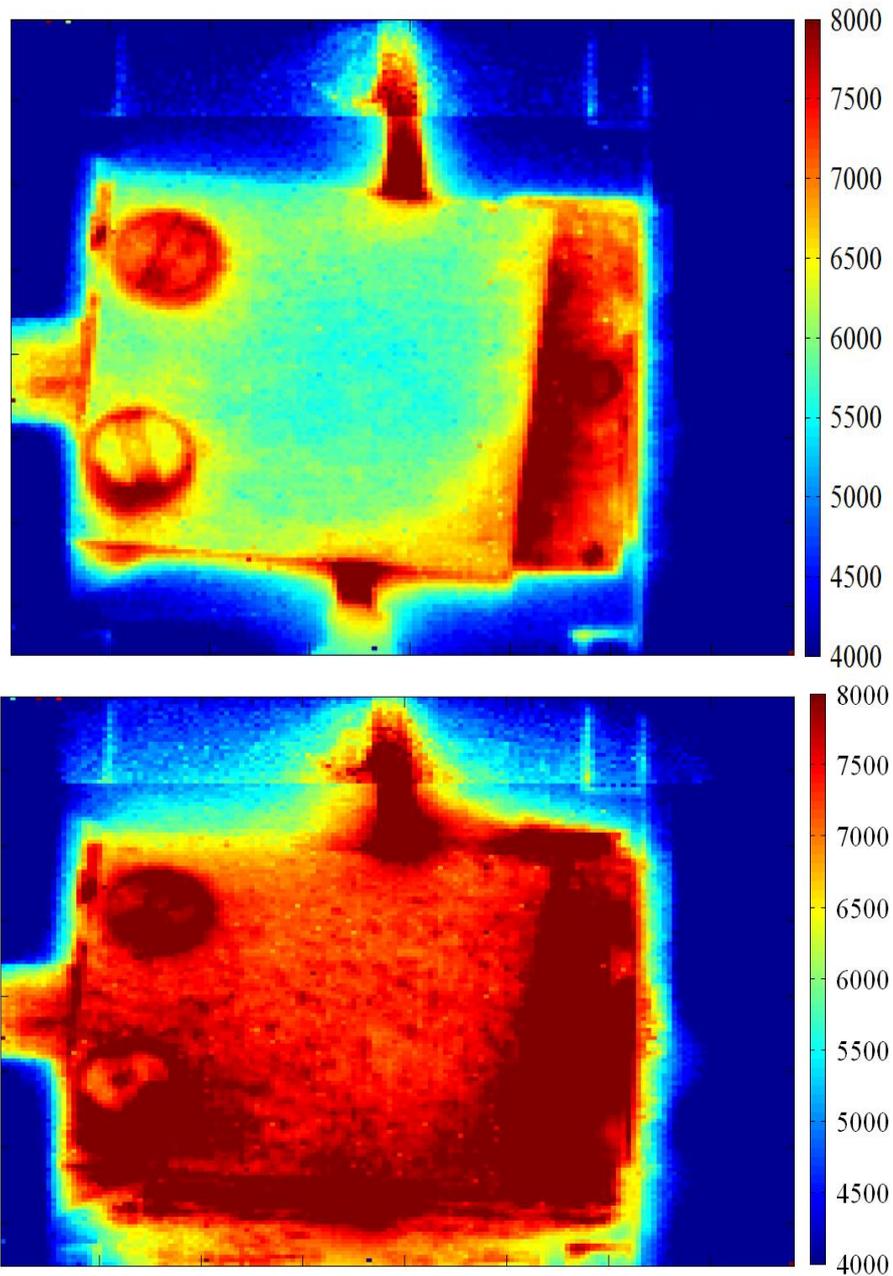


Figure IV-30. Image de l'échantillon de tungstène en absence de flux parasite (en haut) et en présence de flux parasite (en bas), température de référence 650°C, temps d'intégration de 500 μ s, longueur d'onde de 3.95 μ m.

La Figure IV-30 présente les images de l'échantillon de tungstène avec sans flux parasite pour une température de référence de 650°C, ces deux images montrent que le flux collecté par la caméra augmente lorsque le flux parasite est réfléchi par l'échantillon visé. La comparaison de l'évolution temporelle du signal mesurée avec et sans flux parasite (cf. Figure IV-31) témoigne d'une augmentation du signal mesuré dû à la contribution du flux réfléchi dans le flux collecté par la caméra. En pyrométrie classique, cette augmentation du signal engendre une surestimation de la température mesurée.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

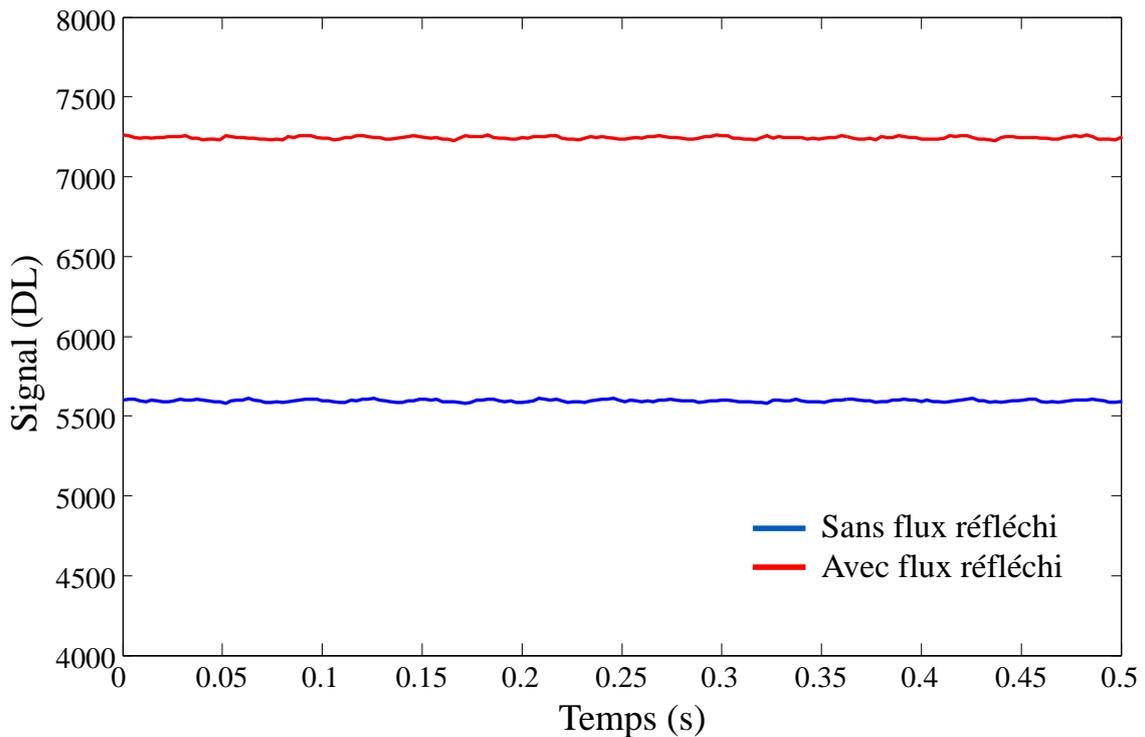


Figure IV-31. Comparaison de l'évolution temporelle du signal mesurée par la caméra bicolore à la longueur d'onde de $3.95\mu\text{m}$ avec et sans flux parasite pour l'échantillon de tungstène à la température de 650°C .

La Figure IV-32 montre que l'amplitude de la modulation reste identique même en présence du flux parasite. Cette figure met en évidence que bien que la composante continue augmente par la présence du flux réfléchi, la composante modulée reste inchangée. Cela confirme que la méthode de pyrométrie active modulée est bien indépendante du flux réfléchi.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

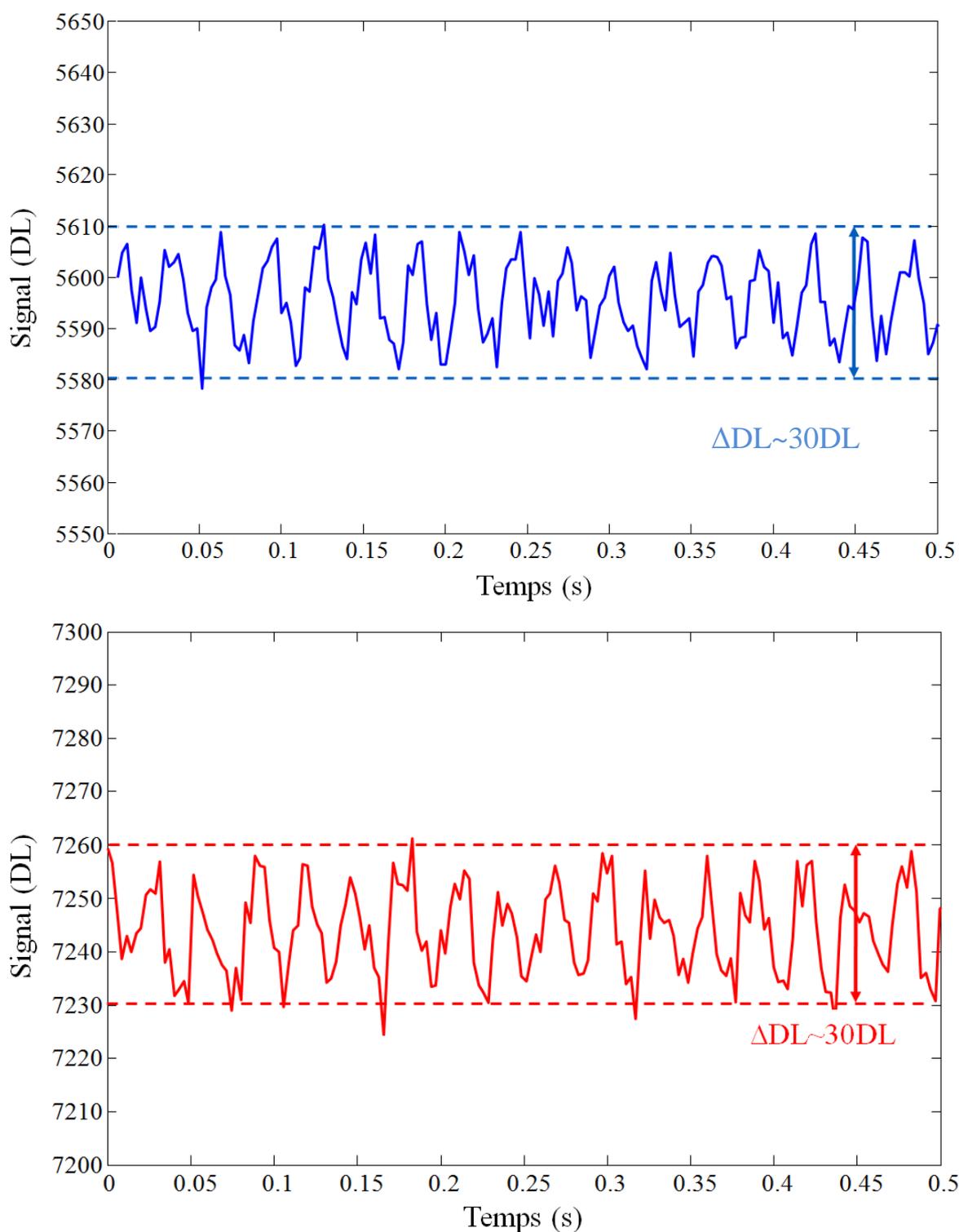


Figure IV-32. Représentation précise de l'évolution temporelle du signal sans flux parasite (en haut) et avec flux parasite (en bas) pour l'échantillon de tungstène à la température de 650°C, fréquence de modulation de 32Hz, longueur d'onde de 3.95 μ m.

En effectuant le calcul de température par pyrométrie active pour chaque pixel de la fenêtre de mesure de la caméra bicolore il est alors possible d'obtenir une image en 2 dimensions de la température de surface de l'échantillon de tungstène étudié. La Figure IV-33

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

présente l'image de la température mesurée par pyrométrie active obtenue pour l'échantillon de tungstène à la température de 650°C. Cette image montre bien la zone où l'énergie du laser est déposée, au centre de l'échantillon. La température mesurée sur la surface du spot laser est de 660°C en considérant un rapport d'émissivité de 1.1, soit 10°C de contraste par rapport à la température de référence.

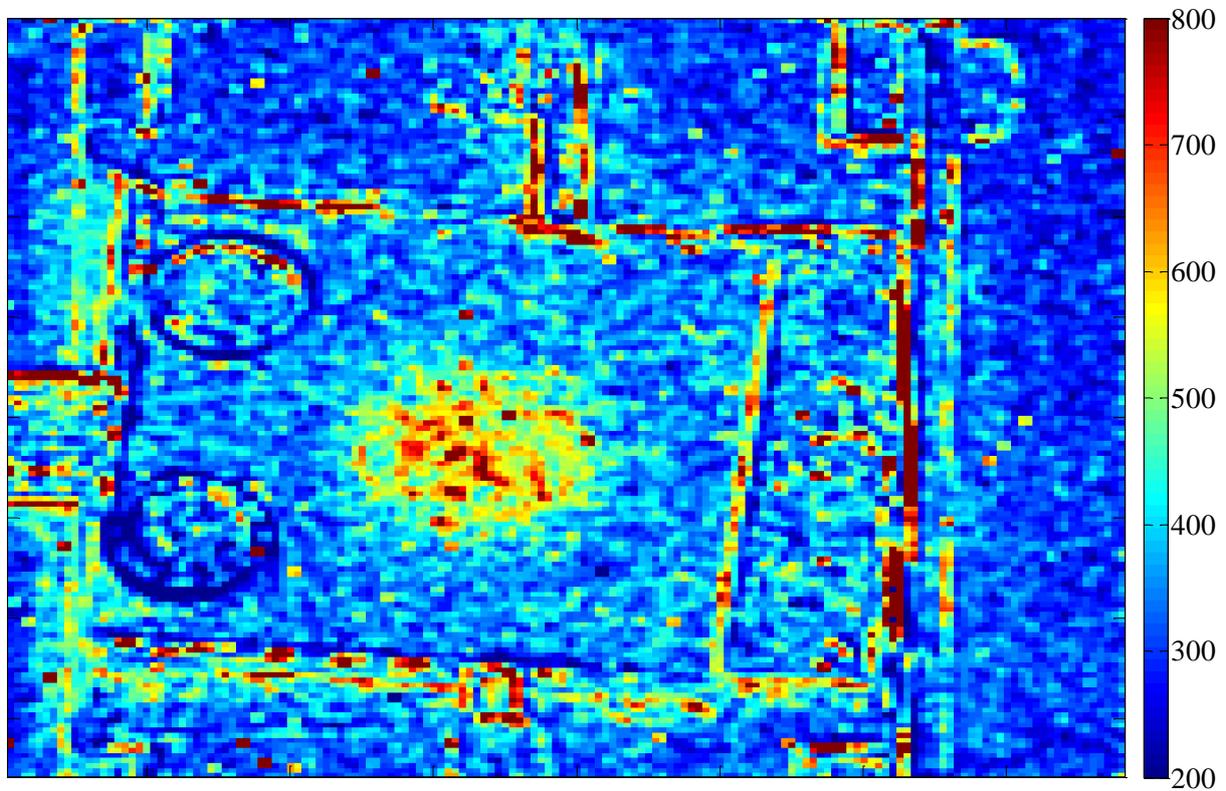


Figure IV-33. Mesure de température en 2 dimensions de l'échantillon de tungstène par pyrométrie active modulée, température de référence de 650°C en présence de flux réfléchi.

Mesure de température de surface 2D par pyrométrie active : méthode modulée

3 Conclusion

Ce chapitre a présenté la pyrométrie active modulée comme une méthode permettant de mesurer une température de surface de matériau métallique de faible émissivité indépendamment de la présence d'un potentiel flux réfléchi. L'intérêt d'utiliser une modulation de la source excitatrice est de créer une variation de température de l'ordre de la milliseconde puis d'être mesurée par la caméra bicolore développée au CEA. La réalisation de mesure en 2D est particulièrement intéressante pour mesurer des surfaces présentant un gradient de température, puisque chaque pixel de la caméra a un rôle similaire à un mono détecteur. Dans nos conditions expérimentales, la résolution spatiale atteinte avec cette caméra bicolore est de 0.3mm à 0.8m de distance entre l'objectif et la surface de l'échantillon. La méthode de pyrométrie active modulée est une méthode complémentaire la méthode de pyrométrie active impulsionnelle. En effet, la mesure 2D rentre dans le cadre d'une surveillance infrarouge de la température de surface pouvant être de grande dimension puisque la surface étudiée est déterminée par le diamètre du faisceau laser mais avec une résolution temporelle grande (milliseconde). Au contraire la pyrométrie active impulsionnelle permet de mesurer dans un délai de temps très court (microseconde) une température ponctuelle pour vérifier la véritable température de point chaud ou bien mettre en place une correction sur des mesure 2D réalisées avec des caméras infrarouges classiques. Ce procédé sera abordé dans le chapitre suivant.





Chapitre V

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

Les méthodes de pyrométrie impulsionnelle et modulée ont été présentées respectivement dans les chapitres III et IV. Pour chacune des deux méthodes, l'indépendance de la mesure avec la présence de flux réfléchi a été vérifiée. Les expériences mises en œuvre dans ce cadre ont été réalisées hors tokamak. L'objectif de ce chapitre est de présenter une application de la méthode de pyrométrie active dans les tokamaks dans le cadre des mesures de température de surface des composants face au plasma. En particulier, un pré-dimensionnement est effectuée pour l'installation de la caméra bicolore dans le cadre d'une mesure de température par pyrométrie active modulée sur le projet WEST [Bucalossi 2014]. Les matériaux utilisés pour les composants face au plasma sont désormais en métal (Tungstène, Béryllium) et présentent des émissivités faibles et variables (typiquement de 0.1 – 0.4) et par conséquent des flux réfléchis potentiellement dominants dans les flux collectés par les systèmes de mesure.

La première partie de ce chapitre détaille comment la mesure de température ponctuelle réalisée par pyrométrie active impulsionnelle permet de corriger un champ de température en deux dimensions mesurée par une caméra IR standard utilisée dans les tokamaks. La seconde partie propose le dimensionnement d'un système de pyrométrie active (laser, modulation, distances, systèmes de mesure...) permettant de réaliser des mesures de température de surface des composants face au plasma en deux dimensions en utilisant la caméra bicolore.

1 Correction d'une image en deux dimensions mesurée par une caméra infrarouge classique

1.1 Présentation de la problématique

L'objectif de cette méthode est de corriger les mesures obtenues avec une caméra infrarouge classique de type CEDIP utilisée sur Tore Supra. Pour cela, il faut rappeler que la mesure ponctuelle de température réalisée par la pyrométrie active impulsionnelle correspond à la température supposée homogène sur la surface du faisceau laser utilisé pour créer la variation de température. Pour notre mesure la caméra qui permettait d'observer la contribution du flux réfléchi est conservée. Cette caméra fonctionne sur la bande [3-5 μ m], elle est équipée d'un filtre étroit λ_c centré à 4 μ m avec une bande passante de 40nm. L'exemple présenté par la suite explique comment il est possible, à partir d'une mesure de température ponctuelle, d'obtenir des informations supplémentaires sur le profil spatial de la température et sur la répartition de la luminance réfléchie par l'élément de la surface étudiée. Pour réaliser cette correction, nous avons plusieurs mesures réalisées à notre disposition (cf. Figure V-1) :

- Une mesure ponctuelle de la température par pyrométrie active avec une résolution spatiale de la taille du faisceau laser. La mesure de température est faite en considérant un rapport d'émissivité égal à 1. Cette mesure est supposée juste et est utilisée comme une mesure de référence.
- Une mesure de la luminance quittant la surface étudiée, d'émissivité estimée égale à ε'_{λ_c} . Cette mesure est réalisée avec une caméra infrarouge classique. La mesure est potentiellement surestimée en raison de la présence d'une luminance supplémentaire $L_{\lambda_c}^{réfléchie}$ venant de l'environnement et réfléchi par la surface dans le flux collecté par la caméra.

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

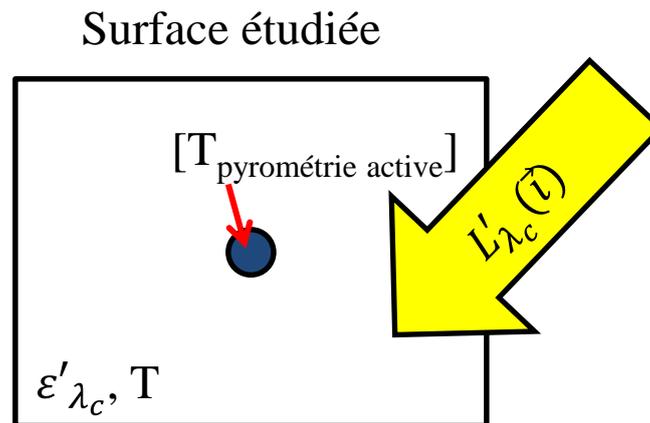


Figure V-1. Schéma des mesures à disposition pour effectuer une correction de la mesure 2D avec $L'_{\lambda_c}(\vec{i})$ la luminance incidente venant de la direction \vec{i} .

Pour réaliser une correction de l'image mesurée par la caméra infrarouge, deux hypothèses sont possibles. Dans le cas des deux hypothèses, comme pour toutes mesures de température réalisées par pyrométrie classique, une estimation de l'émissivité (ϵ'_{λ_c}) doit être utilisée afin d'obtenir une valeur de la température. Ainsi, pour l'ensemble de l'étude, l'émissivité de la surface étudiée est supposée égale à ϵ'_{λ_c} .

La première hypothèse suppose que la température ponctuelle $T_{\text{pyrométrie active}}$ mesurée par pyrométrie active est uniforme sur toute la surface étudiée. Cette hypothèse permet de déterminer la cartographie de la luminance réfléchi sur la surface d'intérêt.

La seconde hypothèse suppose que la luminance réfléchi déduite au point de mesure où la température a été mesurée par pyrométrie est uniforme sur toute la surface d'intérêt observée par la caméra. Cette hypothèse permet de calculer la cartographie de température sur cette surface.

Dans le cadre de nos mesures, la correction est effectuée sur une image obtenue avec la caméra infrarouge de type CEDIP qui possède une matrice de 320x240 pixels. Le temps d'intégration utilisé pour cette mesure est de 400 μ s, la fréquence d'acquisition des trames est fixée à 50Hz. La calibration de la caméra a été effectuée au préalable pour ce temps d'intégration devant un corps noir de référence. L'échantillon étudié est en aluminium brut de laminage. Pour les mesures avec la caméra infrarouge, en absence de flux réfléchi par l'échantillon, l'émissivité est ajustée à 0.18 pour mesurer une température identique à la température de référence mesurée par les thermocouples. Cette valeur d'émissivité est conservée lorsque le flux réfléchi est créé à la surface de l'échantillon. La Figure V-2 présente l'image sur laquelle les corrections vont être effectuées. La zone d'intérêt sur laquelle le travail est effectué est délimitée par le cadre rouge. Cette figure montre un flux venant de la surface étudiée non homogène, cette inhomogénéité peut être due, soit à un flux incident inhomogène, soit à un flux émis inhomogène, ceux sont ces deux hypothèses qui sont considérées par la suite.

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

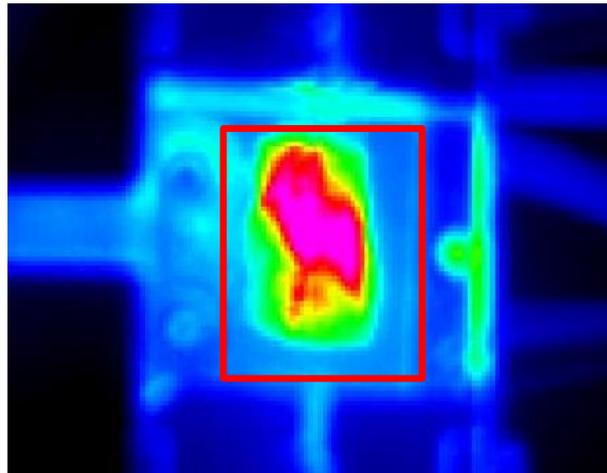


Figure V-2. Image réalisée avec la caméra infrarouge en présence de flux réfléchi, échantillon d'aluminium brut de laminage, temps d'intégration 400 μ s, température de référence 420°C.

L'utilisation de la courbe de calibration permet de convertir les données brutes exprimées en digital level (DL) en température. La Figure V-3 montre une surestimation de la température mesurée de plus de 200°C pour certaines zones alors que la température de référence est de 420°C. Cette surestimation est le résultat de la présence d'un flux réfléchi dans le flux collecté par la caméra. L'objectif est donc de corriger cette image erronée en utilisant la mesure de température réalisée avec la pyrométrie active impulsionnelle.

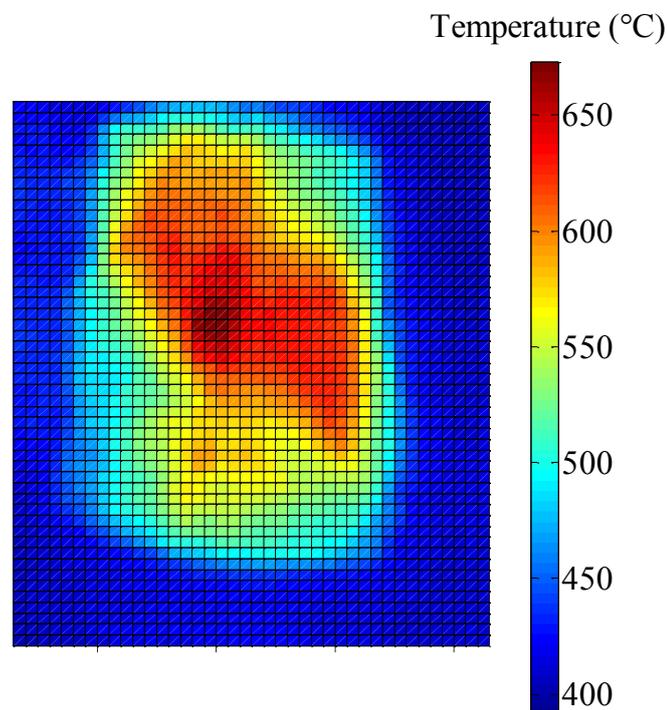


Figure V-3. Conversion en température des données brutes (en DL) à partir de la courbe de calibration, échantillon d'aluminium brut de laminage, temps d'intégration 400 μ s, émissivité estimée 0.18, température de référence 420°C.

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

1.2 Hypothèse d'une température de surface uniforme

La première hypothèse considère une température de surface uniforme sur la zone d'intérêt. Par conséquent la température ponctuelle $T_{\text{pyrométrie active}}$ mesurée au centre de cette surface par pyrométrie active impulsionnelle est supposée identique sur le reste de la surface. Cette hypothèse permet donc de construire la cartographie de la luminance réfléchie la surface d'intérêt.

Pour chaque pixel de la caméra, la luminance reçue à la longueur d'onde de détection de la caméra λ_c peut s'exprimer comme la somme de la luminance émise par la surface à la température $T_{\text{pyrométrie active}}$ plus la luminance venant de l'environnement et réfléchié par la surface visée :

$$L_{\lambda_c}^r = \varepsilon'_{\lambda_c} L_{\lambda_c}^0(T_{\text{pyro active}}) + L_{\lambda_c}^{\text{réfléchié}}(\vec{e}) \quad (\text{V-1})$$

où \vec{e} est la direction d'émission et la direction de réflexion du flux venant de toutes les directions d'incidence, vers la caméra.

Dans notre cas, l'émissivité de la surface à la longueur d'onde de détection de la caméra ε'_{λ_c} est supposée égale à 0.18 La relation entre le signal mesuré devant le corps noir et la luminance exprimée à la température du corps noir est une relation linéaire, par conséquent l'expression du signal mesuré par la caméra en fonction de la luminance collectée est donc de la forme suivante :

$$S_{\lambda_c} = A \times L_{\lambda_c}^r + B \quad (\text{V-2})$$

Où A représente le gain de la caméra et B son offset. A partir de la courbe de calibration, en connaissant la température de la surface, $T_{\text{pyro active}}$ mesurée par pyrométrie active, qui est dans cet exemple-là de 418°C pour une température de référence, mesurée par les thermocouples, de 420°C, il est possible de déterminer la contribution de la luminance réfléchié $L_{\lambda_c}^{\text{réfléchié}}$ sur la mesure de température. Le signal émis exprimé avec la courbe de calibration, en connaissant la température de surface $T_{\text{pyro active}}$, est le suivant :

$$S_{\lambda_c}^{\text{émis}} = A \times \varepsilon'_{\lambda_c} L_{\lambda_c}^0(T_{\text{pyro active}}) + B \quad (\text{V-3})$$

En soustrayant l'expression (V-2) à l'expression (V-3), la luminance réfléchié sur la surface étudiée peut être déduit :

$$L_{\lambda_c}^{\text{réfléchié}} = \frac{S_{\lambda_c} - S_{\lambda_c}^{\text{émis}}(\varepsilon'_{\lambda_c}, T_{\text{pyro active}})}{A} \quad (\text{V-4})$$

En effectuant cette démarche pour chaque pixel de la zone étudiée, il est alors possible de construire une cartographie de la luminance réfléchié par la surface étudiée vers la caméra. La Figure V-4 présente cette cartographie dans le cas de l'échantillon d'aluminium brut de laminage. Cette image met en évidence que la luminance réfléchié n'est pas homogène sur l'ensemble de la surface visualisée. L'intérêt d'une telle cartographie est de connaître le profil spatial en deux dimensions de la luminance réfléchié vers la caméra. Si celle-ci ne varie pas au cours de la mesure, il est alors possible d'appliquer une correction à l'ensemble des images

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

acquises par la caméra rien qu'en effectuant une estimation de l'émissivité de la surface, présente dans l'équation (V-1). L'image ainsi générée joue alors le rôle d'un offset qu'il suffit alors de soustraire aux autres images. L'image corrigée est une image uniforme en température conformément à l'hypothèse de départ. L'intérêt de cette méthode est d'obtenir une cartographie de la luminance réfléchie. L'analyse de cette cartographie permet de démarrer une analyse de l'environnement à l'origine d'une telle cartographie de luminance réfléchie en faisant des hypothèses sur la BRDF (Bidirectional Reflectivity Distribution Function) de la surface.

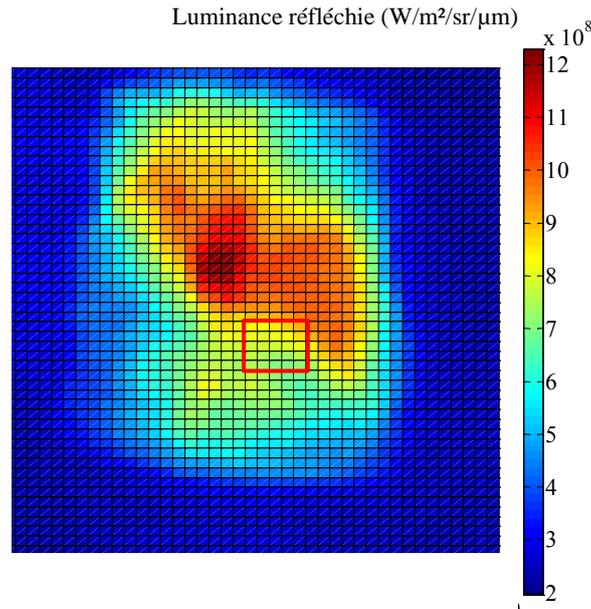


Figure V-4. Cartographie de la luminance réfléchie sur la surface étudiée, échantillon d'aluminium brut de laminage, température de référence 420°C. La zone de mesure par pyrométrie active est encadrée en rouge.

1.3 Hypothèse d'une luminance réfléchie uniforme sur la surface

La seconde méthode utilisée pour effectuer la correction de l'image obtenue suppose que la luminance réfléchie par la surface d'intérêt est uniforme. Cela signifie que la luminance réfléchie qui va être calculée sur la zone où s'effectue la mesure de température par pyrométrie active impulsionnelle, reste la même sur le reste de la surface. Ainsi il est alors possible de déduire la valeur de la température mesurée sur la surface restante où la mesure par pyrométrie active n'a pas été effectuée. Comme pour le cas précédent, il est nécessaire d'avoir une estimation de l'émissivité (toujours supposée uniforme à défaut de la connaître précisément) pour mettre en application la méthode. Pour les pixels où la mesure de température a été effectuée par pyrométrie active le signal $S_{\lambda_c}^*$ s'exprime toujours :

$$S_{\lambda_c}^* = A \times \left(\varepsilon'_{\lambda_c} L_{\lambda_c}^0 (T_{pyro\ active}) + L_{\lambda_c}^{réfléchie} \right) + B \quad (V-5)$$

En connaissant la température $T_{pyro\ active}$ et l'émissivité de la surface, la composante due à la luminance réfléchie sur le signal mesuré sur ces pixels peut être déduite :

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

$$L_{\lambda_c}^{réfléchie} = \frac{(S_{\lambda_c}^* - B - A \times \varepsilon'_{\lambda_c} L_{\lambda_c}^0(T_{pyro\ active}))}{A} \quad (V-6)$$

L'hypothèse d'une luminance réfléchiée uniforme sur toute la surface d'intérêt permet de soustraire aux autres pixels la composante correspondante dans le signal mesuré S_{λ_c} (avec $S_{\lambda_c} \neq S_{\lambda_c}^*$ sauf pour les pixels où la mesure de pyrométrie a été réalisée) :

$$L_{\lambda_c}^0(T) = \frac{S_{\lambda_c} - A \times L_{\lambda_c}^{réfléchie} - B}{A \times \varepsilon'_{\lambda_c}} \quad (V-7)$$

Il suffit ensuite d'utiliser la courbe de calibration pour déterminer la température T mesurée sur l'ensemble de la surface étudiée. Ainsi, il est possible de reconstruire une image en température de la scène thermique. La Figure V-5 montre le résultat obtenu pour notre exemple avec la cartographie de la surface étudiée en température. La zone encadrée en rouge représente la surface sur laquelle la mesure de température a été réalisée par pyrométrie active. La température mesurée est de 418°C pour une température de référence mesurée par thermocouple de 420°C, la mesure par pyrométrie active est donc bien indépendante du flux réfléchi. Une zone présente des températures avec une surestimation de 100°C par rapport à la température de 418°C mesurée par pyrométrie active. Il s'agit d'une zone où la luminance collectée par la caméra est plus élevée que la zone de mesure par pyrométrie active. Dans le cadre d'expérience sur tokamak, il faudrait réaliser une mesure par pyrométrie active sur cette zone pour déterminer si cette luminance plus élevée est due à une température de surface plus haute, une contribution d'une luminance réfléchiée ou une combinaison des deux. La mesure par pyrométrie active permettra de déterminer la température de surface sur cette zone indépendamment de la présence d'un flux réfléchi.

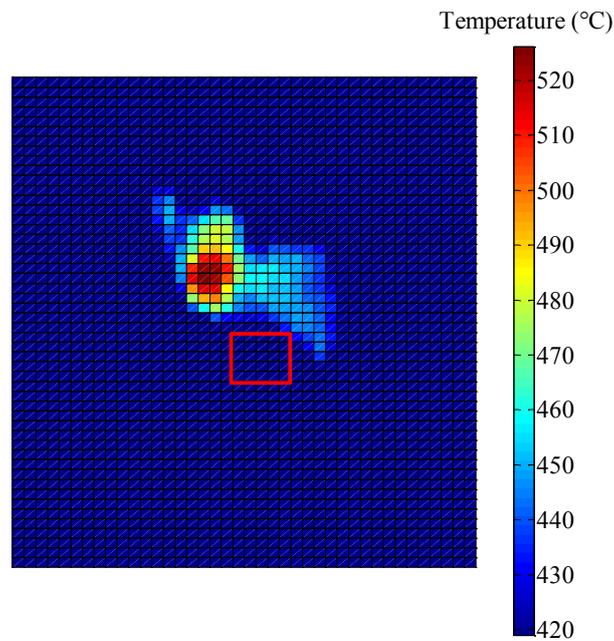


Figure V-5. Cartographie en température de la surface étudiée, échantillon d'aluminium brut de laminage, température de référence 420°C, les pixels où la température est mesurée par pyrométrie active sont encadrés en rouge.

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

L'utilisation de ces deux hypothèses permet de construire deux images supplémentaires en plus de l'image originale obtenue avec la caméra. Les hypothèses formulées permettent d'avoir une meilleure connaissance de l'environnement dans lequel les mesures sont effectuées. Ainsi, avec l'hypothèse d'une température uniforme de la zone d'intérêt, il est possible de connaître le profil spatial de la luminance réfléchie pour identifier l'origine de la surestimation de la température mesurée dans certaines zones étudiées. De même, avec l'hypothèse d'une luminance réfléchie uniforme, il devient possible d'identifier des zones où le flux émis est réellement plus élevé, cette zone peut alors faire l'objet d'une étude approfondie en mesurant par exemple la température par pyrométrie active impulsionnelle. Ces deux méthodes de correction de température sont particulièrement efficaces sur des surfaces où l'émissivité peut être considérée homogène pour pouvoir établir une relation entre le flux émis d'un pixel à l'autre. L'intérêt d'utiliser ces deux corrections est de continuer à se servir des caméras classiques déjà en place sur les tokamaks pour la surveillance des composants face au plasma. En effet, la combinaison d'une mesure ponctuelle par pyrométrie active et d'une mesure de température en 2D par pyrométrie classique permet de générer deux nouvelles mesures, et c'est cet ensemble de mesures qui va contribuer à améliorer la connaissance de la surface étudiée et de son environnement pour assurer la sécurité des composants. Dans le cadre d'une application sur tokamak, les hypothèses émises pour effectuer les corrections peuvent être justifiées en modélisant les réflexions dans l'enceinte grâce à des logiciels de calculs radiatifs par lancer de rayons (SPEOS) utilisé au CEA [Aumeunier 2013].

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

2 Pré-dimensionnement de l'installation de la caméra bicolore sur le tokamak Tore Supra

L'objectif de ce paragraphe est de présenter un pré-dimensionnement pour utiliser la caméra bicolore dans la perspective des mesures par pyrométrie active modulée des composants face au plasma dans le cadre du projet WEST. Cette caméra va être associée à une source excitatrice qui va générer une variation de température en surface des composants pour créer une variation du signal mesuré par la caméra. Ce pré-dimensionnement doit permettre de choisir les paramètres de la source excitatrice et les réglages de la caméra afin de réaliser une mesure de température en accord avec le cahier des charges d'une telle installation. Pour rappel, la caméra bicolore permet d'effectuer trois mesures de température par pyrométrie classique en plus de la mesure par pyrométrie active. En effet deux mesures de températures monochromatiques sont effectuées aux deux longueurs d'onde de détection de la caméra et le rapport des deux signaux mesurés permet aussi de réaliser une mesure de température bichromatique. En absence de flux parasite, la capacité d'obtenir simultanément 4 mesures de température différentes permet par un processus itératif d'ajuster successivement l'émissivité aux deux longueurs d'onde pour converger vers la température mesurée par pyrométrie active prise comme référence. Les nouvelles températures sont alors calculées en considérant le nouveau rapport d'émissivité. Cette procédure montre tout l'intérêt d'avoir un maximum de mesures de températures réalisées avec des méthodes de thermographie différentes.

2.1 Contexte et cahier des charges

L'objectif du dimensionnement est triple. En effet en connaissant les propriétés thermomécaniques du matériau visé, le modèle de calcul de la répartition spatiale et temporelle de la variation température d'un matériau soumis à un dépôt d'énergie en surface permet de calculer la variation de température en fonction des paramètres de la source excitatrice. La position de la caméra ainsi que ses paramètres d'acquisition permettront de déterminer la résolution spatiale et temporelle de la mesure, différentes configurations seront pour répondre au cahier des charges des mesures. Enfin l'ensemble de ces contraintes associées à la disposition géométrique du diagnostic permettent une estimation du flux collecté par la caméra afin de savoir si celui-ci est suffisant pour être détecté et étudié.

La caméra bicolore est installée dans un endoscope vertical et vise le divertor bas du tokamak (cf. Figure V-6).

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

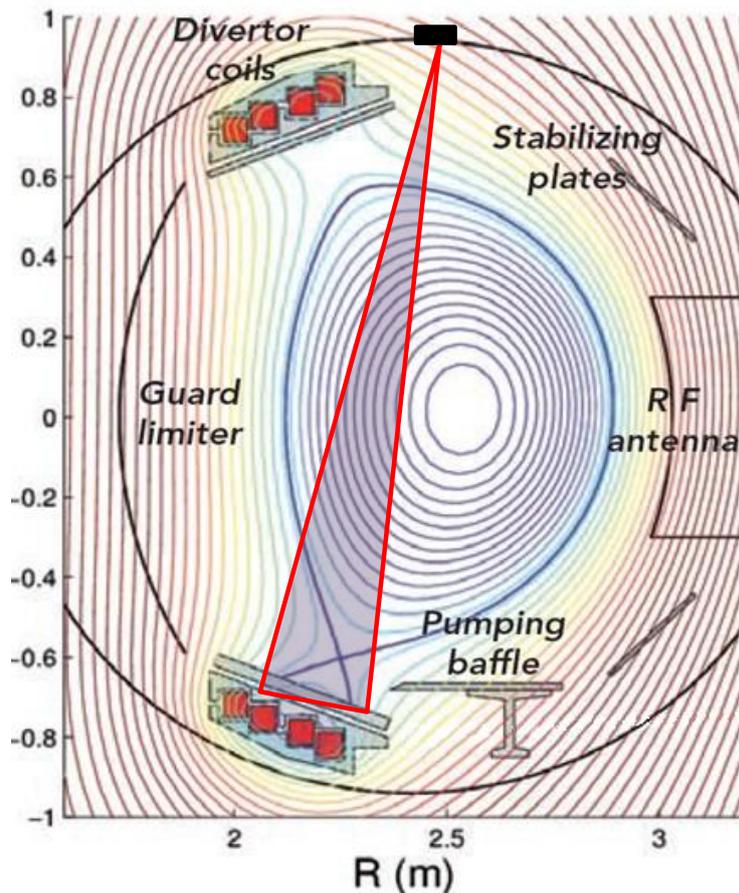


Figure V-6. Coupe du tokamak tore supra en configuration WEST avec la visée du diagnostic de pyrométrie active.

Le cahier des charges pour réaliser une mesure de température sur le divertor bas est le suivant :

- La mesure est effectuée sur des Plasma Facing Unit (PFU) en tungstène.
- Le PFU étudiée est localisé sur l'outer-divertor, c'est-à-dire la moitié extérieure du divertor. La zone de chargement thermique est indiquée sur la figure 7. C'est elle qui reçoit le chargement thermique le plus important, et la mesure de sa température de surface doit être indépendante du flux réfléchi afin d'éviter une surestimation de cette température qui empêcherait de réaliser des scénarios plasma plus performants. Le PFU particulièrement étudiée lors du fonctionnement de WEST est le numéro 20 car ce PFU sera équipé de 4 thermocouples et sera aussi étudié via la spectroscopie visible (cf. Figure V-7). C'est la raison pour laquelle la connaissance de la température de surface avec précision doit permettre une meilleure qualification lors de l'analyse de la réponse du composant.
- La zone d'intérêt concerne 10 monoblocs qui ont une dimension de 12mm x 25mm, l'étude est en particulier menée sur le monobloc n°28 car c'est le monobloc de la zone d'intérêt où le flux déposé est le plus important.
- La résolution spatiale optimale, donnée par la taille du faisceau laser, est de 0.5mm, l'objectif étant d'avoir la meilleure résolution possible avec le matériel à disposition.
- La gamme de température atteinte par ce type de monoblocs est de :
 - o 70°C à froid

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

- 1000°C en fonctionnement nominal stationnaire, le flux déposé sur la surface est alors de 10MW/m².
 - 2000°C en phase transitoire d'une durée de quelques secondes, le flux déposé est de 20MW/m².
 - supérieure à 2000°C lorsque des ELMs (Edge Localized Modes) se produisent. Un ELM est une perte d'énergie locale en bord de plasma [Hill 1996].
- La fréquence de la mesure de température doit être respectivement de :
- 10Hz en fonctionnement stationnaire.
 - Entre 1kHz et 10kHz pour des mesures de températures lors des ELMs.

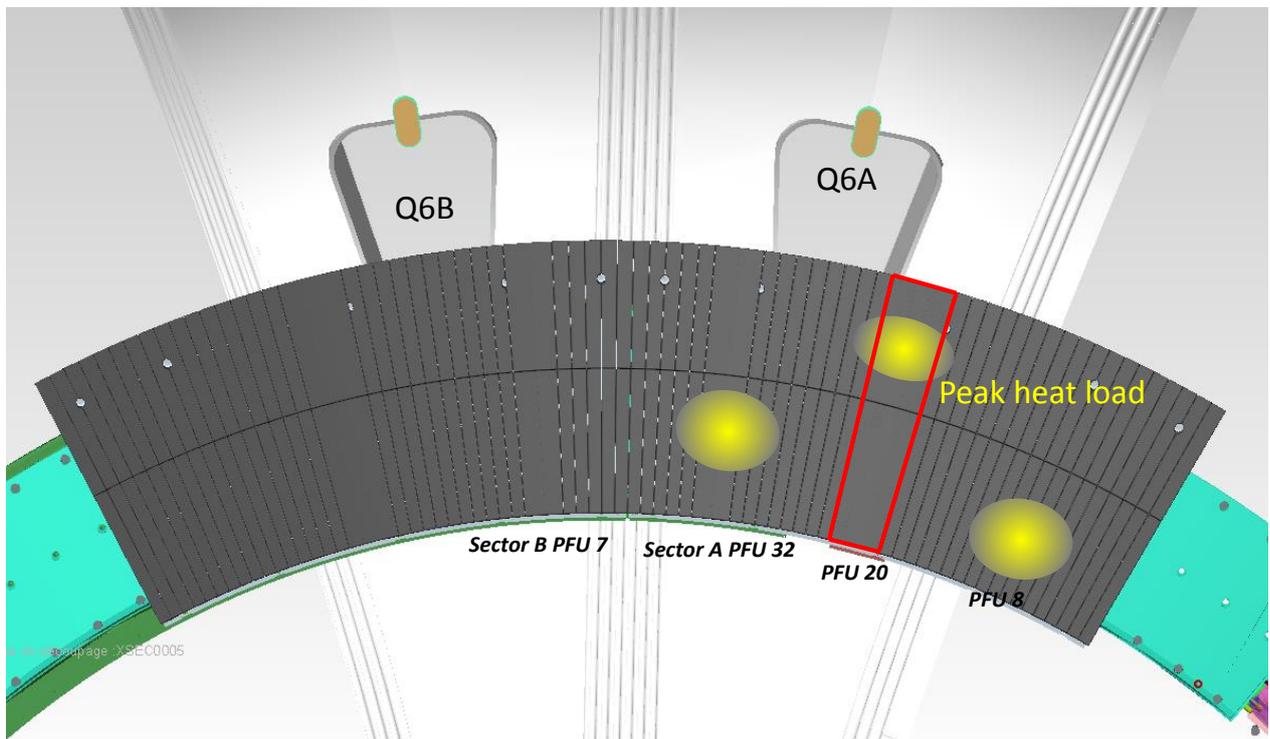


Figure V-7. Vue du divertor bas depuis l'endoscope vertical. Position du PFU n°20 en rouge avec le pic de chargement thermique en jaune.

Ce cahier des charges donne des ordres de grandeurs sur les contraintes à respecter pour réaliser des mesures de températures optimales pour assurer à la fois la sécurité des composants et permettre une meilleure compréhension de l'interaction plasma-paroi. L'objectif est de donner les grandeurs caractéristiques de la source excitatrice pour l'utiliser de façon optimale avec la caméra bicolore.

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

2.2 Résolution spatiale

Dans un premier temps, le pouvoir de résolution spatiale d'observation du dispositif expérimental est étudié. L'intégration de la caméra bicolore n'étant pas encore finalisée, la distance entre la caméra et la zone ciblée est au minimum de 1422mm qui est la distance entre l'extrémité de l'endoscope et le divertor bas (à la date 16 avril 2014) (cf. Figure V-8). En prenant en compte la longueur (non déterminée au 16 avril 2014) des endoscopes de Tore Supra, la distance entre la caméra et la surface observée peut être plus grande que 1422mm. La suite de l'étude considèrera uniquement une distance de 1422mm.

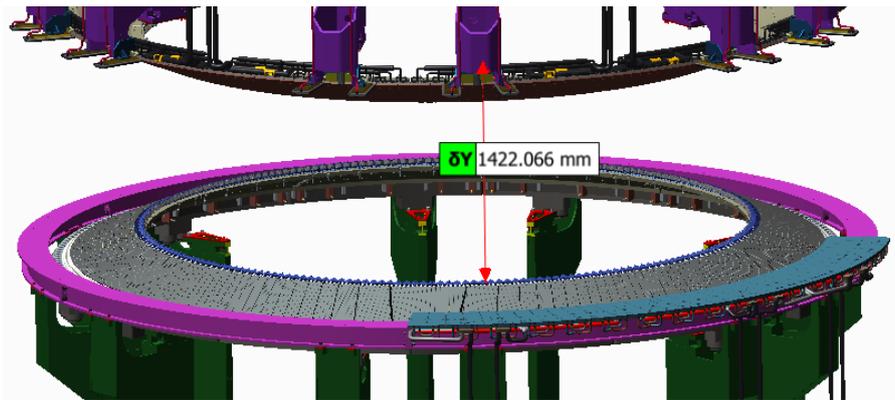


Figure V-8. Distance entre l'extrémité de l'endoscope vertical et le divertor bas de Tore Supra en configuration WEST.

La détermination du « Instantaneous Field of View » (IFOV) de chaque pixel de la caméra permet de connaître la dimension de la surface observée [Riou 2007]. L'IFOV exprime le champ de vue de chaque pixel de la caméra en radian, il est calculé en divisant l'ouverture angulaire de l'optique par le nombre de pixel vertical et horizontal [FLIR 2013]. La distance entre l'objectif et l'espace objet permet d'exprimer l'IFOV comme une longueur et d'obtenir la dimension du pixel projeté dans l'espace objet. Les pixels de la caméra bicolore ont une dimension de $24\mu\text{m} \times 24\mu\text{m}$. Plusieurs objectifs sont considérés avec respectivement des focales de 50, 100 et 200mm. La Figure V-9 montre comment en connaissant les dimensions du détecteur (dans notre cas la taille du pixel), la focale de l'objectif utilisé, et la distance entre l'objectif et la cible, il est possible de déterminer par relation géométrique la taille de la surface observée par le pixel de la caméra.

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

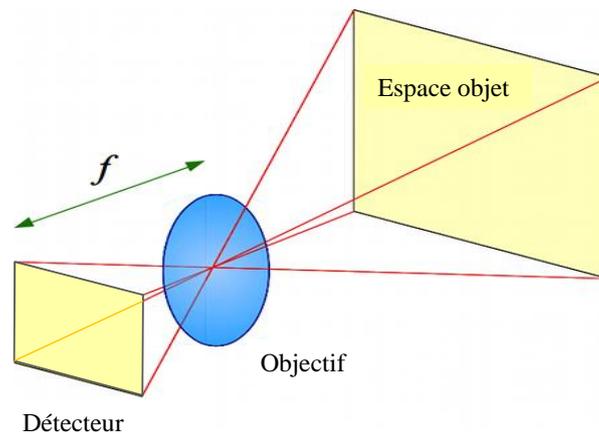


Figure V-9. Schéma de la détermination de la surface observée par un pixel à travers un objectif.

La Figure V-10 présente l'évolution de l'IFOV en fonction de la distance entre l'objectif et la surface étudiée. L'objectif de focale la plus grande permet évidemment d'avoir une meilleure résolution spatiale. En se positionnant à la distance minimale possible de 1.4m entre la cible et l'objectif il est possible d'avoir une résolution d'au moins 0.5mm avec un objectif de 100mm, ce qui correspond à la résolution souhaitée. L'IFOV peut être inférieur à 0.2mm avec un objectif de 200mm. Si la caméra est éloignée de la surface étudiée alors l'IFOV augmente et s'éloigne du cahier des charges. Par exemple, à une distance de 8m, la résolution est de 2mm avec un objectif de focale 200mm et de 7.5mm dans le cas d'une focale de 50mm. Pour la suite, nous considérons la distance de 1.42m pour bénéficier du meilleur IFOV possible.

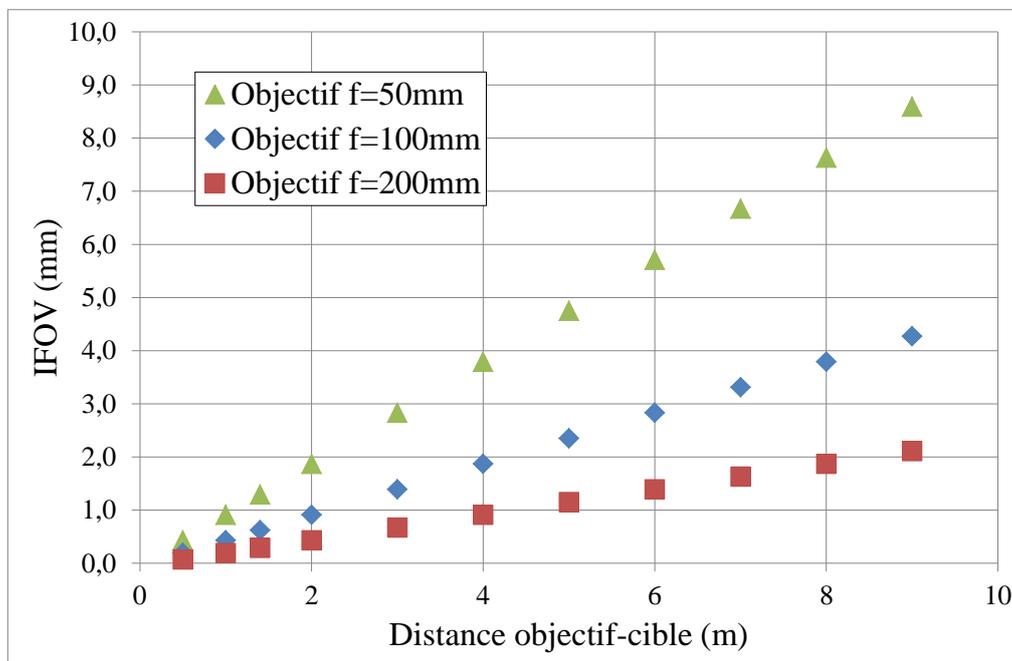


Figure V-10. "Instantaneous Field of View" en fonction de la distance entre l'objectif et la cible.

Une étude plus approfondie menée avec le programme de conception optique Zemax permet de connaître la résolution spatiale pour des montages optiques plus complexes que celui considéré précédemment. Dans notre cas, l'étude permet d'obtenir un ordre de grandeur du pouvoir de résolution spatial d'observation (PRSO) du montage [Mesures 2005]. Une fois

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

le dispositif optique défini, il est important de déterminer le pouvoir de résolution spatiale de mesure (PRSM) de la caméra en étudiant sa réponse à une fente fine. La fonction de réponse à une fente est déterminée en étudiant la réponse normée d'une caméra qui observe une fente thermique sur un fond froid. Les bords de la fente ont une température plus faible que le corps de référence situé derrière. Une valeur de l'erreur e consentie est choisie, la largeur de la fente est progressivement réduite jusqu'à ce que la réponse mesurée soit égale à $1-e$ pour le PRSO de la caméra [Riou 2005]. A titre d'exemple, les caméras infrarouges qui vont être utilisées sur le projet WEST possèdent un PRSM compris entre 4 et 8mm pour 95% de la vraie température de surface [Courtois 2014]. L'étude sur la résolution spatiale d'observation a montré qu'une valeur de 0.1mm sera difficile à obtenir dans le cadre de la mesure sur WEST. Une résolution spatiale d'observation de l'ordre du millimètre est possible et reste inférieure à la taille d'un monobloc qui est de 12mm x 25mm. Par la suite, la variation de température à créer à la surface du matériau va être étudiée pour différentes configurations optiques de l'installation.

2.3 Détermination de la variation de température modulée minimale nécessaire.

L'objectif de ce pré-dimensionnement est de fournir une gamme de puissance et fréquence de modulation de la source excitatrice qui va créer la variation de température à la surface du matériau étudié. Dans un premier temps, il faut déterminer la variation de température modulée nécessaire pour induire une variation de température qui soit suffisamment élevée pour être détectée par la caméra bicolore aux deux longueurs d'onde de détection. Pour cela, le NETD « Noise Equivalent Temperature Difference » est calculé. Le NETD représente la résolution thermique du dispositif de mesure de température, ce qui équivaut à la plus petite variation de température mesurable par la caméra infrarouge. Pour rappel l'expression du NETD est la suivante en fonction des paramètres optiques de la détection :

$$NETD = \frac{4N^2 \cdot \sqrt{\Delta f}}{\pi \sqrt{A} \tau \varepsilon'_\lambda} \frac{1}{\overline{D}_\lambda^* \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0)} \quad (V-8)$$

où N représente l'ouverture de l'objectif, A la surface du détecteur ou du pixel, Δf la bande passante électronique de la détection prise comme l'inverse de la fenêtre d'intégration [Vollmerhausen 2000], τ la transmission de l'optique, ε'_λ l'émissivité moyenne sur la bande spectrale du détecteur de la cible et \overline{D}_λ^* la détectivité spécifique moyenne sur la bande spectrale de la détection. L'ouverture de l'objectif N est le rapport entre la focale de l'objectif et le diamètre de sa pupille d'entrée.

En absence d'information sur l'évolution de la détectivité sur la bande spectrale, sa valeur moyenne est supposée constante sur la bande spectrale de chaque bande de détection [Gaussorgues 1999]. A partir de l'expression (V-8), il est possible d'exprimer le NETD en fonction du NEP ou « Noise Equivalent Power » :

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

$$NETD = \frac{4N^2 \cdot NEP}{A \cdot \pi \cdot \varepsilon'_\lambda \cdot \tau \cdot \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T} (T_0)} \quad (V-9)$$

Les valeurs des NEPs pour les temps d'intégration de 3000 μ s et 50 μ s sont respectivement égaux à $3.6 \times 10^{-13}W$ et $1.7 \times 10^{-10}W$ correspondent aux évaluations présentée dans le chapitre précédent. Ces deux temps d'intégrations vont nous permettre d'estimer la variation de température modulée nécessaire pour les températures de surface extrêmes allant de 70°C à des températures supérieures à 3000°C. Le temps d'intégration le plus long de 3000 μ s permet de mesurer les températures les plus faibles tandis que le temps d'intégration le plus court de 50 μ s permet de mesurer les températures les plus élevées. Plusieurs ouvertures d'objectif sont considérées au cours de l'étude. Dans notre cas, la taille du pixel est fixe et les seuls paramètres ajustables sont l'ouverture optique du dispositif à travers le nombre N et différents NEP considérés en fonction du temps d'intégration (et donc aussi de la gamme de température mesurée).

Dans un premier temps, la variation de température nécessaire est étudiée pour les températures peu élevées inférieures à 250°C nécessitant l'utilisation du temps d'intégration le plus long. Le tungstène utilisé pour le projet WEST possède une émissivité d'environ 0.2. Les calculs effectués pour connaître la valeur de la température modulée à créer sont présentés en ne considérant que la longueur d'onde de détection la plus courte à 3.97 μ m qui présente la variation la plus élevée entre les deux longueurs d'onde de détection. La Figure V-11 présente l'évolution de la variation de température modulée nécessaire pour que la variation de signal soit mesurable par la caméra bicolore avec un temps d'intégration de 3000 μ s. Cette variation de température a une évolution quadratique avec l'ouverture optique de l'objectif utilisé. Ainsi, avec une ouverture de 4, il faut créer une variation de 13°C pour mesurer une température de surface de 150°C, avec une telle variation la méthode ne peut plus être considérée comme non perturbatrice car elle est supérieure à 5% de la température de surface. En revanche avec une ouverture de 1 ou 2, la variation de température à créer est comprise entre 1 et 3°C. Avec une telle ouverture, la méthode de mesure par pyrométrie active peut alors être considérée comme non perturbatrice.

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

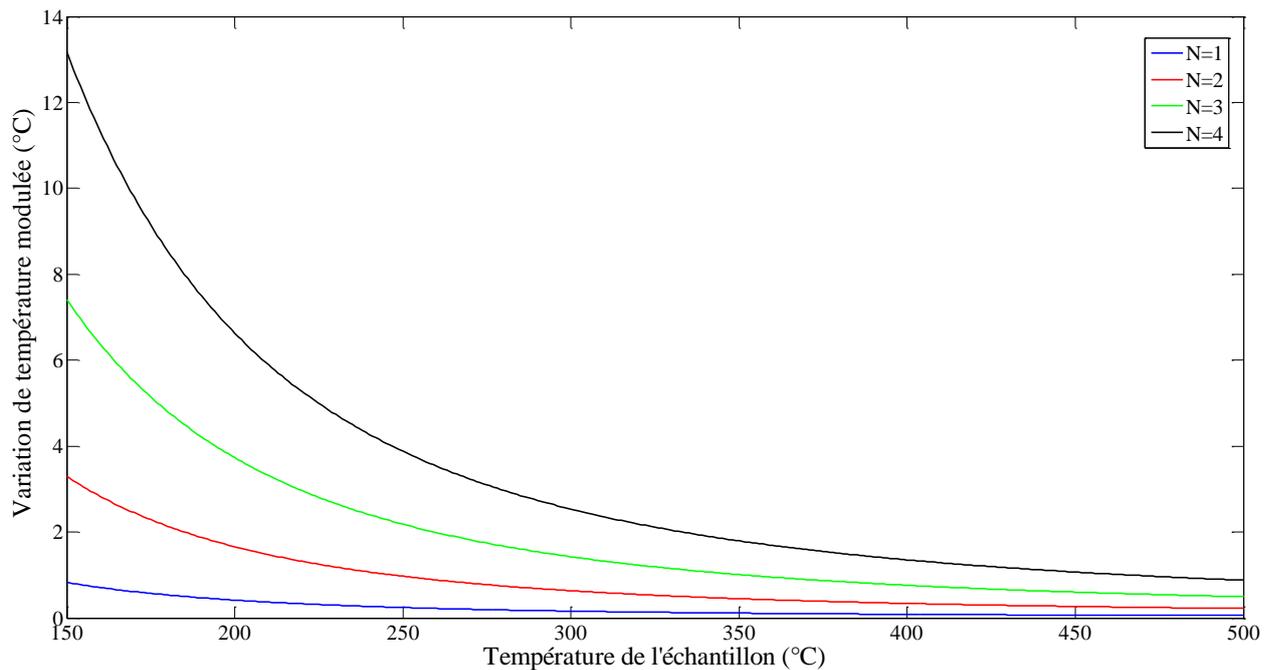


Figure V-11. Variation de température modulée nécessaire pour différentes ouvertures optiques pour la longueur d'onde de détection de $3.97\mu\text{m}$ avec un temps d'intégration de $3000\mu\text{s}$.

Le Tableau V-1 présente quelques valeurs de température modulée en fonction de la température de l'échantillon et de l'ouverture optique considérée. La température nécessaire décroît très rapidement avec la température de l'échantillon en raison de l'augmentation de dérivée de la loi de Planck par rapport à la température au dénominateur dans l'expression du NETD.

Ti=3000 μs

| Température échantillon (°C) | N=1 | N=2 | N=3 | N=4 |
|------------------------------|--------|-------|-------|-------|
| 150°C | 0,8°C | 3°C | 7°C | 13°C |
| 200°C | 0,4°C | 1,5°C | 3°C | 6°C |
| 300°C | 0,15°C | 0,6°C | 1,4°C | 2,5°C |

Tableau V-1. Valeur de variation de température à imposer pour avoir un signal modulée mesurable pour différentes valeurs de la température de surface de l'échantillon pour un temps d'intégration de $3000\mu\text{s}$.

Pour les températures de surface du tungstène plus élevées, supérieures à 1500°C , le temps d'intégration le plus faible sur la caméra est utilisé. Pour la caméra bicolore il s'agit d'un temps d'intégration de $50\mu\text{s}$. Pour ce temps d'intégration, le NEP est plus élevé de trois ordres de grandeur par rapport au NEP du temps d'intégration de $3000\mu\text{s}$. La Figure V-12 présente la variation de température modulée que la source excitatrice doit créer à la surface du tungstène pour que la variation de signal engendrée soit mesurée par la caméra bicolore. Pour une ouverture optique de 4, la composante de la température modulée doit être supérieure à 80°C . Cette valeur diminue de façon quadratique avec la valeur de l'ouverture optique pour être inférieure à 10°C lorsque celle-ci est égale à 1. Ainsi, l'augmentation du NEP avec le temps d'intégration choisi est plus importante que l'augmentation de la dérivée

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

de la loi de Planck avec la température. C'est pourquoi les variations de température doivent être beaucoup plus importantes à hautes températures.

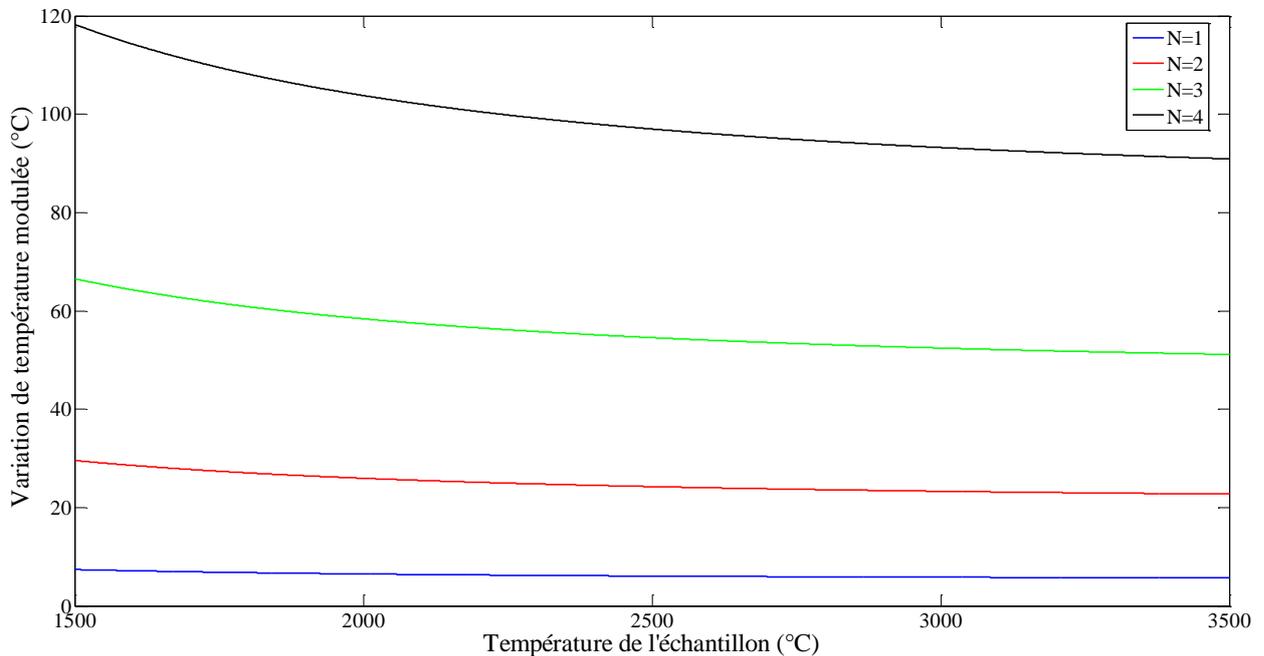


Figure V-12. Variation de température modulée nécessaire pour différentes ouvertures optiques pour la longueur d'onde de détection de $3.97\mu\text{m}$ avec un temps d'intégration de $50\mu\text{s}$.

Le Tableau V-2 présente des valeurs de températures modulées pour différentes températures d'échantillon. La variation de température à créer varie peu pour une température d'échantillon supérieure à 2000°C .

$T_i=50\mu\text{s}$

| Température échantillon ($^\circ\text{C}$) | N=1 | N=2 | N=3 | N=4 |
|--|----------------------|---------------------|---------------------|----------------------|
| 1500°C | 7 $^\circ\text{C}$ | 30 $^\circ\text{C}$ | 65 $^\circ\text{C}$ | 120 $^\circ\text{C}$ |
| 2000°C | 6,5 $^\circ\text{C}$ | 25 $^\circ\text{C}$ | 60 $^\circ\text{C}$ | 100 $^\circ\text{C}$ |
| 3000°C | 5,5 $^\circ\text{C}$ | 23 $^\circ\text{C}$ | 52 $^\circ\text{C}$ | 95 $^\circ\text{C}$ |

Tableau V-2. Valeur de variation de température à imposer pour avoir un signal modulée mesurable pour différente valeur de la température de surface de l'échantillon pour un temps d'intégration de $50\mu\text{s}$.

Les calculs de variation de température modulée à imposer en surface du matériau étudié montrent que la gamme de température à atteindre va de 13°C à 120°C pour un objectif avec une ouverture de 4. Cette gamme se réduit de 3°C à 30°C si l'ouverture est de 2. Il est donc essentiel, voire prioritaire, de considérer une caméra bicolore équipée d'un objectif avec une focale élevée (200mm) et une ouverture faible de l'ordre de 1 ou 2.

Par la suite, différents paramètres de la source excitatrice sont étudiés pour créer une variation de température modulée qui soit mesurable par la caméra bicolore. La source excitatrice étudiée est un laser de puissance nominale P, de waist w, de fréquence de modulation f et de profil spatial gaussien. Les paramètres qui vont être particulièrement

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

étudiés sont sa puissance nominale, sa fréquence de modulation et le diamètre du faisceau. La Figure V-13 présente le profil spatial de la répartition de température en surface pour du tungstène possédant une émissivité de 0.2 pour différentes puissances nominales de laser. Le laser possède un waist de 1mm et une fréquence de modulation de 15Hz. Par rapport aux conditions expérimentales qui ont permis de valider la mesure de température par pyrométrie active modulée, la dimension caractéristique du faisceau laser a été multiplié par 2 ce qui a pour conséquence une densité de puissance déposée divisée par 4, c'est la raison pour laquelle, la puissance du laser nécessaire est beaucoup plus importante. La taille du faisceau laser peut être modifiée en utilisant une ou plusieurs lentilles. Ainsi pour créer une variation de température de 10°C, la puissance nominale du laser doit être de 50W. Si l'ouverture de la détection est de $N=2$, pour mesurer une température de 1500°C avec un temps d'intégration de 3000 μ s, la composante modulée doit être de 30°C, ce qui équivaut à une puissance laser de 150W en considérant que le diamètre du faisceau laser de 2mm suffit à recouvrir la totalité du pixel qui mesure la température.

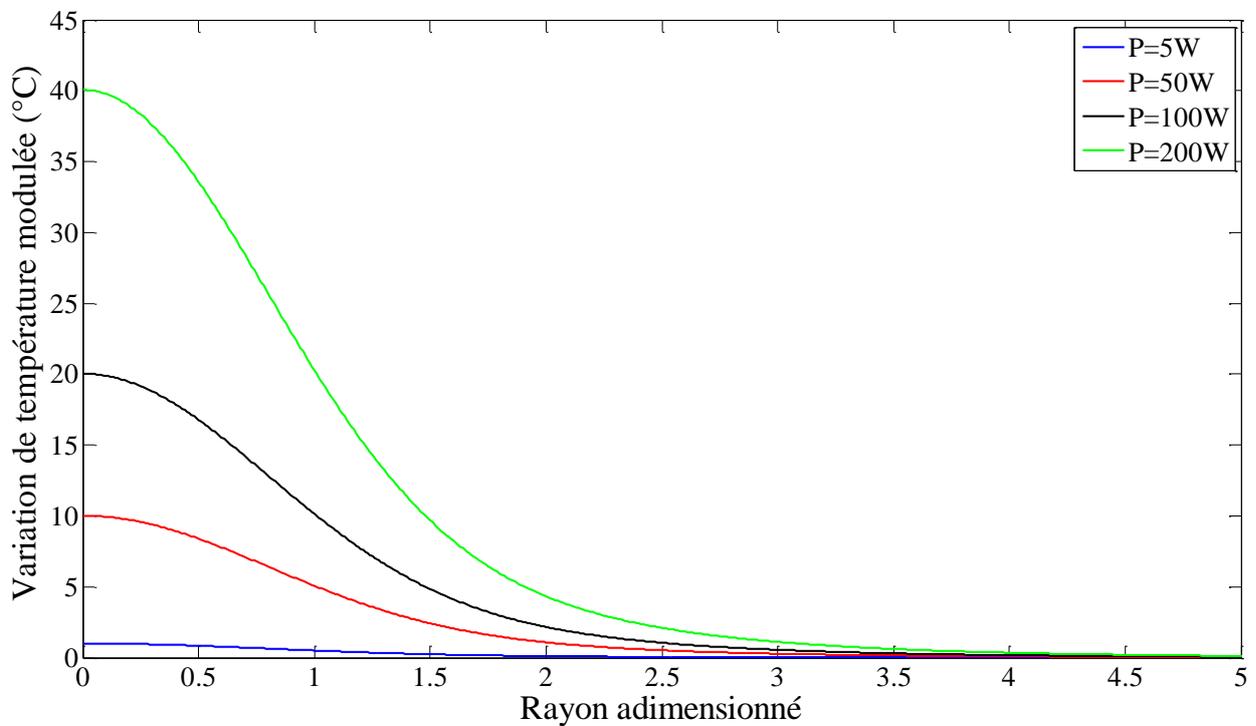


Figure V-13. Profil spatial de la composante modulée de la variation de température modulée pour différentes puissances nominales de laser, avec $w=1\text{mm}$, $f=15\text{Hz}$.

Il est aussi important de considérer la fréquence de modulation de la source excitatrice. Le cahier des charges demande une mesure de température avec une fréquence de 10Hz. Nous avons vu précédemment que 5 périodes étaient nécessaires pour décrire correctement l'amplitude du signal dans le cadre d'une transformée de Fourier de celui-ci. La source laser doit donc être modulée à une fréquence d'au moins 50Hz pour réaliser une mesure de température avec une fréquence de 10Hz. La Figure V-14 présente l'évolution de la composante modulée de la variation de température créée par la source laser en fonction de la puissance du laser. Le waist du faisceau est considéré égal à 1mm. La configuration avec une ouverture optique de 4 n'est pas présentée car une puissance supérieure à 200W est nécessaire pour que le signal modulé soit mesurable avec une telle optique. En considérant un waist de 1mm, seule une ouverture optique de 1 permet de détecter une variation de température

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

modulée avec une modulation supérieure à 50Hz. Ainsi avec une puissance de 50W, la variation de température est juste suffisante pour être mesurable. Avec des puissances de respectivement 100 et 200W, il est possible d'aller jusqu'à des fréquences de respectivement 300Hz et au-delà du kilohertz. En mode fenêtré, la caméra est capable d'avoir une fréquence d'acquisition permettant d'enregistrer des signaux modulés à de telles fréquences tout en respectant le théorème de Shannon c'est-à-dire une fréquence d'acquisition deux fois supérieure à la fréquence du signal à acquérir (en pratique une fréquence quatre fois supérieure est préférable). Enfin, dans le cas d'une fréquence supérieure à 1kHz, l'acquisition correspondra à une ligne de pixels, ce qui permet éventuellement de tracer un profil de température. Une telle fréquence de modulation répond aussi au cahier des charges pour réaliser des mesures de température de surface lorsque des ELMs se produisent.

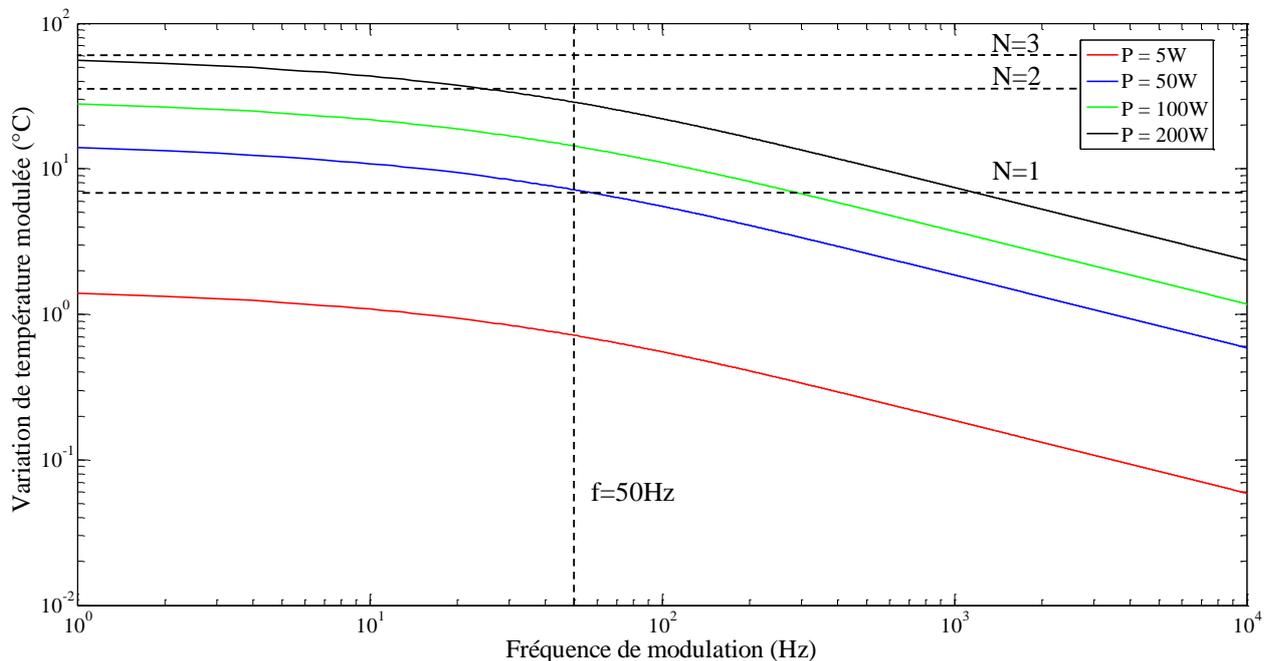


Figure V-14. Evolution de l'amplitude de la composante modulée en fonction de la fréquence de modulation de la source laser pour différentes puissances nominales du laser, $w=1\text{mm}$.

Par ailleurs, l'étude de la variation de température en fonction de la puissance et du diamètre du faisceau laser permet de choisir la puissance minimale à utiliser pour réaliser la variation de température suffisante. La Figure V-15 présente l'évolution de la température modulée en fonction de la puissance nominale du laser pour différentes valeur du waist du faisceau. Les calculs sont effectués avec une modulation de la source laser fixée à 50Hz. Pour une ouverture optique de 4, seul un faisceau laser avec un waist de 0.5mm et une puissance nominale de 280W permettent d'atteindre une variation température suffisante. Si l'ouverture optique passe à 3 alors la puissance nécessaire est de 150W. Il est nécessaire d'avoir une ouverture optique de 2 pour augmenter la taille du faisceau laser, dans ce cas-là la puissance nécessaire est légèrement supérieure à 200W. Pour utiliser un faisceau avec un waist de 2mm, il faut utiliser une optique avec une ouverture de 1 et une source laser de 150W.

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

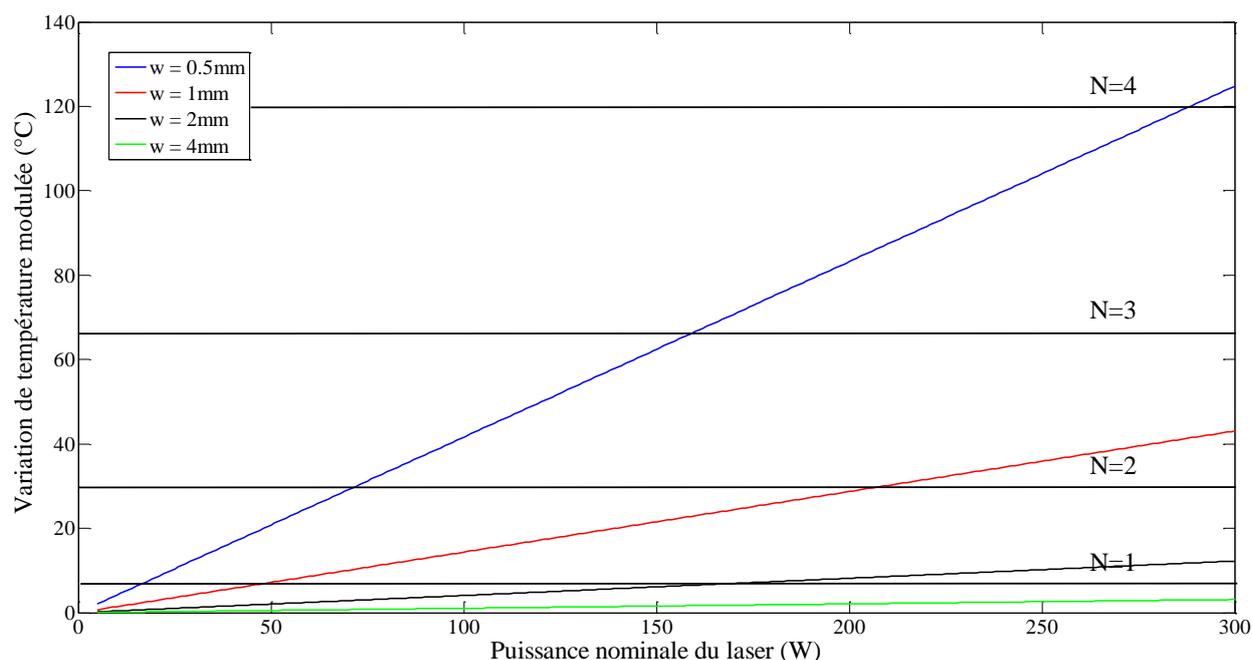


Figure V-15. Evolution de la variation de température modulée en fonction de la puissance nominale du laser pour différents diamètres de faisceau laser, fréquence de modulation de 50Hz.

Le Tableau V-3 présente un récapitulatif des puissances nécessaires en fonction de l'ouverture optique choisie et du waist du faisceau laser. Le waist de 0.5mm permet avec une puissance laser de 280W d'utiliser une gamme d'optiques avec une ouverture allant de 1 à 4. Toutefois, avec une résolution spatiale de l'ordre du millimètre sur une optique avec une grande focale, il est nécessaire d'utiliser une taille de faisceau qui permette de chauffer une surface de la taille du pixel voire même supérieure. Il est donc préférable d'avoir une taille de faisceau de l'ordre du millimètre. Il faut alors considérer une ouverture optique de 1 pour créer une variation de température mesurable avec une puissance de 150W pour un waist de 2mm et de 50W avec un waist de 1mm. Il faut noter que le faisceau laser passe à travers un hublot de saphir avec une transmission d'environ 0.9 alors seul 90% de la puissance nominale du laser est déposée à la surface du composant étudié. Cette transmission a été prise en compte dans le calcul. Le meilleur choix dans le cadre de la mesure de pyrométrie active est une ouverture optique la plus petite possible donc dans notre cas N=1.

| | | w=0,5mm | w=1mm | w=2mm | w=4mm |
|-----|------------------|---------|-------|-------|-------|
| N=4 | Puissance | 280W | × | × | × |
| N=3 | | 150W | × | × | × |
| N=2 | | 60W | 200W | × | × |
| N=1 | | 15W | 50W | 160W | × |

Tableau V-3. Valeurs de puissances nécessaires pour avoir une variation de température modulée en fonction de l'ouverture optique N et du waist w du faisceau laser pour une fréquence de modulation de 50Hz.

Ce pré-dimensionnement a permis à travers des calculs de la variation de température en fonction des paramètres de la source excitatrice, un laser dans notre cas, d'orienter le choix de la source laser dans le cadre d'une application de la mesure de température de surface des composants face aux plasma dans un tokamak par pyrométrie active modulée. Les calculs ont

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

montré que la puissance laser nécessaire pour réaliser une mesure de température était parfois importantes (parfois supérieures à la centaine de watts). Il apparait intéressant d'étudier la gamme de température mesurable avec un laser d'une puissance de 5W comme celui qui a été utilisé au cours de nos expériences en laboratoire

2.4 Température mesurable avec une source laser de 5W

Pour étudier la température mesurable avec un laser d'une puissance de 5W comme source excitatrice, nous considérons le cas le plus favorable compte tenu de la faible puissance disponible. Ainsi la distance entre l'objectif et la cible est égale à 1.4m, distance minimale entre l'extrémité de l'endoscope et le divertor bas. Une telle distance nous permet d'avoir un PRSO de 0.3mm avec un objectif de focale 200mm et d'ouverture optique de 1. Pour cette configuration le NETD est de 7°C pour mesurer une température de 1500°C avec un temps d'intégration de 50µs. La Figure V-16 présente l'évolution de la température modulée en fonction de la fréquence de modulation pour différentes tailles de waist du faisceau laser.

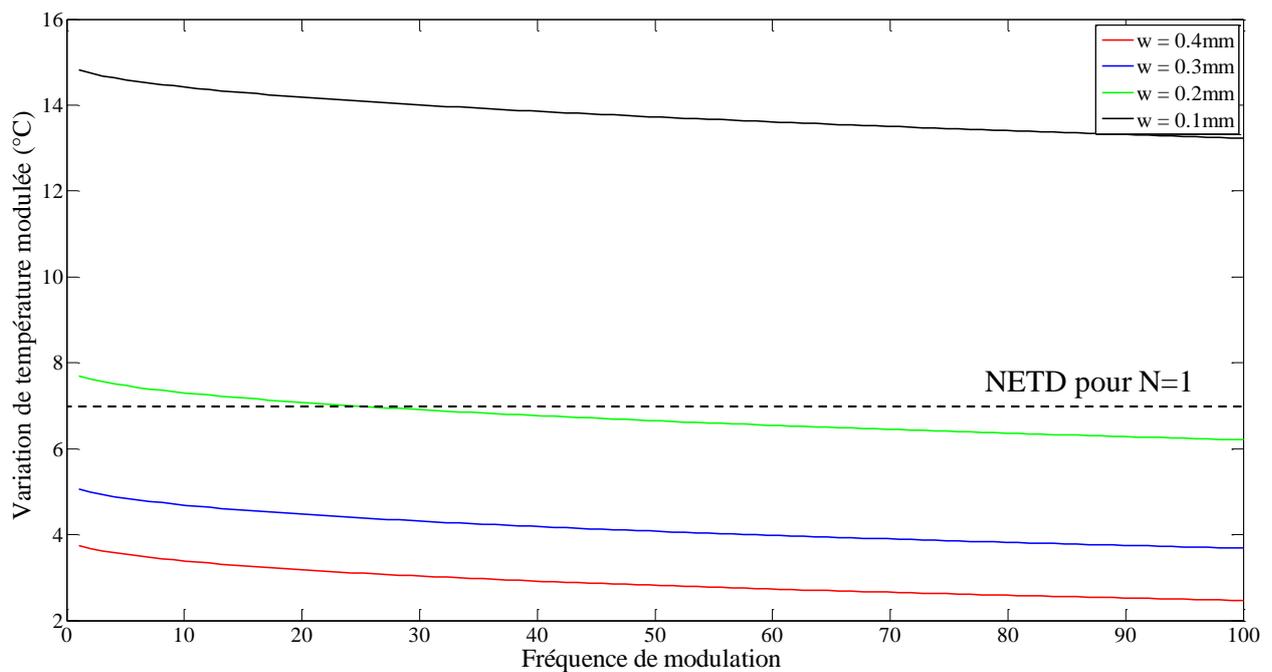


Figure V-16. Variation de température modulée en fonction de la fréquence de modulation pour différents waist de faisceau laser, puissance nominale de 5W.

Avec un waist de 0.1mm, la variation reste supérieure à 12°C ce qui est supérieur à la variation nécessaire pour être détectable par la caméra. Toutefois avec un waist d'une telle taille, la surface observée par le pixel reste supérieure à la surface sur laquelle l'énergie du laser est déposée, En revanche en travaillant avec un laser de faisceau $w = 0.2\text{mm}$ la fréquence de modulation doit alors être inférieure à 25Hz pour que la variation de température modulée ainsi créée reste supérieure au NETD à un temps d'intégration de 50µs. Le NETD pour le temps d'intégration le plus long (3000µs) étant beaucoup plus faible (0.8°C), une température de 250°C peut aussi être mesurée avec ce laser de 5W. Il est donc possible d'utiliser le laser avec lequel les expériences en laboratoire ont été réalisées pour effectuer des

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

mesures de température en tokamak. Un laser de 5W peut donc être employé avec la caméra bicolore, pourvu d'un objectif de 200mm avec une ouverture optique de 1, pour mesurer une température dans la gamme de 250 à 3000°C sur une surface couverte par un faisceau de waist de 0.2mm avec une fréquence de modulation pouvant aller jusqu'à 25Hz.

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

3 Conclusion

Cette étude a permis d'orienter le choix de la source excitatrice pour avoir une variation de température suffisante à la surface de l'échantillon étudié. Ainsi l'utilisation de la caméra bicolore développée au CEA se fera avec :

- un objectif de focale 200 mm.
- une ouverture optique de $N=1$.

Cette caméra est associée avec un laser ayant les paramètres suivants :

- Une puissance comprise entre 5 et 50W. Une puissance de 5W permet de créer une variation de température sur une surface couverte par un seul pixel. Une puissance de 50W permet d'avoir une variation sur une surface d'une vingtaine de pixels pour réaliser une mesure 2D sans besoin de balayage du faisceau laser.
- Un faisceau de waist entre 0.2mm ($P_{\text{laser}}=5\text{W}$) et 1mm ($P_{\text{laser}}=50\text{W}$).
- Une fréquence de modulation (pouvant être externe d'au moins 50Hz)

Ces choix se justifient en considérant une résolution spatiale de chaque pixel de la caméra d'environ 0.2mm, en positionnant la caméra à une distance d'environ 1.4m de la cible. Pour effectuer une mesure 2D où chaque pixel aurait le rôle d'un mono détecteur, il est intéressant d'utiliser le laser avec un système de balayage pour réaliser une mesure de température sur un grand nombre de pixels et être capable de mesurer un gradient de température sur la surface étudiée.

Il est possible d'identifier un certain nombre de lasers sur le marché qui permettent de répondre à ces critères de performances, le constructeur IPG photonics propose une vaste gamme de laser (cf. Tableau 1) [IPG 2012] [IPG 2012b] :

| Gamme | Milieu excité | Longueur d'onde | Puissance |
|---------------|---------------|-----------------|-----------|
| YLR-SM Series | Ytterbium | 1060-1080nm | 100-1000W |
| YLM Series | Ytterbium | 1060-1080nm | 200-400W |
| TLR Series | Thulium | 1900-2050nm | 10-150W |
| ELR Series | Erbium | 1550-1570nm | 10-100W |
| DLR Series | Diode Laser | 960-980nm | 100-2000W |

Tableau 1. Gamme de lasers proposée par IPG Photonics permettant de réaliser des mesures de température par pyrométrie active modulée dans le cadre d'une application sur tokamak.

La gamme redPOWER R4 proposée par Bfi Optilas possède une puissance nominale allant de 25 à 500W à la longueur d'onde de 1070nm. Il est donc possible de se procurer des lasers continus dont les caractéristiques permettent de réaliser des mesures de température de surface par pyrométrie active modulée en utilisant la caméra bicolore et en respectant le cahier des charges. Ce pré-dimensionnement a permis d'avoir une estimation des paramètres de la source excitatrice à utiliser.

Il faut noter que les puissances des lasers proposés par ce pré-dimensionnement sont très élevées, ce qui signifie que le coût de tels lasers pour réaliser les mesures de température

Application de la pyrométrie active pour la mesure de température des composants face au plasma dans les tokamaks

sera lui aussi onéreux. L'utilisation de laser de puissance plus faible comme celui utilisé au cours des expériences en laboratoire est possible en considérant la distance la plus courte entre l'objectif de la caméra bicolore et la cible visée, et utilisant un objectif de focale 200mm avec une ouverture optique de 1. Ainsi le PRSO est le plus faible possible pour utiliser un faisceau laser de waist 0.2mm. La mesure de température des composants face au plasma par pyrométrie active est donc possible avec un matériel « classique » déjà à disposition.





Conclusion générale

Conclusion générale

Au cours de cette étude nous avons démontré l'indépendance par rapport au flux réfléchi de la méthode de pyrométrie active modulée et impulsionnelle pour mesurer des températures de surface de matériaux métalliques de faibles émissivités, comme le tungstène ou le béryllium, qui constituent les composants face au plasma des tokamaks.

En effet, les méthodes classiques de pyrométrie permettent une mesure de rayonnement émis par la surface étudiée de manière non intrusive à condition que d'une part le flux provenant de l'environnement et potentiellement réfléchi par cette surface soit négligeable et d'autre part de connaître les propriétés thermo-radiatives du matériau visé. L'émissivité reste un paramètre essentiel pour déterminer la température de surface du matériau visé, de nombreuses méthodes ont été développées pour estimer sa valeur. Toutefois, il n'existe aucune méthode globale permettant une mesure de l'émissivité qui puisse être mise en place de façon systématique dans un environnement complexe comme celui du tokamak. Il est donc nécessaire d'effectuer des mesures au préalable mais la gamme de température atteinte dans un tokamak reste difficile à reproduire en laboratoire. De même, une connaissance parfaite de l'environnement en temps réel demeure bien trop difficile dans une enceinte de tokamak tout comme dans la plupart des milieux industriels. Nous avons vu qu'il était particulièrement difficile d'estimer simultanément la valeur de l'émissivité et la contribution de l'environnement dans le flux collecté par le dispositif de pyrométrie classique pour réaliser une mesure de température de surface fiable dans une enceinte métallique de tokamak.

La méthode de pyrométrie active qui a été présentée au cours de cette étude utilise l'effet photothermique créé par un dépôt temporel d'énergie pour mesurer la température de surface du matériau étudié indépendamment du flux réfléchi. Dans ce contexte, la variation de température de surface ainsi créée induit une variation temporelle du flux émis dans le flux collecté par le détecteur. Sur les échelles de temps considérées (de quelques μs à quelques ms), cette variation de flux est indépendante du flux réfléchi par la surface qui reste constant sur cette fenêtre de mesure. Ainsi, le filtrage du signal permet de ne conserver que la partie temporelle de ce dernier et fait apparaître trois inconnues : i) la variation de température créée à la surface du matériau, ii) l'émissivité du matériau et enfin iii) la température initiale du matériau que l'on souhaite déterminer. Pour éliminer la variation de température, qui reste difficile à estimer car elle dépend très fortement des propriétés intrinsèques du matériau (propriétés thermiques, profondeur d'absorption), le signal est mesuré à deux longueurs d'onde. Le rapport des deux signaux à chacune de ces longueurs d'onde conduit donc à l'élimination de la variation de température et à l'apparition du rapport des deux émissivités directionnelles monochromatiques. Pour déterminer la température de surface du matériau, la connaissance de ce rapport d'émissivités est primordiale. En absence d'information sur les propriétés optiques du matériau aux températures étudiées, l'hypothèse de rapport d'émissivités égal à un peut être faite. L'utilisation d'échantillon de référence identique au matériau et à température connue permet d'avoir une estimation du rapport d'émissivités qui peut donc être utilisée pour la détermination de température de surface. De même, les propriétés optiques rencontrées dans la littérature lorsqu'elles existent, peuvent évidemment contribuer à une estimation plus précise de ce rapport.

Dans le cadre de cette méthode, il est possible de limiter le poids de l'émissivité (et du rapport des émissivités) dans la détermination de la température. En effet, une façon de minimiser l'éventuelle erreur sur la valeur de ce rapport est de choisir des longueurs d'ondes de détection éloignées l'une de l'autre. Ce choix présente deux avantages dans le cadre de la pyrométrie active. Le premier avantage est d'optimiser la sensibilité du rapport des signaux à la température de surface recherchée, ce rapport étant proportionnel au rapport des dérivées de

Conclusion générale

Planck par rapport à cette température. Le second avantage est une faible sensibilité de la température mesurée au rapport d'émissivité et donc à une potentielle erreur sur son estimation.

L'évolution spatiale et temporelle de la température de surface d'un matériau soumis à un dépôt de puissance de durée finie a également été étudiée. C'est dans ce cadre qu'il a été possible de mettre en évidence la dépendance des signaux par rapport à la profondeur optique d'absorption du laser utilisé comme source excitatrice. Ainsi, pour la pyrométrie impulsionnelle, il est nécessaire d'effectuer le rapport des signaux après une durée égale au temps de diffusion axial sur des distances égales aux profondeurs d'absorption aux longueurs d'ondes de détection et de la source laser.

L'étude a montré que la pyrométrie active impulsionnelle permettait de réaliser des mesures la température de surface des composants face plasma métalliques indépendamment de la présence de flux réfléchis. La pyrométrie active impulsionnelle a été étudiée au travers de deux modes de fonctionnement, le mode déclenché et le mode relaxé. Le mode déclenché présente un net avantage dans le cadre d'une application sur tokamak pour une surveillance des composants face aux plasmas en temps réel car il offre la meilleure résolution temporelle pour une mesure de température. La faible durée des impulsions laser (une dizaine de nanosecondes) permet de réaliser une mesure de température dans un délai d'une trentaine de microsecondes. La principale limite pour la résolution temporelle de la méthode impulsionnelle réside dans la bande passante des préamplificateurs utilisés sur les détecteurs. La pyrométrie active impulsionnelle utilisée avec un laser en mode relaxé offre toutefois un compromis intéressant pour la mesure de température de matériau pour lesquels la durée de décroissance de la température de surface est inférieure au temps de réponse des préamplificateurs. En effet la durée de l'impulsion étant d'une centaine de microseconde, celle-ci est largement supérieure au temps de réponse des préamplificateurs utilisés et permet d'abaisser le seuil de température mesurable d'une centaine de degrés par rapport au mode déclenché. Le mode déclenché du laser permet donc de réaliser une mesure de température de surface ponctuelle sur des matériaux comme le tungstène avec une résolution temporelle d'une trentaine de microseconde.

Au cours de cette étude, à partir des mesures ponctuelles de température par pyrométrie active, une méthode de correction d'image infrarouge en deux dimensions obtenue avec des caméras infrarouges classiques a été proposée. Cette méthode permet d'obtenir une cartographie de la luminance réfléchie et une cartographie de la température à partir de l'hypothèse d'une émissivité homogène sur la surface étudiée (avec l'hypothèse d'une luminance réfléchie uniforme).

Cette étude a aussi permis de valider la méthode de pyrométrie active modulée comme une méthode pour mesurer des températures de surface en deux dimensions indépendamment du flux réfléchi. Dans le cadre de la méthode modulée, une caméra bicolore a été utilisée permettant d'obtenir une résolution temporelle de l'ordre de la milliseconde. Chaque pixel des deux matrices de pixels (une matrice par longueur d'onde) qui la composent se comporte comme un détecteur. Outre l'avantage d'une mesure en 2D, la caméra permet l'accès simultané à quatre mesures de température (deux mesures monochromatiques, une mesure bichromatique et une mesure par pyrométrie active). Comme il n'existe pas de méthode absolue de mesure de température, la combinaison de ces quatre mesures doit mener à une meilleure connaissance de la température de surface étudiée.

Conclusion générale

Le pré-dimensionnement d'une installation de cette méthode dans un environnement complexe comme le tokamak a été réalisé dans le cadre du projet WEST. Cette étude a permis d'identifier les contraintes géométriques d'une installation de pyrométrie active modulée utilisant la caméra bicolore employée au cours de nos expériences en laboratoire. La résolution spatiale d'une telle installation a été estimée pour ensuite identifier la gamme de température mesurable avec le matériel à notre disposition. L'utilisation de modèle thermique développés au préalable a permis de connaître la puissance de la source excitatrice nécessaire pour mesurer la gamme de températures rencontrées dans les tokamaks. De cette façon, un choix de sources laser peut déjà être proposé en vue d'une installation sur tokamak ou dans un environnement industriel complexe.

Cette étude a permis de valider la mesure de température de surface des composants face au plasma métalliques de faible émissivité par pyrométrie active impulsionnelle et/ou modulée indépendamment du flux réfléchi. La méthode impulsionnelle permet une mesure ponctuelle avec une résolution temporelle de quelque dizaine de microseconde alors que la méthode modulée autorise, grâce à l'utilisation de la caméra bicolore, une mesure en deux dimensions avec une résolution temporelle de l'ordre de la milliseconde. Ces deux méthodes sont évidemment complémentaires et après une validation en laboratoire, les perspectives futures sont une mise œuvre de la méthode de pyrométrie active sur tokamak équipé de composants face au plasma en métal pour des mesures de température de surface fiables et indépendantes du flux réfléchi.





Annexes

ANNEXE I

L'expression (II-143) montre que le module de l'expression complexe de la composante modulée de la variation de température correspond à l'amplitude de cette variation. La phase de l'expression complexe permet d'obtenir la phase de la variation de température. L'étude du déphasage permet d'identifier le comportement thermique du matériau. L'évolution de l'amplitude et de la phase pour la composante modulée pour une gamme de fréquence allant de 1Hz à 10kHz pour un échantillon de cuivre ayant toujours les mêmes propriétés sont présentées sur les Figure A-1 et Figure A-2. Pour exprimer la phase en degré, la relation suivante est appliquée:

$$\Phi = \text{Arg}(\bar{\theta}(r, 0)) \times \frac{180}{\pi} \quad (\text{A-1})$$

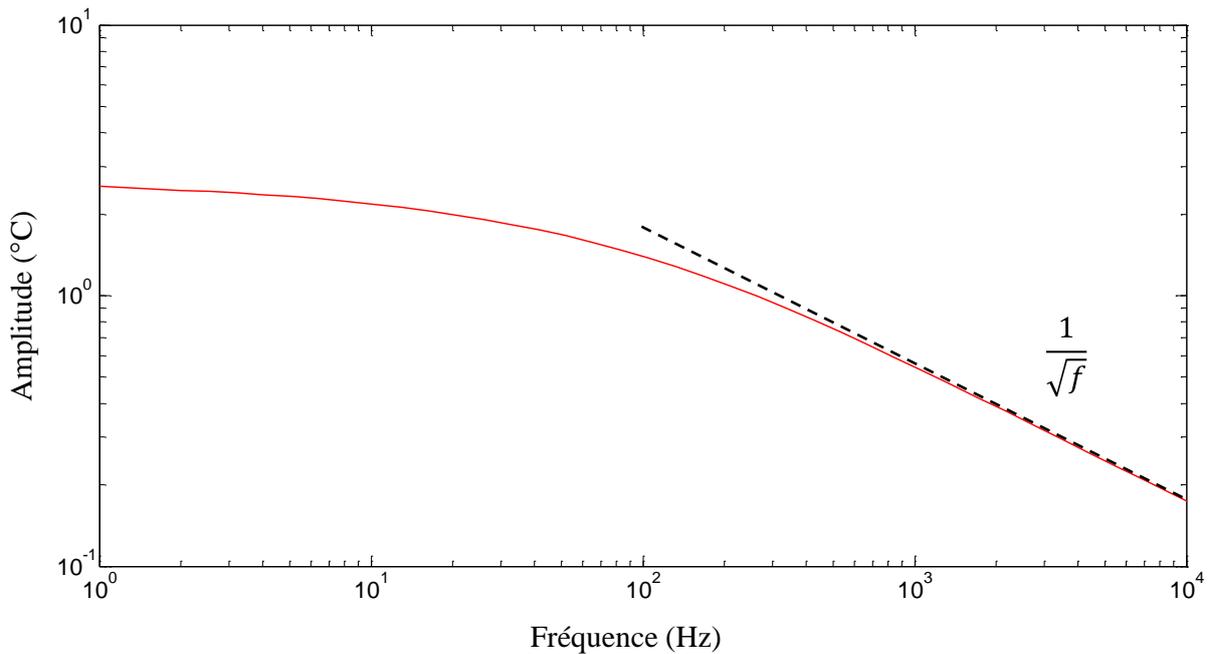


Figure A-1. Amplitude de la composante modulée de la variation de température en fonction de la fréquence de modulation pour un échantillon de cuivre.

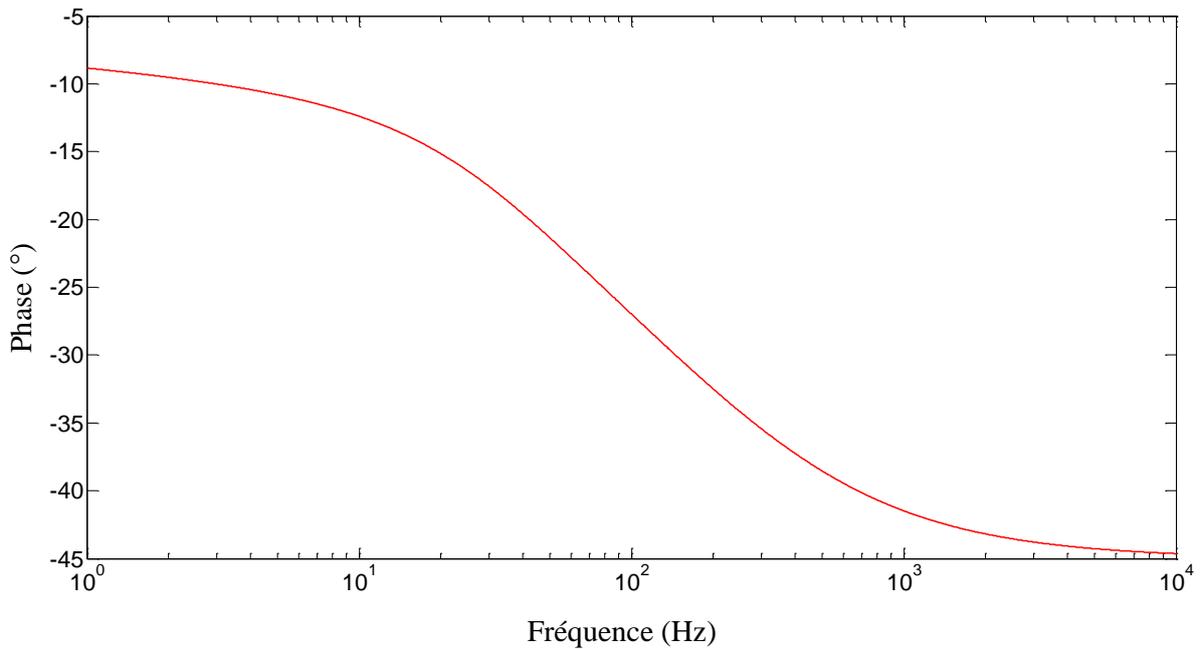


Figure A-2. Phase de la composante modulée de la variation de température en fonction de la fréquence de modulation pour un échantillon de cuivre.

Sur la Figure A-1, il apparaît que l'amplitude et la phase dépend très peu de la fréquence lorsque celle-ci est basse, c'est-à-dire inférieure à 10Hz dans le cas du cuivre. Ainsi la phase est nulle à basse fréquence. A haute fréquence (c'est-à-dire typiquement au-delà de 1kHz) la phase tend vers une valeur de -45° . Le phénomène de diffusion purement monodimensionnelle correspond une décroissance de l'amplitude en $1/\sqrt{f}$ et à une phase de 45° [Martinsons 1998]. Les Figure A-1 et Figure A-2 montrent qu'il est possible d'avoir une approximation monodimensionnelle pour l'amplitude à partir d'une fréquence 1kHz mais que cette approximation n'est pas vérifiée pour la phase puisque pour cette même fréquence la phase n'est pas de -45° . Cette approximation est seulement valable lorsque le terme α_n^2 peut être négligé devant la fréquence dans l'expression (II-141). L'évolution de l'amplitude et de la phase pour deux diffusivités différentes sont présentées sur les Figure A-3 et Figure A-4.

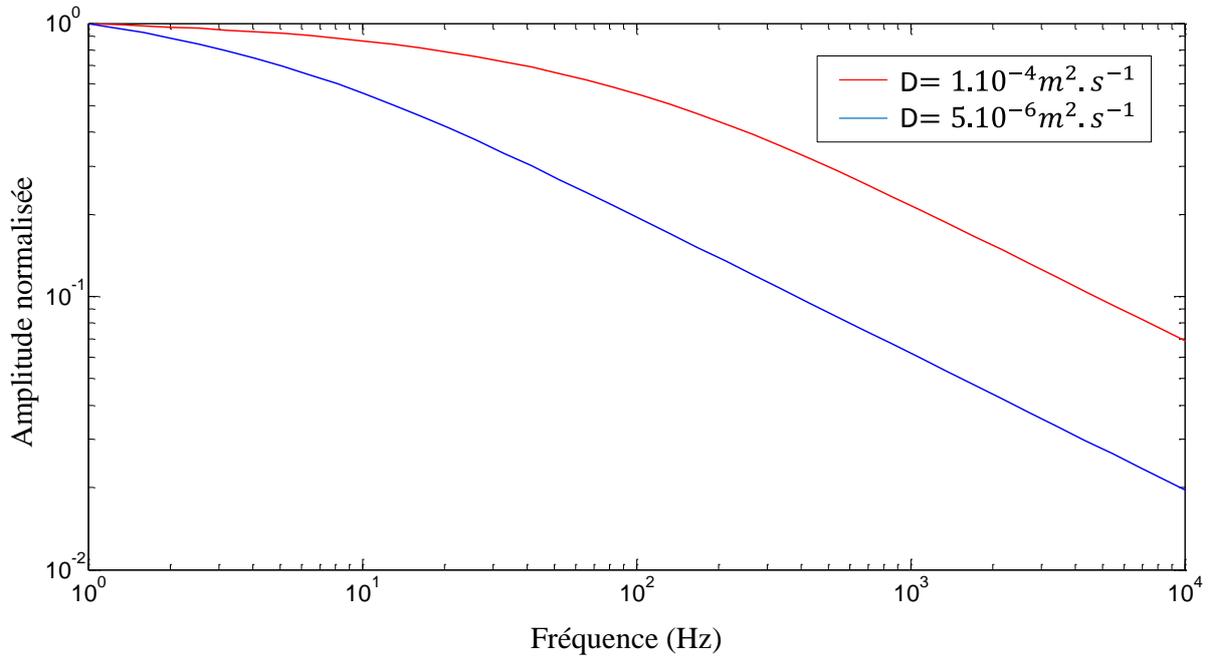


Figure A-3. Influence de la diffusivité thermique sur l'amplitude normalisée de la composante modulée.

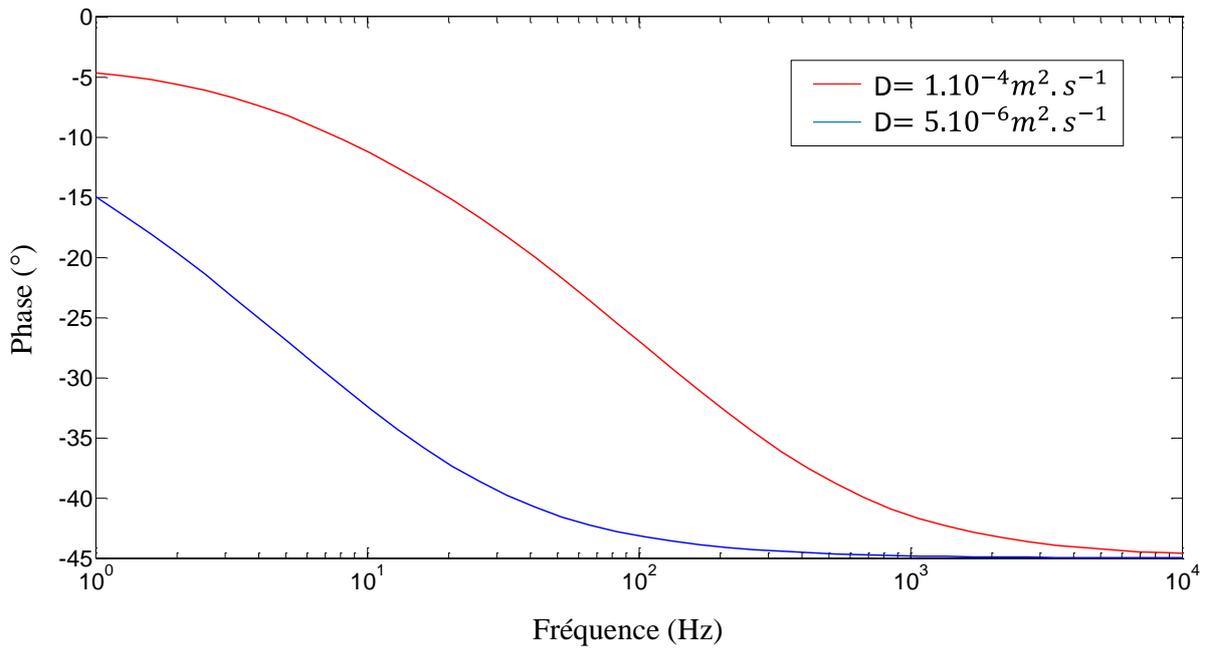


Figure A-4. Influence de la diffusivité thermique sur la phase de la composante modulée.

Il apparaît que plus la diffusivité du matériau est faible, plus le terme α_n^2 devient négligeable à basse fréquence. En conséquent les matériaux de faibles diffusivité ont une diffusion thermique monodimensionnelle à plus basse fréquence.

ANNEXE II

Il existe plusieurs types de laser avec comme grandes famille les lasers à gaz, les lasers à semi-conducteurs, les lasers à colorants et les lasers à solides [Lasoptic 2011]. Parmi les lasers à solides, les principaux lasers impulsionnels sont les lasers à rubis (694nm), les lasers YAG (1064nm) et les lasers à verre (1560-1560nm) [Silfvast 1996]. Il existe deux modes de fonctionnement, relaxé et déclenché (Q-Switché), pour les lasers impulsionnels.

En mode relaxé, l'énergie est accumulée dans le cristal et lorsqu'elle dépasse un seuil donné, des impulsions sont émises spontanément (oscillations de relaxation) pendant une durée de l'ordre de la microseconde (cf. Figure A-5 (A)). Ce phénomène se produit en présence d'un pompage constant.

En mode déclenché, un obturateur rapide est utilisé dans la cavité, celui-ci est commandé depuis l'extérieur. Lorsqu'il est fermé, l'énergie est accumulée pendant le pompage. Lorsqu'il est ouvert, l'énergie ainsi accumulée est libérée en une seule impulsion brève (cf. Figure A-5 (B)) [Loarer 1989] [Fabre 2002]. En comparaison avec le mode relaxé, l'impulsion laser est nettement plus brève, de l'ordre de la nanoseconde. Dans ce mode, l'énergie d'une impulsion est stable d'une impulsion à l'autre.

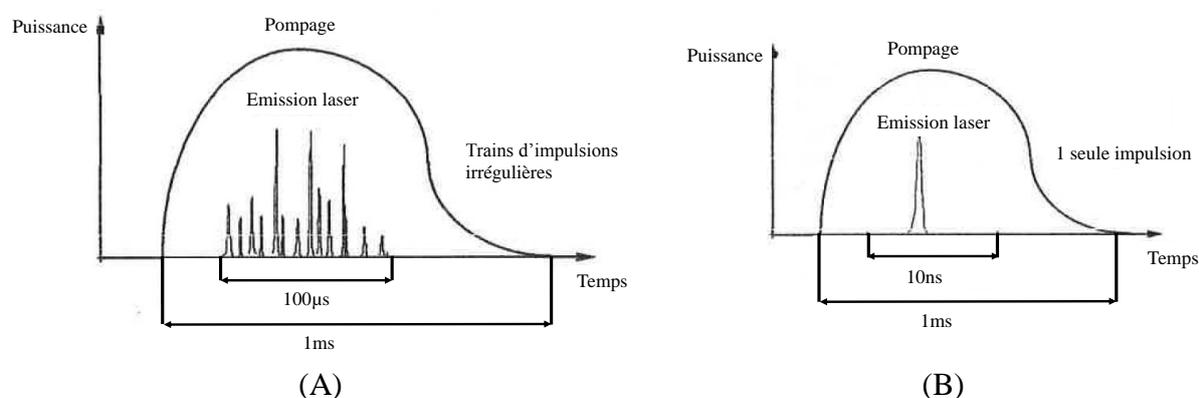


Figure A-5. Fonctionnement laser en mode relaxé (A) et en mode déclenché (B) [Lasoptic 2011].

Le laser utilisé est un laser à Nd : YAG modèle Surelite II du fabricant « Continuum ». Ce laser est déclenché par une cellule « Pockel ». Le retard aléatoire entre le déclenchement de la cellule et l'émission laser est donné pour 0.5ns par le constructeur. L'émission laser se fait à la longueur d'onde de 1064nm. Le laser possède une puissance de 6.5W, à une fréquence de 10Hz. L'énergie d'un tir peut donc atteindre 650mJ. Le laser peut fonctionner en mode relaxé, la durée de l'impulsion est alors de 160μs, toutefois l'étude du profil temporel de l'impulsion à l'aide d'une photodiode a montré que 90% de l'énergie était émise dans les dix première microsecondes (cf. Figure A-6).

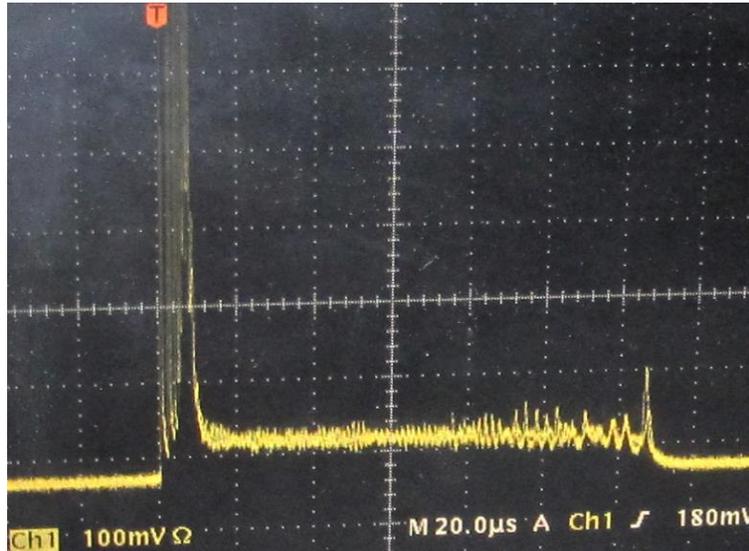


Figure A-6. Profil temporel d'une impulsion laser en mode relaxé (échelle 20μs par division)

En mode déclenché, la durée d'impulsion est théoriquement de 8ns, mais elle varie linéairement avec l'énergie par impulsion, et s'établit donc entre 4 et 10ns. Les mesures réalisées avec un joulemètre, montrent que la puissance réelle est réglable entre 100 et 780mJ.

Contrairement aux données constructeurs le laser utilisé ne présente pas de profil gaussien. En effet, à l'aide d'un analyseur de faisceau, le profil spatial en mode relaxé et en mode déclenché a pu être déterminé. Le résultat montre que le profil présente une répartition inhomogène de l'énergie pour les deux modes de fonctionnement (cf. **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). La mesure de température ponctuelle s'effectue sur une surface avec une température uniforme. Le rapport des signaux mesurés permet de s'affranchir du dépôt d'énergie non-uniforme. En effet, le rapport permet de simplifier l'intégrale spatiale de la variation de température qui est identique aux deux longueurs d'onde étudiées (pour des temps supérieurs aux temps caractéristiques de diffusion axial). Pour être certain que les deux lignes de visée de la détection visent la même zone centrale, la zone de collection est prise plus grande que la zone d'excitation. Ce choix permet aussi de maximiser le signal collecté.

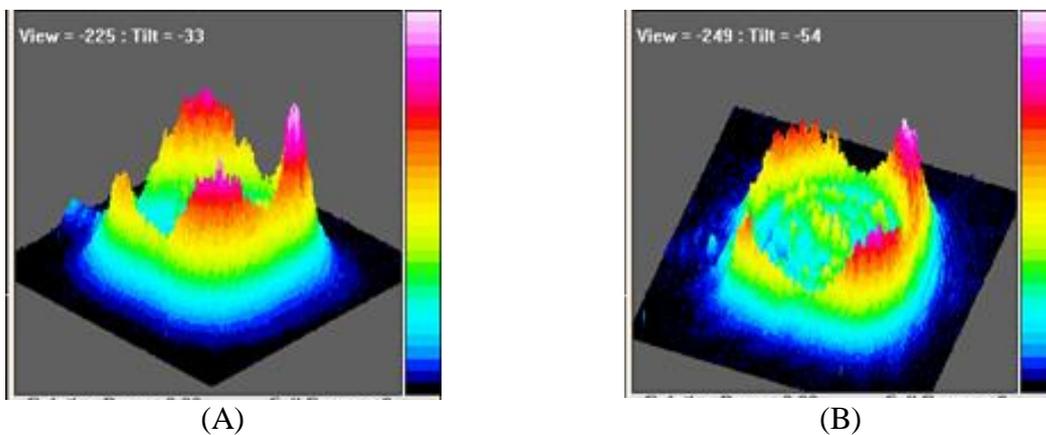


Figure A-7. Profil spatial du faisceau laser en mode déclenché (A) et relaxé (B).

ANNEXE III

Plusieurs données bibliographiques permettent d'avoir un premier ordre de grandeur de l'évolution de l'émissivité avec la température et la longueur d'ondes. Ainsi les Figure A- 8 et Figure A-9 présentent l'évolution respective de l'émissivité du tungstène et de l'aluminium. Il est intéressant de noter pour le tungstène l'existence d'un point X à $1.5\mu\text{m}$ où l'émissivité est totalement indépendante de la température.

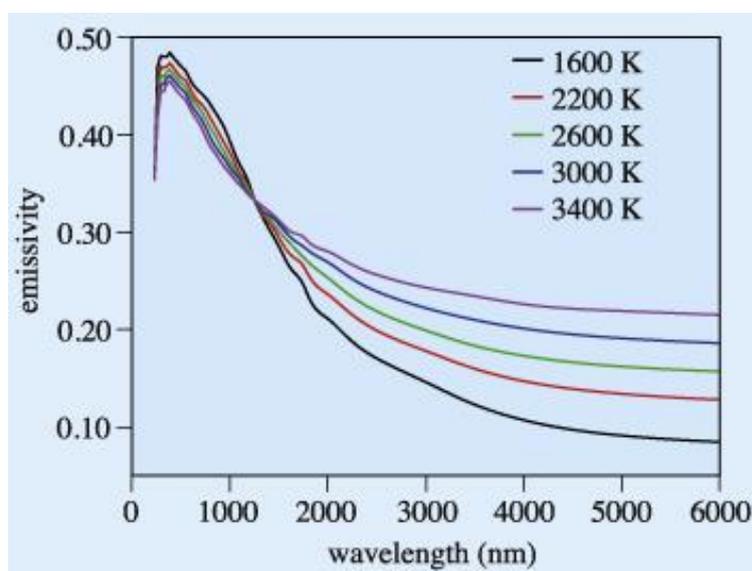


Figure A- 8. Emissivité spectrale normale du tungstène [Zdenek 2013].

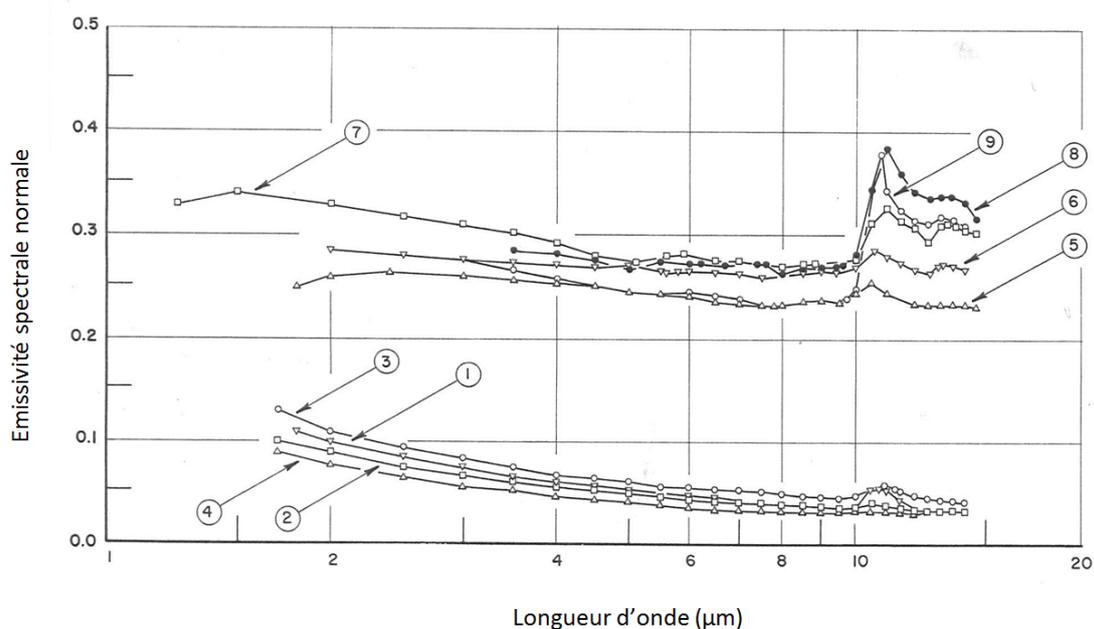


Figure A-9. Emissivité spectrale normale de l'aluminium. Echantillon d'aluminium avec une rugosité de 75nm à une température de 467K (1), 697K (2), 805K (3) et 599K (4). Echantillon d'aluminium avec une rugosité de $2.8\mu\text{m}$ à une température de 462K (5), 598K (6), 715K (7), 787K (8) et 461K (9) [Touloukian 1972].

ANNEXE IV

Des simulations photoniques sous Speos® ont permis d'étudier la répartition du flux réfléchi en considérant différents modèles de BRDF pour des échantillons de carbone, tungstène et aluminium. Les modèles de BRDF (Bidirectional Reflectivity Distribution Function) qui ont été étudiés sont les suivantes :

- Modèle lambertien avec une réflexion identique dans toutes les directions considérées.
- Modèle hautement spéculaire, avec 98% de réflexion dans la direction considérée. Plusieurs largeurs à mi-hauteur (FWHM) sont étudiées : 5, 12, 25 et 50°.

Les simulations sont menées en considérant la caméra infrarouge qui a été utilisée aux cours de nos expériences. Cette caméra est positionné de telle façon que l'angle de réflexion par rapport à la normale à la surface soit le même que l'angle d'incidence par rapport à cette même normale. La caméra est donc positionnée avec un angle de 15° par rapport à la normale.

Les émissivités respectives du carbone, du tungstène et de l'aluminium sont 0.75, 0.45 et 0.16.

Les résultats obtenus sont présentés sur les Figure A-10, Figure A-11, et Figure A-12. Avec son émissivité élevée, la part de flux réfléchi dans la direction d'observation reste faible même dans le cas hautement spéculaire puisque la part du flux incident réfléchi n'est que de 31%. Cette contribution augmente avec l'échantillon de tungstène car son émissivité est plus faible mais excède légèrement 50%. Pour l'échantillon d'aluminium, la réflectivité importante permet de créer un flux réfléchi très important même avec un modèle spéculaire possédant une largeur à mi-hauteur importante.

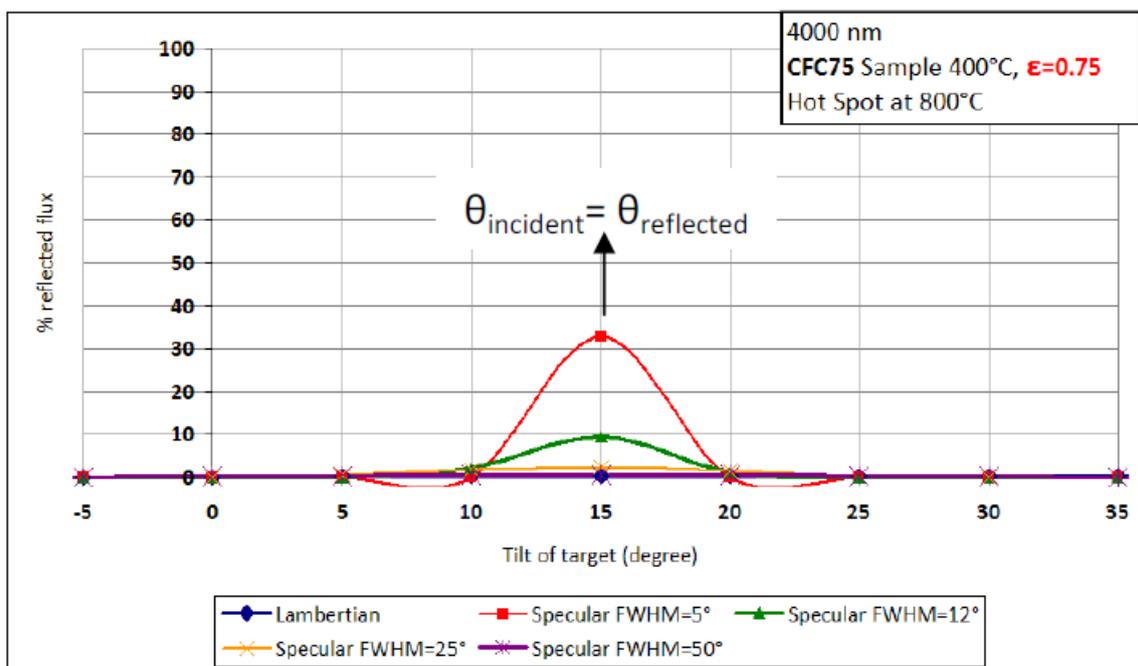


Figure A-10. Modèle BRDF pour l'échantillon de carbone avec une émissivité supposée de 0.75.

Annexes

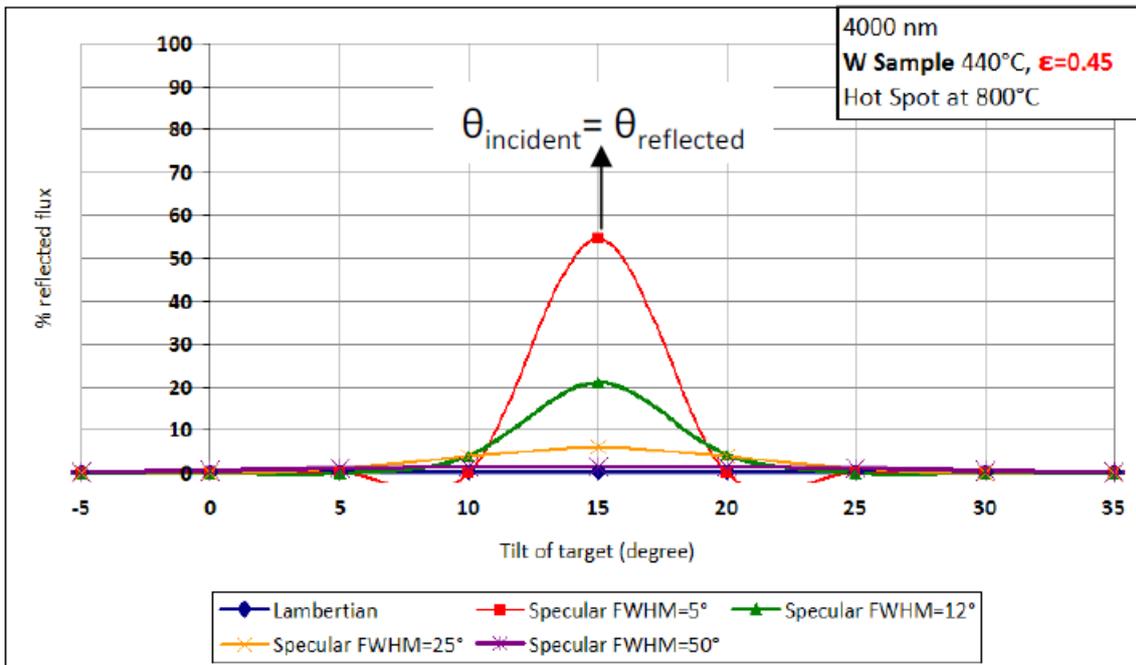


Figure A-11. Modèle BRDF pour l'échantillon de tungstène avec une émissivité supposée de 0.45.

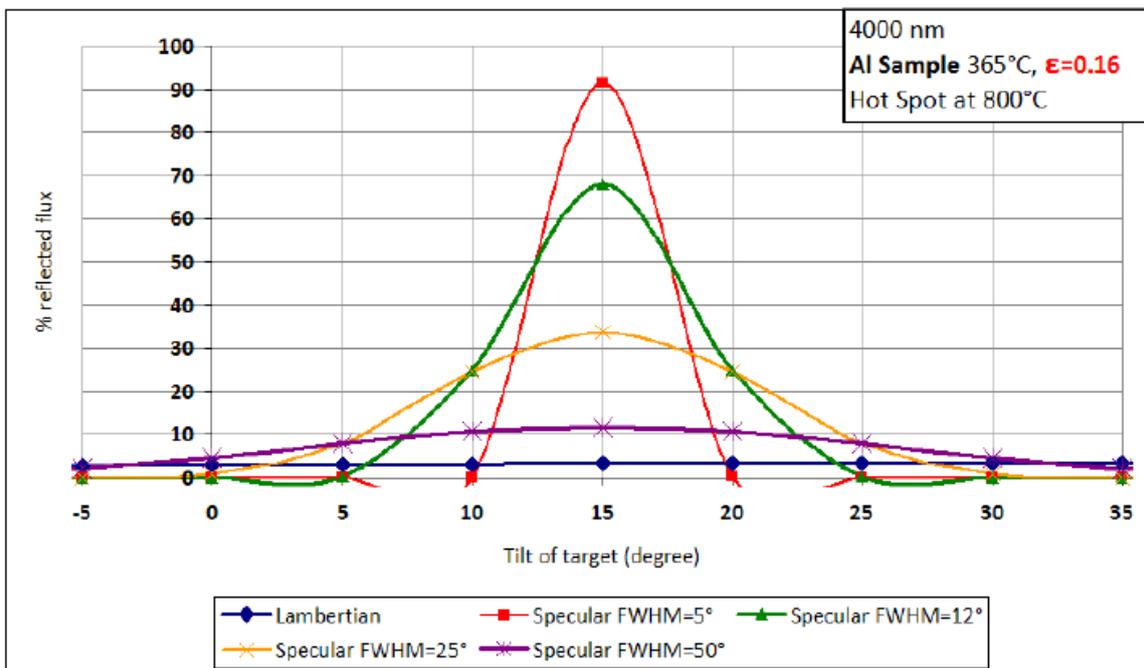


Figure A-12. Modèle BRDF pour l'échantillon d'aluminium avec une émissivité supposée de 0.16.

Pour pouvoir obtenir un flux réfléchi important sur la caméra, il y a deux possibilités. Il faut travailler sur un échantillon très spéculaire tel que l'aluminium ou utiliser une source parasite extrêmement chaude ($>1600^{\circ}\text{C}$) pour créer un flux réfléchi suffisamment important pour être collecté par la caméra.



Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [ABRAMOWITZ 1972] Abramowitz M. et Stegun I., « Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables », Applied Mathematics Series 55 (1972)
- [AIRAPETOV 2009] Airapetov A. et al. « Deuterium trapping in carbon fiber composites exposed to D plasma », Journal of Nuclear Materials 390-391 (2009)
- [ALLISON 1988] Allison S. W., Cates M., Noel B. et Gillies G. T., « Monitoring permanent-magnet motor heating with phosphor thermometry », IEEE Transactions on instrumentation and measurement 37 (1988)
- [ALLISON 1997] Allison S. W. et Gillies G. T., « Remote thermometry with thermographic phosphors: Instrumentation and applications », Review of Scientific Instruments 68 (1997)
- [APELBLAT 1983] Apelblat A., « Table of definite and infinite integrals », Physical sciences data 13 Ed. Elsevier (1983)
- [ASTRATH 2009] Astrath N., Astrath F., Shen J. et al., « Top-hat cw laser induced thermal mirror: a complete model for material characterization », Applied Physics B: Laser and optics 97 (2009)
- [AUMEUNIER 2013] Aumeunier M.-H., Corre Y., Firdaouss M. et al., « Multi parametric sensitivity study applied to temperature measurement of metallic Plasma Facing Components in fusion devices », ANIMMA 2013 (2013)
- [BALAGEAS 1986] Balageas D., Krapez J. C. et Cielo P., « Pulsed photothermal modeling of layered materials », J. Appl. Phys. 59 (1986)
- [BALAGEAS 2011] Balageas D., « Défense et illustration de la thermographie stimulée impulsionnelle en évaluation non destructive », Congrès SFT (2011)
- [BALAT-PICHELIN 2006] Balat-Pichelin M., Robert J. F. et Sans J. L. « Emissivity measurements on carbon-carbon composites at high temperature under high vacuum », Applied Surface Science 253 (2006)
- [BARABASH 2013] Barabash V., « Appendix A, Materials Design Limit Data », Historical Baseline Document (2013)
- [BATTAGLIA 2006] Battaglia J.-L., Kusiak A., Bamford M. et Batsale J.-C., « Photothermal radiometric characterization of thin deposit using a linear swept-frequency heat flux waveform », International Journal of Thermal Sciences 45 (2006)
- [BATTAGLIA 2007] Battaglia J.-L. et Kusiak A., « Thermophysical Characterization of CuO Thin Deposit », International Journal of Thermophysics 28 (2007)

Références bibliographiques

- [BECKWITH 1982] Beckwith P. et Crane C., « Twowavelength infrared pyrometer for large and rapid temperature changes », *Review of Scientific Instruments* 53 (1982)
- [BEDFORD 1988] Bedford R., Ma C., Zaixiang C. et Yuxing S., « Calculation of the radiant characteristic of a plane diffuse surface covered by specular hemisphere », *Journal of Physic: Scientific Instruments* 21 (1988)
- [BERTHET 1987] Berthet O., « Effet photothermique appliquée à la pyrométrie active », Thèse (1987)
- [BOURIANNES 1977] Bouriannes R. et Moreau M., « Un pyromètre rapide à plusieurs couleurs », *Revue de Physique Appliquée* 12 (1977)
- [BP 2013] BP Energy Outlook 2035 Factsheet (2013)
- [BRANDT 2008] Brandt R., Bird C. et Neuer G., « Emissivity reference paints for high temperature applications. » *Measurement* 41 (2008)
- [BRANSTETTER 1966] Branstetter J., « Some practical aspects of surface temperature measurement by optical and ratio pyrometer », *NASA Technical Note* (1966)
- [BUCALOSSI 2014] Bucalossi J., Missirlian M., Moreau P. et al., « Thes WEST project: Testing ITER divertor high heat flux component technology in a steady state tokamak environment », *Fusion Engineering and Design* (2014)
- [CABANNES 1990] Cabannes F., « Pyrométrie optique », *Techniques de l'Ingénieur* (1990)
- [CABANNES 1996] Cabannes F., « Température de surface : mesure radiative », *Techniques de l'Ingénieur* (1996)
- [CARSLAW 1959] Carslaw H. et Jaeger J. C., « Conduction of heat in solid » (1959)
- [CASHDOLLAR 1979] Cashdollar K., « Three-wavelength pyrometer for measuring flame temperatures », *Applied Optics* (1979)
- [CAUSEY 1989] Causey A., « The interaction of tritium with graphite and its impact on tokamak operations », *Journal of Nuclear Materials* 162-164 (1989)
- [CHOW 1980] Chow H. C., « Theory of threedimensional photoacoustic effect with solids », *J. Appl. Phys.* 51 (1980)
- [COATES 1981], Coates P. B., « Multiwavelength Pyrometry », *Metrologia* 17 (1981)

Références bibliographiques

[COURTOIS 2011] Courtois X., Sortais C., Melyukov D. et al., « Development of laser lock-in thermography for plasma facing component surface characterization », *Fusion Engineering and Design* 86 (2011)

[COURTOIS 2014] Courtois X., Aumeunier M.-H., Joanny M., « IR thermography diagnostics for the WEST project », *Fusion Engineering and Design* (2014)

[DAVIOT 2010] Daviot R. « Etude des champs de flux thermiques sur les composants face au plasma dans un tokamak à partir de mesures de température par thermographie infrarouge », Thèse (2010)

[DE GIOVANNI] De Giovanni A. « Transmission de l'énergie thermique – Conduction », *Techniques de l'ingénieur* (1999)

[DELCHAMBRE 2011] Delchambre E., Hernandez D., Aumeunier M.-H., Loarer T. et Gauthier E., « Performance of pyroreflectometry in a reflective environment », *Physica Scripta* 145 (2011)

[DELCHAMBRE 2012] Delchambre E., Aumeunier M.-H. et al., « Performance of the Pyroreflectometry in Magnetic Fusion Devices for Plasma Wall Interaction monitoring », 11th International Conference on Quantitative Infrared Thermography (2012)

[DEMONT 1982] Demont P., Huetz-Aubert M. et Sacadura J. F., « Techniques de mesure des caractéristiques radiatives des matériaux opaques » *Revue Physique Appliquée* (1982)

[DE SOUSA MENESES] De Sousa Meneses D., « Les mesures de températures par voie optique », *Journées SFT en rayonnement thermique* (2011)

[DESVIGNES 1981] Desvignes F., « Température de surface – Mesure par observation du rayonnement d'émission », *Techniques de l'ingénieur* (1981)

[DE WITT 1972] De Witt D. P. et Kunz H., « Theory and Technique for surface temperature determinations by measuring the radiance temperatures and the absorptance ratio for two wavelengths », *Measurement and control in Science and Industry* 4 (1972)

[DUVAUT 1995] Duvaut T., Georgeault D. et Beaudoin J. L., « Multiwavelength infrared pyrometry: optimization and computer simulations », *Infrared Physics & Technology* 36 (1995)

[DUVAUT 2008] Duvaut T., « Comparison between multiwavelength infrared and visible pyrometry: Application to metals », *Infrared Physics & Technology* 51 (2008)

[DRURY 1951] Drury M., Perry K. et Land T., « Pyrometers for surface temperature measurement », *Journal of Iron Steel Instrument* 169 (1951)

Références bibliographiques

- [EDWARDS 1965] Edwards D. K., Catton I. et al., « Radiation characteristics of rough and oxidized Metals, advances in thermophysical properties at extreme temperatures and pressures », Proc. Symp. On Thermophysical Properties (1965)
- [EINSTEIN 1905] Einstein A. « Does the inertia of a body depend upon its energy-content ? », Annalen der Physik (1905)
- [ERVIN 1995] Ervin J., Murawski C. et al., « Temperature Measurement of a Curved Surface Using Thermographic Phosphors », Experimental Thermal and Fluid Science 11 (1995)
- [ESCOURBIAC 2007] Escourbiac F., Constans S. Courtois X. et Durocher A., « Application of lock-in thermography non destructive technique to CFC armoured plasma facing components », Journal of Nuclear Materials 367-370 (2007)
- [ESPECEL 1996] Especel D. et Mattei S., « Total emissivity measurement without use of an absolute reference », Infrared Physics and Technology 37 (1996)
- [EYAL 1997] Eyal O., Scharf V. et Katzir A., « Temperature measurements using pulsed photothermal radiometry and silver halide infrared optical fibers », Applied Physics Letter 12 (1997)
- [EYAL 1998] Eyal O., Scharf V. et Katzir A., « Fiber-optic pulsed photothermal radiometry for fast surface-temperature measurements », Applied Optics 37 (1998)
- [FABRE 2002] Fabre C. et Pocholle J. P., « Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales », EDP Sciences (2002)
- [FABRON 2001], Fabron C. et Meurat A., « Measurements of total hemispheric emissivity at low temperatures – designing a cryogenic test bench », Proceedings 4th International Symposium on Environmental Testing for Space Programs (2001)
- [FLIR 2013] FLIR, « The ultimate Infrared Handbook for R&D Professionals », FLIR (2013)
- [FERDINAND 2003] Ferdinand P., « Thermomètres à fibre optique sans contact : pyrometers », Techniques de l'ingénieur (2003)
- [FU 2006] Fu T., Chang X. et al., « The measurement coordinates for multi-band pyrometry », Measurement Science Technology 17 (2006)
- [GARDNER 1980] Gardner J. L., « Computer modelling of multiwavelength pyrometer for measuring true surface temperature », High Temperature High Pressure 12 (1980)
- [GARDNER 1981] Gardner J. L., Jones T. P. et Davies M. R., « A siw wavelength radiation pyrometer », High Temperature High Pressure 13 (1981)

Références bibliographiques

[GARIN 2001], Garin P. et al. « Actively cooled plasma facing components in Tore Supra », *Fusion Engineering and design* 56-57 (2001)

[GATHERS 1992] Gathers G., « Analysis of Multiwavelength Pyrometry Using Nonlinear Chi-Square Fits and Monte-Carlo Methods », *International Journal of Thermophysics* 13 (1992)

[GAUSSORGUES 1999] Gaussorgues G., « La thermographie infrarouge », Editions TEC et DOC (1999)

[GAUTHIER 2009] Gauthier E., « Progress in diagnostics for characterization of plasma wall interaction in tokamaks », *Journal of Nuclear Materials* 390-391 (2009)

[GIBLAS 2010] Giblas R., Sentenac T., Hernandez D. et Le Maoult Y., « New approach on determination of emissivity field using bicolor reflectometry technique », *10th International Conference on Quantitative Infrared Thermography* (2010)

[GIBLAS 2011] Giblas R., Sentenac T., Hernandez D. et Le Maoult Y., « La thermoreflectometrie 2D : une nouvelle method pour la determination de champs de temperatures varies sur des surfaces d'émissivité inconnues », *Congrès SFT 2011* (2011)

[GIEC 2007] Rapport de synthèse du GIEC sur les changements climatiques (2007)

[GIL 2009] Gil C., De Michelis C., Elbeze D., and al., « Diagnostics system on Tore Supra », *Fusion Science and Technology* 56 (2009)

[GILLET 2009] Gillet M., « Analyse de systèmes intumescents sous haut flux : modélisation et identification paramétrique », Thèse (209)

[GODOY 1997] Godoy S. et Lockwood F., « Development of two-colour infrared pyrometer for coal particle temperature measurement during devolatilisation », *Fuel* 77 (1997)

[GUIHLEM 2005] Guilhem D., Bondil J.L., Bertrand B. et al., « Tore Supra infrared thermography system, a real steady-state diagnostic », *Fusion Engineering and Design* 74 (2005)

[HAGQVIST 2013], Hagqvist P., Sikström et Christiansson A.-K., « Emissivity estimation for high temperature radiation pyrometry on Ti-6Al-4V », *Measurement* 46 (2013)

[HANSSSEN 2001], Hanssen L., « Integrating-sphere system and method for absolute measurement of transmittance, reflectance, and absorptance of specular sample », *Applied Optics* 40 (2001)

Références bibliographiques

[HANSSEN 2007], Hanssen L., Cagran C., Prokhorov A. et al., « Use of a High Temperature Integrating Sphere Reflectometer for Surface-Temperature Measurements », *International Journal of Thermophysics* 28 (2007)

[HE 2009] He X., Li Y., Wang L., Sun Y. et Zhang S., « High emissivity coatings for high temperature application: Progress and prospect », *Thin Solid Films* 517 (2009)

[HERNANDEZ 1991] Hernandez D., Ciaurritz C., et Olalde G., « Détermination de l'émissivité à haute température à l'aide de systèmes à fibres optiques équipés d'hémisphères réflecteurs », *Journal of Physics III France* 1 (1991)

[HERNANDEZ 1995] Hernandez D. et Milcent E., « Pyro-réfectomètre bicolore à fibres optiques pour mesures "in situ" », *Journal de Physique III* 5 (1995)

[HERNANDEZ 2005] Hernandez D., « A concept to determine the true temperature of opaque materials using a tricolor pyroreflectometer », *Review of Scientific Instruments* 76 (2005)

[HERNANDEZ 2008] Hernandez D., Badie J-M., Escourbiac F. et Reichle R., « Development of two colour pyroreflectometry technique for temperature monitoring of tungsten plasma facing components », *Fusion Engineering and Design* 83 (2008)

[HERNANDEZ 2009] Hernandez D., Sans J-L. et al. « Experimental validation of a pyroreflectometric method to determine the true temperature on opaque surface without hampering reflections », *Measurement* 42 (2009)

[HERNANDEZ 2012] Hernandez D., « Pyroréfectométrie bicolore », *Techniques de l'ingénieur* (2012)

[HERVE 1977] Hervé P., « Influence de l'état de surface sur le rayonnement thermique des matériaux solides », *Thèse de Doctorat d'Etat* (1977)

[HERVE 1996] Hervé P., « La pyrométrie optique passe à l'ultraviolet », *Mesure* 689 (1996)

[HERVE 1997] Hervé P. et Morel A., « Thermography improvement using ultraviolet pyrometry », *QIRT 96-Eurotherm Series* 50 (1996)

[HERVE 2005] Hervé P., « Mesure de l'émissivité thermique », *Techniques de l'ingénieur* (2005)

[HERVE 2012] Hervé P., Cedelle J. et Negreanu I., « Infrared technique for simultaneous determination of temperature and emissivity », *Infrared Physics & Technology* 55 (2012)

Références bibliographiques

- [HEYES 2006] Heyes A-L., Seefeldt S. et Feist J. P., « Two-colour phosphor thermometry for surface temperature measurement », *Optics & Laser Technology* 38 (2006)
- [HILL 1996] D. N. Hill, « A review of ELMs in Divertor Tokamaks », 12th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices (1996)
- [HOCH 1992] Hoch M., « The integral sixcolor pyrometer: Linear dependence of the radiance temperature T_r on the wavelength λ », *Review of Scientific Instruments* 63 (1992)
- [HUETZ-AUBERT 1982] Huetz-Aubert M. et Sacadura J. F., « Mesure des émissivités et des réflectivités monochromatiques directionnelles des matériaux opaques », *Revue Physique Appliquée* 17 (1982)
- [HUNTER 1985] Hunter G., Allemand C. et Eagar T., « Multiwavelength pyrometry : an improved method », *Optical Engineering* 24 (1986)
- [HUNTER 1986] Hunter G., Allemand C. et Eagar T., « Prototype device for multiwavelength pyrometry », *Optical Engineering* 25 (1986)
- [ISHII 1998] Ishii J., Kobayashi M. et Sakuma F., « Effective emissivities of black-body cavities with grooved cylinders », *Metrologia* 35 (1998)
- [JACKSON 1981] Jackson W. B., AMER N. M., Boccara A. C. et Fournier D., « Photothermal deflection spectroscopy and detection », *Applied Optics* 20 (1981)
- [JARMAN 2003] Jarman K., Daly D., Anderson K. et Wahl K., « A new approach to automated peak detection », *Chemometrics and Intelligent laboratory Systems* 69 (2003)
- [JCGM 2008] JCGM, « Evaluation des données de mesure-Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure », (2008)
- [JONES 1987] Jones T. P., Gardner J. L. et Richards A. J., « Radiation pyrometers for temperature measurement during aluminium processing », *Journal of Physic Instruments* 20 (1987)
- [IPG 2012] IPG Photonics “Fiche technique YLR-SM Fiber Laser 2012 Series” (2012)
- [IPG 2012b] IPG Photonics “Fiche technique YLM Fiber Laser Single-Mode 2012 Series” (2012)
- [IVANOVA 2012] Ivanova D. « Plasma facing components in tokamak: material modification and fuel retention », Thesis (2012)

Références bibliographiques

- [KASEM 2010] Kasem H., Thevenet J. et al., « An emissivity-corrected method for the accurate radiometric measurement of transient surface temperatures during braking », *Tribology International* 43 (2010)
- [KHAN 1988] Khan A., Allemand C. et Eagar T., « Non-contact True Temperature Measurements for Process Diagnostics », *Process Diagnostics: Materials, Combustion, Fusion* 117 (1988)
- [KRAPEZ 1990] Krapez J.-C., Bélanger C. et Cielo P., « A double-wedge reflector for emissivity enhanced pyrometry », *Measurement Scientific Technology* 1(1990)
- [KRAPEZ 2006] Krapez J.-C., « Mesure de l'effusivité thermique : Méthodes photothermiques », *Techniques de l'ingénieur* (2006)
- [KRAPEZ 2011] Krapez J. C., « Measurement without contact in heat transfer: principles, implementation and pitfalls » *METTI 2011 Roscoff* (2011)
- [KIRENKOV 1959] Kirenkov I., « Metrological Features of Color Pyrometry », *Measurement Techniques* 2 (1959)
- [LAGRANGE 1826] Lagrange J. L. et Poinot L., « Traité de résolution des équations numériques de tous les degrés », Bachelier (1826)
- [LASOPTIC 2011] Lasoptic, « Formation habilitation laser sécurité » (2011)
- [LASCOUP 2011] Lascoup B., Perez L., Autrique L. et Criniere A., « Détection de défaut à l'aide d'une sollicitation thermique périodique – Etude de faisabilité », *Comptes Rendus des JNC* 17 (2011)
- [LASUR] Documentation technique sur le pyromètre ultraviolet Pyrophot : www.lasur.fr
- [LAWSON 1956] Lawson J. D. « Some criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor »
- [LAX 1977] Lax M., « Temperature rise induced by a laser beam », *J. Appl. Phys* 48 (1977)
- [LE NILIOT 2013] Le Niliot C., « Méthodes d'évaluation des incertitudes », *Cours Polytech' Marseille* (2013)
- [LEVENBERG 1944] Levenberg K., « A method for the solution of certain non-linear problems in least-squares », *Quart. Appl. Math* (1944)
- [LEUNG 1984] Leung W. P. et Tam A. C., « Techniques of flash radiometry », *J. Appl. Phys.* 56 (1984)

Références bibliographiques

- [LI 2000] Li J. and LI Z., « Fast Thermography for HT-7U Superconducting Tokamak », *Plasma Science & Technology* 2 (2000)
- [LI 2008] Li B., Chen X. et Gong Y., « Analysis of surface thermal lens signal in optical coating with top-hat beam excitation », *J. Appl. Phys.* 103 (2008)
- [LMJ 2010] www-lmj.cea.fr
- [LOARER 1989] Loarer T., « Mesure de température de surface par effet photothermique modulé ou impulsionnel », Thèse (1989)
- [LOARER 1989b] Loarer T., Greffet J.-J. et Huetz-Aubert M., « Noncontact surface temperature measurement by means of a modulated photothermal effect » *Applied Optics* 29 (1989)
- [LOARER 2009] Loarer T., « Fuel retention in tokamaks », *Journal of Nuclear Materials* 20-28 (2009)
- [LOTHON 1994] Lothon A., « Pyrométrie Photothermique impulsionnelle à fibres optiques. Application à la mesure de température des aubages mobiles des turbines à vapeur EDF. », Thèse (1994)
- [LOTT 2010] Lott F., Netchaieff A., Escourbiac F., Jouvelot J.-L. Jouvelot, Constans S. et Hernandez D., « Advances in optical thermometry for the ITER Divertor », *Fusion Engineering and Design* 85 (2010)
- [LYZENGA 1979] Lyzenga G., et Ahrens T., « Multiwavelength optical pyrometer for shock compression experiments », *Review of Scientific Instruments* 50 (1979)
- [MADURA 2004] Madura H. et Piatkowski T., « Emissivity compensation algorithms in double band pyrometry », *Infrared Physics & Technology* 46 (2004)
- [MADURA 2007] Madura H., Kastek M. et Piatkowski T., « Automatic compensation of Emissivity in Three-wavelength pyrometers », *Infrared Physics & Technology* 51 (2007)
- [MAILLET 2000] Maillet D., Moyne C. et Rémy B., « Effect of a thin layer on the measurement of the thermal diffusivity of a material by a flash method », *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43 (2000)
- [MAILLET 2000] Maillet D., Andre S., Batsale J.-C. et al., « Thermal quadrupoles : Solving the Heat Equation through Integral Transform », Ed. Wiley (2000)
- [MARINETTI 2012], Marinetti S. et Cesarotto P. G., « Emissivity estimation for accurate quantitative thermography », *NDT&E International* 51 (2012)

Références bibliographiques

- [MARQUARDT 1963] Marquardt D. W., « An algorithm for least squares estimation of non linear parameter », J. Soc. Ind. Appl. Math. 2 (1963)
- [MARTIN 1980] Martin C. et Fauchais P., « Mesure par thermographie infrarouge de l'émissivité de matériaux bon conducteurs de la chaleur. Influence de l'état de surface, de l'oxydation et de la température », Revue Physique Appliquée 15 (1980)
- [MARTIN 1990] Martin G. T., « The temperature distribution in a semi-infinite body due to surface absorption of laser radiation », Int. Comm. Heat Mass Transfer 17 (1990)
- [MARTINSONS 1998] Martinsons C., « Analyse de revêtements Durs par Radiométrie Infrarouge Photothermique : Estimation des Propriétés Thermiques par Techniques Inverse Application à l'Evaluation de l'Adhérence », Thèse (1998)
- [MATTEI 2005] Mattei S., « Rayonnement thermique des matériaux opaques », Techniques de l'ingénieur (2005)
- [MAX 1993] Max J., « Méthodes et technique de traitement du signal et applications aux mesures physiques », Edition Dunod (1993)
- [MERCADIER 2009] Mercadier L., Hermann, Grisolia C. et Semerok A., « On the possibility of tritium measurement in a tokamak by a laser technique », ANIMMA Conference (2009)
- [MERCADIER 2011] Mercadier L. « Spectroscopie de plasma induit par laser pour l'analyse des composants face au plasma de tokamak : étude paramétrique et mesures autocalibrées », Thèse (2011)
- [MESURES 2003] Mesures n°760, « Comment choisir la fréquence d'échantillonnage », n°760 Décembre 2003 (2003)
- [MESURES 2005] Mesures 778, « Thermographie IR : Prudence pour mesurer la température des fils chauds », n° 778 octobre 2005 (2005)
- [MISSIRLIAN 2014] Missirlian M., Bucalossi J., Corre Y. et al., « The WEST project: Current status of the ITER-like tungsten divertor », Fusion Engineering and Design (2014)
- [MITTEAU 2002] Mitteau R., Guilhem D., Vallet J.-C. et al. « Power Exhaust and Edge Control in Steady State Tore Supra Plasma », 19th IAEA Fusion Engineering Conference, Lyon (France) (2002)
- [MOODY 1982] Moody J. E. et Hendel R. H., « Temperature profiles induced by a scanning cw laser beam », J. Appl. Phys. 53 (1982)

Références bibliographiques

- [MOREAU 2007] Moreau P., Barana O. et Brémond S., « RF heating optimization on Tore Supra using feedback control of infrared measurements », *Fusion Engineering and Design* 82 (2007)
- [NETZELMANN 1994] Netzelmann U., « Non-linearity in photothermal radiometric imaging », *Journal de Physique IV Colloque C7* (1994)
- [ONO 1982] Ono A., « Apparent emissivities of cylindrical cavities with partially specular conical bottoms », *Temperature* (1982)
- [ORDONEZ-MIRANDA 2012] Ordonez-Miranda J. et Alvaro-Gil J. J., « Thermal quadrupole method applied to flat and spherical semi-transparent multilayers heated up with a modulated laser beam », *J. Appl. Phys* 112 (2012)
- [OZISIK 1993] Ozisik N., « Heat conduction », John Wiley & Sons Edition (1993)
- [PAJANI 1989] Pajani D., « Mesure par thermographie infraouge », ADD Editeur (1989)
- [PAJANI 2001] Pajani D., « Thermographie : Principes et mesure », *Techniques de l'ingénieur* (2001)
- [PALIK 1985] Palik E. D., « Handbook of Optical Constants of Solids », Academic Press (1985)
- [PAPINI 1994] Papini F. et Gallet G. « Thermographie infrarouge : Image et mesure », Edition Elsevier (1994)
- [PAPOULIS 1981] Papoulis A., « Systems and Transforms With Applications in Optics », Ed. Krieger Pub Co (1981)
- [PEREZ 1991] Perez M., « Pyrométrie infrarouge de précision pour la mesure de la température post-choc de matériaux métalliques dans la gamme 70-1000°C », *Journal de Physique IV, supplément au Journal de Physique III, Vol 1* (1991)
- [PETIT 2008] Petit D. et Maillet D., « Techniques inverses et estimation de paramètres. Partie 1 » *Techniques de l'ingénieur* (2008)
- [PIERRE 2007] Pierre T., « Mesure de la température à l'échelle microscopique par voie optique dans la gamme ultraviolet-visible », Thèse (2007)
- [PIERRE 2008] Pierre T., Remy B. et Degiovanni A., « Microscale measurement by the multispectral and statistic method in the ultraviolet-visible wavelengths », *Journal of Applied Physics* 103 (2008)

Références bibliographiques

[PILLON 2013] Pillon H. « Les réfugiés climatiques, ces oubliés du droit international » L'express 27/11/2013 (2013)

[PINTSUK 2012] Pintsuk G., « Tungsten as a Plasma-Facing Material » (2012)

[PROKHOROV 2010] Prokhorov A. et Hanssen L., « Effective emissivity of a cylindrical cavity with an inclined bottom: II. Non-isothermal cavity », Metrologia 47 (2010)

[RAMBURE 2010], Rambure N., « Mesures des propriétés thermo-optiques aux températures extrêmes (40K-2300K) », Thèse (2010)

[RAMIREZ 1985] Ramirez, Robert W., « The FFT, Fundamentals and Concepts », Prentice-Hall (1985)

[REICHLE 2009] Reichle R., Andrew P. Balorin C. et al., « Concept and development of ITER divertor thermography diagnostic », Journal of Nuclear Materials 390-391 (2009)

[REMY 2014] Remy B., Souhar Y., Rodiet C., Schick V. et Degiovanni A., « Caractérisation thermique à haute température », Journée SFT 2014 Hautes température (2014)

[RIGOLLET 1999] Rigollet F., « Caractérisation thermophysique d'un revêtement à l'aide d'une méthode photothermique impulsionnelle associée à la résolution d'un problème inverse », Thèse (1999)

[RIOU 2005] Riou O., « Résolution spatiale et exactitude en température des caméras thermiques à matrice », Thermogram' 2005 (2005)

[RIOU 2007], Riou O., Tortel V. and Durastanti J. F., «Caractérisation des caméras de thermographie», Thermogram' 2007 (2007)

[RODIET 2011] Rodiet C., Pierre T., Remy B. et Degiovanni A., « Mesure de température par méthode multi-spectrale dans l'Infrarouge et l'Ultraviolet », Congrès Français de Thermique, SFT 2011 (2011)

[RODIET 2012] Rodiet C., Remy B., Degiovanni A. et Demeurie F., « Optimization of the wavelength range and number of bands used for the multi-spectral temperature », 11th Quantitative Infrared Thermography (2012)

[RAGHU 2006] Raghu O. et Philip J., « Thermal properties of paint coatings on different backings using a scanning photo acoustic technique », Measurement Science and Technology (2006)

[ROONEY 1979] Rooney J. E., « Radiation measurement of a product temperature in a furnace », Brevet (1979)

Références bibliographiques

[ROONEY 1982] Rooney J. E., « Steel surface temperature measurement in industrial furnaces by compensation for reflected radiation errors », *Temperature* (1982)

[ROUSSEAU 2005] Rousseau B., Brun J. F., De Sousa Meneses D. et Echegut P., « Temperature Measurement : Christian Wavelength and Blackbody Reference », *International Journal of Thermophysics* 26 (2005)

[ROZENBAUM 1999] Rozenbaum O., De Sousa Meneses, Auger Y., Chermanne S. et Echegut P., « A spectroscopic method to measure the spectral emissivity of semi-transparent materials up to high temperature », *Review of Scientific Instruments* 70 (1999)

[ROZENBAUM 1999b] Rozenbaum O., « Etude de l'influence de la texture sur l'émissivité spectrale de matériaux poreux semi-transparent à haute température », Thèse (1999)

[SALASCA 2011] Salasca S., Arnichand H., Balhabib G. et al., « Recent technical advancements of the ITER Equatorial Visible/Infrared Diagnostic », *Fusion Engineering and Design* 86 (2011)

[SALASCA 2011b] Salasca S., Cantone B., Dapena M. et al., « Progress on the integration of ITER diagnostics equatorial port plugs in Europe », 24th Symposium on Fusion Engineering (2011)

[SALAZAR 2011] Salazar A., Fuente R., Apinaniz E. et al., « Simultaneous measurement of thermal diffusivity and optical absorption using photothermal radiometry. II Multilayered solids », *J. Appl. Physics* 110 (2011)

[SANDERS 1984] Sanders D. J., « Temperature distributions produced by scanning Gaussian laser beams », *Applied Optics* 23 (1984)

[SAVITZKY 1964] Savitky A. et Golay M., « Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures », *Analytical Chemistry* 36 (1964)

[SCAFFIDI-ARGENTINA 2000] Scaffidi-Argentina F., Longhurst G. R. et Shestakov, « Beryllium R&D for fusion applications », *Fusion Engineering and Design* 51-52 (2000)

[SCHUBERT 2004] Schubert E. F., « Refractive index and extinction coefficient of materials », (2004)

[SEIFTER 2011], Seifter A., Grover M., Holtkamp D. B. et al., « Emissivity measurement of shocked tin using a multi-wavelength integrating sphere », *Journal of Applied Physics* 110 (2011)

[SHEN 2009] Shen Y. et Clarke D., « Effect of Reducing Atmosphere on the Luminescence of Eu³⁺-Doped Ytria-Stabilized Zirconia Sensor Layers in Thermal Barrier Coatings », *Journal of American Ceramic Society* 92 (2005)

Références bibliographiques

- [SIEGEL 1972] Siegel R., Howell J. R., « Thermal Radiation Heat Transfer », McGraw-Hill (1972)
- [SILFVAST 1996] Silfvast W., « Laser fundamentals », Cambridge University Press (1996)
- [SOFRADIR 2009] SOFRADIR, « Spécification technique du détecteur » (2009)
- [SVET 1972] Svet Y., « Some new methods and systems of pyrometry and their application », Temperature, its measurement and control in science and industry 170 (1972)
- [SVET 2005] Svet Y., « A method of measuring true temperatures by bichromatic pyrometry », Measurement Techniques 48 (2005)
- [TAINÉ 2008] Taine J., Iacona E. et Petit J.-P., « Transferts thermiques », Ed. Dunod (2008)
- [THEVENET 2010] Thevenet J., Siroux M. et Desmet B., « Measurement of brake disc surface temperature and emissivity by two-color pyrometry », Applied Thermal Engineering 30 (2010)
- [TOULOUKIAN 1970] Touloukian Y. S., « Thermal Radiative Properties », Plenum New York (1970)
- [TOULOUKIAN 1972] Touloukian Y. S. et Dewitt D. P., « Thermal radiative properties : metallic elements and alloys », (1972)
- [TSAI 1990] Tsai B., Shoemaker R. et al., « Dual-Wavelength Radiation Thermometry: Emissivity Compensation Algorithms » International Journal of Thermophysics 11 (1990)
- [VAN HOUTTE 2004] Van Houtte D. et Tore Supra Team, « Recent fully non-inductive operation results in Tore Supra with 6min, 1GJ plasma discharges », Nuclear Fusion 44 (2004)
- [VINCI 2012] Vinci Technologies Meca 2000, Catalogue 2012 (2012)
- [VIVO-TRUYOLS 2005], Vivo-Truyols G., Torres-Lapasio J. R. et al., « Automatic program for peak detection and deconvolution of multi-overlapped chromatographic signals Part I : peak detection », Journal of Chromatography A. 1096 (2005)
- [VOLLMERHAUSEN 2000] Vollmerhausen R., Drigger R., « Analysis of Sampled Imaging system », SPIE Edition (2000)
- [VUILLERMET 2012] Vuillermet M., Billon-Lanfrey D., Reibel Y. and al. « Status of MCT Focal Plane Arrays in France », Infrared technology and Applications XXXVIII (2012)

Références bibliographiques

[WALACH 2008], Walach T., «Emissivity measurements on electric microcircuits », Measurement 41 (2008)

[WEN 2002] Wen C-D. et Mudawar I., «Experimental Investigation of Emissivity of Alluminium Alloys and Temperature Determination Using Multispectral Radiation Thermometry (MRT Algorithms) », Journal of Materials Engineering and Performance 11 (2002)

[WEN 2006] Wen C-D. et Mudawar I., «Mathematical determination of emissivity and surface temperature of aluminium alloys using multispectral radiation thermometry », International Communication in Heat and Mass Transfer 33 (2006)

[WEN 2011] Wen C-D. et Chai T-Y., «Experimental investigation of emissivity of aluminium alloys and application of multispectral radiation thermometry », Applied Thermal Engineering 31 (2011)

[ZDENEK 2013] Zdenek N. et al. «Study of Planck's law with a small USB grating spectrometer », Phys. Educ. 48 (2013)





Résumé :

Mesures de température de surface des composants face au plasma dans les tokamaks

Durant cette thèse, les difficultés rencontrées pour la mesure de température de surface des composants métalliques face au plasma dans les tokamaks sont présentés. Les méthodes de thermographie infrarouge nécessitent de connaître l'émissivité du matériau et la contribution de l'environnement pour les matériaux de faible émissivité. Des méthodes ont été développées afin de s'affranchir de ces difficultés mais elles répondent à des configurations particulières et aucune n'est adaptée pour une mesure de température de surface de matériaux métalliques dans un tokamak.

La méthode de pyrométrie active présentée dans cette étude réalise des mesures de température de surface indépendamment du flux réfléchi et de l'émissivité en utilisant l'effet photothermique. La validation de cette technique en laboratoire sur des matériaux métalliques avec un flux réfléchi pour les régimes impulsionnel et modulé s'est accompagnée d'une modélisation de la variation de température induite par l'effet photothermique et de l'évolution temporelle des signaux obtenus pour optimiser les paramètres de la source et de la chaîne d'acquisition. Les résultats expérimentaux ont déterminé les domaines d'application en température et en longueur d'onde de détection.

Le dimensionnement d'une installation de pyrométrie active sur tokamak avec une caméra infrarouge bicolore a été réalisé pour une mesure de température sans contact.

La méthode de pyrométrie active est une technique complémentaire des méthodes classiques utilisées dans le cadre de la thermographie en environnement tokamak qui permet de réaliser des mesures de température de surface locale et 2D indépendantes du flux réfléchi et de l'émissivité.

Mots clés : Thermographie, infrarouge, tokamak, composant face au plasma, température de surface, effet photothermique, pyrométrie active

Summary :

Surface temperature measurement of plasma facing components in tokamaks

During this PhD, the challenges on the non-intrusive surface temperature measurements of metallic plasma facing components in tokamaks are reported. Indeed, a precise material emissivity value is needed for classical infrared methods and the environment contribution has to be known particularly for low emissivities materials. Although methods have been developed to overcome these issues, they have been implemented solely for dedicated experiments. In any case, none of these methods are suitable for surface temperature measurement in tokamaks.

The active pyrometry introduced in this study allows surface temperature measurements independently of reflected flux and emissivities using pulsed and modulated photothermal effect. This method has been validated in laboratory on metallic materials with reflected fluxes for pulsed and modulated modes. This experimental validation is coupled with a surface temperature variation induced by photothermal effect and temporal signal evolution modelling in order to optimize both the heating source characteristics and the data acquisition and treatment. The experimental results have been used to determine the application range in temperature and detection wavelengths.

In this context, the design of an active pyrometry system on tokamak has been completed, based on a bicolour camera for a thermography application in metallic (or low emissivity) environment.

The active pyrometry method introduced in this study is a complementary technique of classical infrared methods used for thermography in tokamak environment which allows performing local and 2D surface temperature measurements independently of reflected fluxes and emissivities.

Key-words : Thermography, infrared, tokamak, plasma facing component, surface temperature, photothermal effect, active pyrometry



