



HAL
open science

Concentrateurs luminescents pour l'étalonnage de diagnostics de pyrométrie optique : application aux plasmas créés par lasers

Maxime Nourry–Martin

► **To cite this version:**

Maxime Nourry–Martin. Concentrateurs luminescents pour l'étalonnage de diagnostics de pyrométrie optique : application aux plasmas créés par lasers. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPASP175 . tel-04426232

HAL Id: tel-04426232

<https://pastel.hal.science/tel-04426232v1>

Submitted on 30 Jan 2024

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

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

Concentrateurs luminescents pour l'étalonnage de diagnostics de pyrométrie optique : application aux plasmas créés par lasers

*Luminescent concentrators for calibration of
streaked optical pyrometer: application to laser-driven plasmas*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Ondes et matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Graduate School : Physique. Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Laboratoire Charles Fabry**
(Université Paris-Saclay, Institut d'optique Graduate School, CNRS), sous la direction
de **François BALEMBOIS**, Professeur des Universités (Université Paris-Saclay) et
le co-encadrement de **Stéphane DARBON**, Ingénieur-Chercheur (CEA/DAM)

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 6 décembre 2023, par

Maxime NOURRY-MARTIN

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Sophie KAZAMIAS

Professeure des Universités, Université Paris-Saclay

Alessandra BENUZZI-MOUNAIX

Directrice de recherche, LULI, IPP

Sébastien FORGET

Professeur des Universités, Université Sorbonne Paris Nord

Sylvain GIRARD

Professeur des Universités, Université Jean Monnet

Benjamin REMY

Professeur des Universités, ENSEM

Présidente

Rapporteure

Rapporteur

Examineur

Examineur



Thèse préparée au
Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives
CEA-DAM Île-de-France
Bruyères-le-Châtel
91297 Arpajon CEDEX



En collaboration avec le
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique
Groupe Lasers
2 avenue Augustin Fresnel
91127 Palaiseau CEDEX

À mes parents,

Remerciements

Ces quelques pages de remerciements équivalent à ce que représente le pot au moment de la soutenance : la partie la plus attendue.

Avant tout, je tiens à exprimer ma gratitude envers les membres de mon jury pour avoir accepté de participer à ma soutenance. Alessandra Benuzzi-Mounaix et Sébastien Forget, je vous remercie d'avoir accepté le rôle de rapporteurs et d'avoir contribué à l'amélioration de ce manuscrit. Mes remerciements s'adressent également à Sophie Kazamias pour avoir assumé le rôle de présidente, et à Sylvain Girard et Benjamin Remy pour leurs analyses approfondies de mes travaux.

Je souhaite aussi remercier la personne qui a déclenché l'idée de cette thèse : François. En effet, avec ces sources révolutionnaires que sont les sources à concentrateur luminescent, cet apprentissage qui consistait à développer une source d'étalonnage a pu se transformer en thèse. Merci pour ton optimisme et tes nombreuses idées, ton encadrement et ta sympathie. L'aventure ne s'arrête pas tout de suite et je vais enfin pouvoir mériter mon passage par le groupe lasers!

Une mention spéciale à Stéphane, qui a encadré cette thèse avec dévouement. Merci d'avoir toujours trouvé du temps pour les discussions et les manipulations. Nos fameuses pauses bananes entre 17 et 18 heures ont été enviées par beaucoup et ont permis de résoudre beaucoup de problèmes administratifs, scientifiques et parfois même gastronomiques. Un grand merci également à ta femme pour avoir relu et corrigé les fautes de mon manuscrit!

Un profond ressenti de reconnaissance envers l'ensemble du groupe lasers pour la bonne ambiance et les discussions mémorables en salle café. Patrick, chef de groupe, mérite une mention spéciale pour sa bonne humeur et ses visites dans les bureaux, traitant de sujets plus ou moins sérieux. À nouveau ici, je dois faire mention du canapé (cf. figure 1) pour continuer à mener le combat pour une salle café plus confortable!



FIGURE 1 – Photographie très réaliste si il y avait un canapé en salle café.

Catherine, merci pour ta sympathie, ta bonne humeur et ton expérience en course à pied. Fred, merci pour ta sympathie et tes blagues tôt le matin ciblés souvent contre les Italiens. Merci à Gaëlle pour ton énergie et ses discussions animées pendant les pauses café. Marc, gratitude pour les repas de qualité partagés au magnan et cette aide à relativiser sur la rédaction du manuscrit de thèse. Merci à Sylvie pour avoir toujours eu le matériel nécessaire pour résoudre les problèmes expérimentaux et pour ton engagement dans l'amicale. Michele, merci pour ce triplé gagnant Pantalon, I Lazzari et fléchettes. Ces sorties longues dans des endroits au nom rassurant comme le bois de l'Homme Mort ou du Loup Pendu étaient super cool malgré cette chance à réussir pour contredire la météo. Un merci à Xavier pour ses discussions sur la paternité et ton enthousiasme lors de ma présence au triplé gagnant.

Gratitude également aux anciens doctorants du groupe, en particulier à Quentin et Nour. Quentin merci pour ton rire communicatif et les fou rires sur des blagues (parfois) nulles. Nour, reconnaissance pour ta bonne humeur et tes nappes pour ma soutenance !

Merci à mon cher et tendre collègue de bureau Hussein. Ce fut un plaisir de partager ces nombreux repas gastronomiques avec toi, mais je suis quand même pressé que tu partes pour récupérer ta place dans le bureau.

Je souhaite aussi remercier Pierre P. pour sa gentillesse et sa pédagogie. Merci pour ses nombreuses courses le midi où tu as toujours été motivé et pour m'avoir formé sur les concentrateurs !

Je souhaite aussi remercier les doctorants du groupe que je n'ai pas cité : Antoine, Hypaulitte, Isabel, Pierre L., Raphaël et princesse Gautier. Gautier, je suis vexé par ta rapidité en

course sans entraînement, ce n'est pas normal!

Un remerciement spécial à l'équipe concentrateur (François, Elio, Catherine, Hussein et Lisa) qui prendra bientôt les rênes du groupe laser.

Merci à la seule post-doctorante du groupe, Mekha, et un grand merci pour ta recette de daal. Bon courage pour la suite à mes camarades de promo de thèse, Lisa et Anahita.

Je saisis également cette occasion pour exprimer ma gratitude envers Sophie C. et Clément O. de l'atelier d'optique pour m'avoir enseigné le polissage. Je m'excuse d'avoir travaillé sur le polissage du plastique à l'atelier...

Maintenant, du côté du CEA, merci en premier lieu à ma collègue de bureau, Alexandra, avec qui j'ai partagé le même bureau pendant 6 ans et dont j'ai été secrétaire à temps perdue. Merci de m'avoir aidé à relativiser pendant ses 3 ans et pour d'avoir partagé tes boîtes Thorlabs avec moi!

Je vais exprimer ma gratitude envers les permanents du labo LDDP de manière exhaustive : Merci à Adrien R., Aurore, Benjamin V., Charles notre cher doyen, Clément C., Eric, Gérard, Gilles, Isabelle L., Jean-Baptiste, Jean-Luc, Ju, Ludo, Michelle, Olive, Olivier D., Pierre G., Quentin A., Sylvain, Thibault, Thierry et Vincent T.

Gratitude à la princesse du labo, Adrien R., et merci aussi pour ses relectures du manuscrit. Merci à Aurore pour son soutien et sa sympathie. Un grand merci à Clément C. pour son expertise des caméras et les agacements de fin de journée qui animaient le couloir. Merci à Gérard pour ses nombreuses attentions envers le labo! Je pense qu'avec tes viennoiseries et tes noisettes tu as remonté le moral à plus d'une et d'un. Merci à Ludo et ses "tchoupinettes" : Jean, Benjamin K., Simon et Raph. Raph, merci pour ton expertise du \LaTeX , qui a permis d'atteindre ce résultat de manuscrit. Merci à Olive, chef de l'équipe neutron (qui n'est plus en solo) pour les blagues et les anecdotes racontées en salle café. Thibault, merci pour ton aide pour l'impression 3D, et je te laisse continuer à étudier l'évolution des sondages pour les années à venir. Je remercie aussi Vincent T. pour le concours de jongle et pour mon record incroyable.

Beaucoup de bienveillance pour les anciens partis à la retraite : Pierre C., Philippe, Isabelle M.G., Alain et Christophe. Christophe, merci pour beaucoup m'avoir transmis la passion de la course à pied! Merci aussi aux apprentis d'avoir fait chuter la moyenne d'âge du labo : Alice, Baptiste, Bérengère, Fabien, Maxence et Sidy. Un bon courage à Baptiste et Bérengère pour reprendre la suite de mon travail et emmener la source à Rochester.

Merci à l'équipe du laboratoire LDEE. Un remerciement général à tous, avec une mention spéciale à Adrien D., Marie et Stéphanie pour leur sympathie et leurs précieuses aides. Un

sincère merci pour m'avoir accueilli lors des campagnes au LULLI, avec une pensée particulière pour Alessandra R. et Tommaso V. pour leur assistance lors de mes étalonnages. Merci aussi à Guillaume B., Jean-Marc C., Laurent B. et Sophie B. pour leur compagnie et leur soutien lors des campagnes HERA.

Gratitude envers les sportifs avec qui j'ai partagé de nombreuses séances de renforcement et de course, indépendamment des conditions météorologiques, Annaïg et Vincent D. Vincent D., un grand merci pour ta motivation et ton dynamisme. J'espère un jour atteindre ta rapidité et devenir un aussi bon coach sportif que toi! Salutations aux Bruno M. et V. pour nos nombreuses discussions sur le sport et la course à pied. Un grand merci à toi, Bruno V., de m'avoir incité à participer à ma première course, les 20 km de Paris.

Remerciements à Serge F. pour les manips réalisées sur les CBFs, avec l'espoir que tu puisses mettre à profit les sources à concentrateur luminescent!

Merci aussi à l'échelon central pour son soutien opérationnel, et une reconnaissance particulière à Jean-Paul Jadaud pour sa relecture attentive du manuscrit.

Un grand merci à ma professeure de physique en prépa, Delphine, pour m'avoir transmis la passion de l'optique et dirigé vers l'IOGS.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers mes amis qui m'ont soutenu au cours de ces trois années, avec une mention spéciale à Thibaut pour m'avoir motivé à courir ce marathon. Enfin, je souhaite remercier ma famille d'avoir été présente et m'avoir encouragé tout au long de ces trois années. Et le meilleur pour la fin, un grand merci à toi, Faïnda, pour ton organisation et ton soutien moral pendant la thèse, surtout lors de la rédaction.

Table des matières

Remerciements	vii
Introduction générale	1
I Motivations de mesures de température dans le régime WDM	5
I.1 Contexte	6
1.1 La Fusion par Confinement Inertiel (FCI)	6
1.2 Le régime de la matière dense et tiède ou <i>Warm Dense Matter</i> (WDM)	10
1.3 Les équations d'état dans le régime WDM	13
1.4 Les diagnostics plasmas	14
1.5 Mesures de point d'équation d'état pour des expériences laser	15
I.2 Les mesures de température pour contraindre les équations d'état	16
2.1 Mesure de pyrométrie optique pour la détermination de la température	16
2.2 Méthodes pour la détermination de la température	19
2.3 Choix d'une méthode de mesure de température pour un diagnostic	22
I.3 Sources d'étalonnage pour la mesure de température de brillance	23
3.1 Caractéristiques de la source	23
3.2 Sources et méthodes existantes	24
3.3 Méthode d'étalonnage existante	28
II Source à concentrateur pour l'étalonnage de pyromètre optique	31
II.1 Sources à concentrateur luminescent	32
1.1 Principe de fonctionnement	32
1.2 État de l'art des sources à concentrateur	35
II.2 Source d'étalonnage à base de concentrateur luminescent	36
2.1 Description de la source utilisée	36
2.2 Études de stabilité et répétabilité	39
II.3 Réalisation de l'étalonnage d'une voie de pyrométrie	41
3.1 Description de la voie de pyrométrie du LULI	41
3.2 Caractérisation du relais optique et de la caméra à balayage de fente	43
3.3 Étalonnage absolu de la voie de pyrométrie	47
II.4 Mesures de température issues de l'étalonnage	48
4.1 Expérience sur cibles en quartz	48
4.2 Analyse des incertitudes	52
4.3 Comparaison des mesures avec la littérature	55
III Détermination de l'émissivité	59
III.1 État de l'art sur la mesure de l'émissivité	60
1.1 Définition de l'émissivité	60
1.2 Principe de la mesure de réflectivité	64
1.3 État de l'art de la mesure de réflectivité	66
III.2 Mesure de réflectivité	68

2.1	Description et dimensionnement d'un diagnostic de mesure de réflectivité	68
2.2	Diagnostics de vélocimétrie	75
2.3	Résultats préliminaires	77
III.3	Mesure directe de l'émissivité	79
3.1	Rappel des définitions des températures de couleur et de brillance . .	79
3.2	Principe de la mesure d'émissivité	81
3.3	Étude de l'impact des incertitudes pour la mesure d'émissivité	86
3.4	Vers une application pratique de la mesure d'émissivité	87
	Conclusion générale	101
	Annexe A : Formalisme des concentrateurs luminescents	107
	Annexe B : Concentration 3D	111
	Liste des publications et conférences	115
	Bibliographie	116

Introduction générale

L'état de plasma constitue 99 % de l'univers observable [Drake 2010]. Il s'agit d'un état souvent schématisé comme une « soupe » d'électrons, d'ions et de particules neutres. Ses formes sont extrêmement diverses tout comme son comportement physique (simple fluide, fluide supercritique, plasma idéal, ...). Dans notre cosmos, l'état de plasma constitue les objets astrophysiques que sont les étoiles, les nébuleuses et les galaxies (noyaux et jets supraluminiques).

Une méthode d'analyse usuelle de ces objets, complémentaire de l'imagerie, est l'observation de leur spectre d'émission. Des différences notoires apparaissent selon la nature des objets observés. Cette différence est relativement marquée entre les spectres d'émission des nébuleuses au sein des galaxies et ceux des étoiles (cf. figure 1).

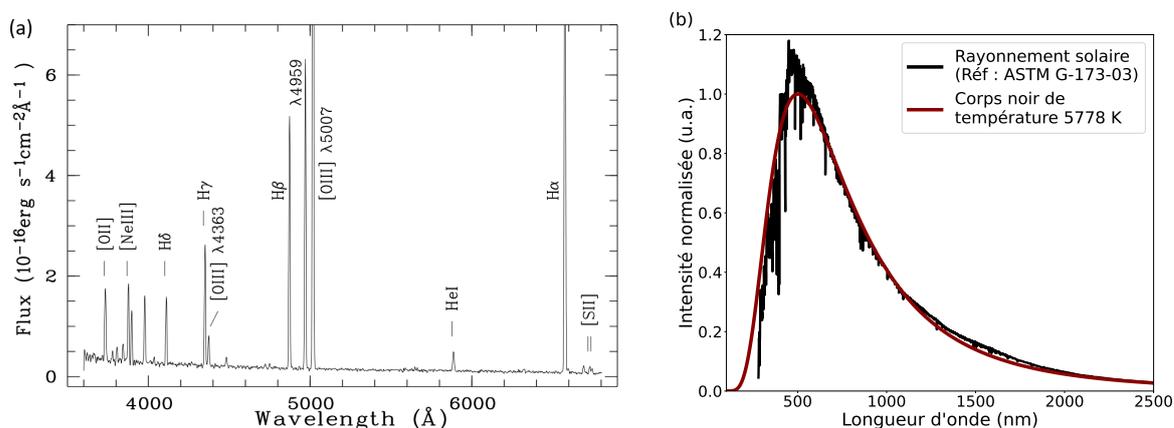


FIGURE 1 – (a) Spectre d'émission de la galaxie HS0822+3542 obtenu avec le Nordic Optical Telescope (NOT) en 1998 [Kniazev 2000]. Les annotations correspondent aux différentes raies d'émission des nébuleuses. (b) Spectre d'émission extraterrestre du soleil comparé à la loi de Planck pour une température de 5778 K.

Dans le cas des nébuleuses, elles ne produisent pas elles-mêmes leur rayonnement. Leurs spectres d'émission sont composés d'un continuum et de raies. Ces raies correspondent à des transitions électroniques qui ont lieu dans le plasma des milieux interstellaires. Ces raies transportent énormément d'informations sur les propriétés du plasma. En effet, leurs longueurs d'onde d'émission correspondent à différents états d'ionisation de différents atomes. Cela permet de connaître des informations comme la composition, la densité ou même la température du plasma.

Dans l'exemple figure 1, certaines transitions comme celles de l'hydrogène sont dites permises, car elles possèdent des durées de transition courte. Les raies écrites entre crochets correspondent à des transitions dites interdites (très faible probabilité de réalisation) mais qui

sont observables grâce aux propriétés des objets astrophysiques observés. En effet, ils existent depuis des centaines de millions d'années et sont le siège de collisions électroniques qui permettent la réalisation de ces transitions.

Dans le cas des étoiles, elles produisent leur énergie grâce à la fusion thermonucléaire. Elles possèdent un spectre d'émission proche de celui du corps noir à la même température que leurs surfaces. Il est donc possible de remonter à la température des objets astrophysiques à partir de leurs spectres d'émission.

Un intérêt de connaître la température est de pouvoir mieux comprendre les processus à l'œuvre à l'intérieur des étoiles et la production d'énergie, qui provient de la fusion thermonucléaire. La fusion consiste à combiner les noyaux de deux atomes légers (i.e. avec un numéro atomique inférieur à celui du Fer). Pour les étoiles, il s'agit du processus décrit par le cycle carbone-azote-oxygène (ou cycle CNO) [Krane 1991] et de la chaîne proton-proton (ou chaîne PP) [Frieman 1953] en fonction de la masse de l'étoile.

Les réactions de fusion sont possibles, car les dimensions des étoiles permettent de générer en leur cœur les conditions thermodynamiques propices à celle-ci (cf. figure 2). Le taux de réaction de fusion est faible, mais il est compensé par le grand volume de plasma qui constitue l'étoile. Ce processus nécessite des forces gravitationnelles et des temps de confinement qui n'existent pas sur Terre.

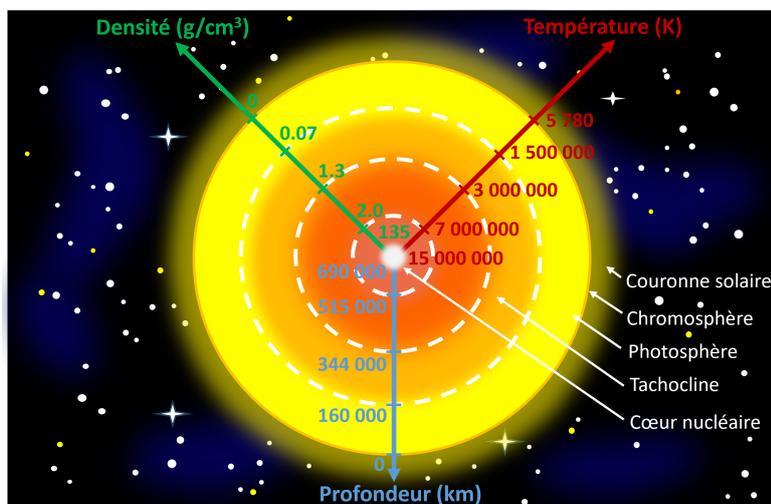


FIGURE 2 – Schéma du Soleil présentant les variations de densité et pression atteintes en fonction de la profondeur par rapport à sa couche extérieure. Source : © Yuvanoé/CEA

Pour générer les conditions de la fusion sur Terre, il faut employer d'autres méthodes. Une de ces méthodes consiste à utiliser des lasers de puissance pour chauffer et comprimer la matière. Cette méthode est appelée la fusion par confinement inertiel. Pour comprendre son fonctionnement, une étape clé est de connaître la transition entre l'état solide, liquide ou gazeux et l'état de plasma. Ces transitions de phase sont décrites par les modèles d'équation d'état des matériaux. Pour valider ces modèles expérimentalement, il est nécessaire de mesurer des points complets d'équations d'état (pression, densité, énergie interne et température). Dans ce cadre, la mesure de la température constitue un enjeu important, car les barres d'erreurs associées sont actuellement importantes. Les conséquences sont que les différents modèles

existants ne peuvent pas être différenciés. Les propriétés thermodynamiques des matériaux ne sont alors pas correctement définies. Il est donc nécessaire de réduire les incertitudes sur la mesure de température pour améliorer, entre autres, les simulations des expériences mettant en œuvre la fusion par confinement inertiel.

Pour cela, il faut réaliser des expériences utilisant des voies de pyrométries. Ces voies de mesure consistent à la collection de l'émission propre du plasma généré par laser. Pour obtenir des mesures précises, il faut un étalonnage précis. Cependant, les sources de lumière existantes ne permettent pas de reproduire les puissances et luminances émises par les cibles au cours des expériences. Les étalonnages des voies de mesures ne sont donc pas réalisés dans les conditions nominales. De plus, l'émissivité qui est un paramètre essentiel pour la mesure de température, est souvent considérée comme égale à 1 ou supposée indépendante de la longueur d'onde.

Ainsi, il est nécessaire d'améliorer la précision de la mesure de température pour les plasmas générés par laser et c'est ce qui justifie cette étude. Elle se limite néanmoins au domaine de température typique des plasmas générés par des ondes de choc produites au cours des expériences des installations laser de puissance. Elle consiste à développer une méthode de mesure de la température avec d'une part un étalonnage dans les conditions nominales des voies de pyrométrie ; et d'autre part un développement des méthodes de mesure de l'émissivité des matériaux au cours des expériences. Les objectifs des trois chapitres composant ce manuscrit sont décrits ci-dessous.

L'objectif du chapitre I sera de présenter les conditions expérimentales et les méthodes de mesures de température. Nous réaliserons un inventaire des sources et méthodes d'étalonnage existantes et présenterons leurs limites. Les caractéristiques souhaitées de la source d'étalonnage seront alors établies.

L'objectif du chapitre II sera de développer une source d'étalonnage de large bande spectrale, impulsionnelle et brillante. Cette source sera basée sur un concentrateur luminescent. Ces critères sont nécessaires pour assurer la compatibilité du fonctionnement des systèmes de mesure de température. Une fois la source sélectionnée, nous devons nous assurer qu'elle possède les qualités requises pour la réalisation d'un étalonnage (stabilité, répétabilité). L'étape suivante consistera à l'utiliser sur une installation laser de puissance.

L'objectif du chapitre III sera d'établir un état de l'art des mesures d'émissivité. Deux méthodes seront alors sélectionnées : la première qui consiste en la transposition d'une méthode existante pour la thermographie (mesure de réflectivité) aux conditions atteintes au sein des installations laser de puissance ; la seconde est une nouvelle méthode qui permet une mesure directe de l'émissivité. Une présentation détaillée sera effectuée pour chaque méthode ainsi que leurs limites et pistes d'améliorations.

Bonne lecture !

Chapitre I

Motivations de mesures de température dans le régime WDM

Objectifs

Dans le but d'atteindre la fusion par confinement inertiel (FCI), les installations laser de puissance placent des matériaux d'intérêt dans des conditions extrêmes de pression et de température. Des codes de simulations hydrodynamiques sont utilisés pour prédire le comportement de ces matériaux dans ce type de régime. En données d'entrée, ces codes possèdent des modèles d'équations d'état (ou *Equation of State*, EOS) des matériaux. Il est alors nécessaire de réaliser des mesures dites « EOS » pour valider et affiner les modèles. Ces mesures consistent en la détermination de quatre paramètres physiques : la pression, la densité, l'énergie interne et la température. Les trois premières sont mesurées par interférométrie. La température est mesurée par pyrométrie. Pour le moment, la mesure de température est la plus imprécise, avec des barres d'erreurs élevées supérieures à 20 %. Pour améliorer la précision sur la température, il est nécessaire de comprendre ces méthodes de mesure et d'analyser les contributeurs principaux aux sources d'incertitude. Un élément clé des méthodes de mesure est l'étalonnage, qui repose sur l'utilisation d'une source de lumière. Le chapitre restitue un état de l'art des méthodes existantes pour la réalisation de mesures de température et il dresse un inventaire des sources utilisées pour l'étalonnage.

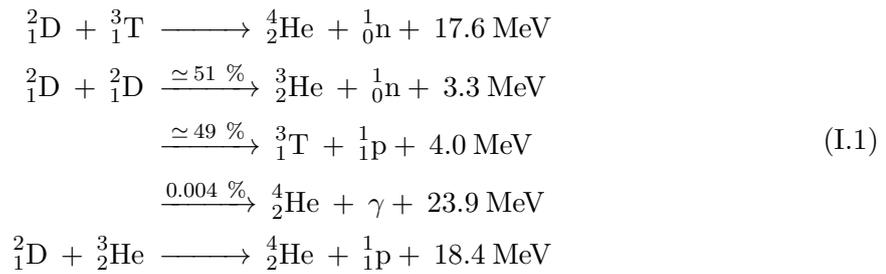
Sommaire

I.1	Contexte	6
1.1	La Fusion par Confinement Inertiel (FCI)	6
1.2	Le régime de la matière dense et tiède ou <i>Warm Dense Matter</i> (WDM)	10
1.3	Les équations d'état dans le régime WDM	13
1.4	Les diagnostics plasmas	14
1.5	Mesures de point d'équation d'état pour des expériences laser	15
I.2	Les mesures de température pour contraindre les équations d'état	16
2.1	Mesure de pyrométrie optique pour la détermination de la température	16
2.2	Méthodes pour la détermination de la température	19
2.3	Choix d'une méthode de mesure de température pour un diagnostic	22
I.3	Sources d'étalonnage pour la mesure de température de brillance	23
3.1	Caractéristiques de la source	23
3.2	Sources et méthodes existantes	24
3.3	Méthode d'étalonnage existante	28

I.1 Contexte

1.1 La Fusion par Confinement Inertiel (FCI)

Un des enjeux majeurs du XXI^{ème} siècle sera d'être capable de répondre à l'augmentation exponentielle de la demande en énergie sans recourir d'avantage aux énergies fossiles. Une des solutions les plus prometteuses pour répondre à cette problématique est la fusion thermonucléaire. Sur Terre, dans des conditions de laboratoire, il existe plusieurs types de réaction de fusion ; les plus prometteuses pour la production d'énergie sont les suivantes :



Pour sélectionner la réaction à mettre en œuvre, il faut s'intéresser aux sections efficaces. Elles définissent les surfaces effectives d'interaction entre les particules cibles et les particules projectiles. Elles sont directement reliées à la probabilité que la réaction de fusion se produise. Les sections efficaces des trois réactions explicitées dans l'équation I.1 sont tracées dans la figure I.1.

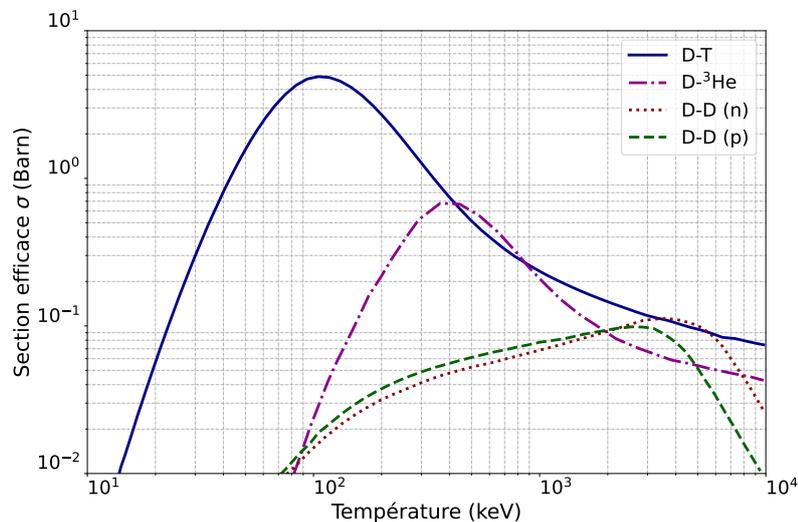


FIGURE I.1 – Sections efficaces des réactions de fusion en fonction de l'énergie du flux des particules projectiles [Weisse 2000]. 1 Barn = 10⁻²⁸m² ; 1 eV \simeq 11605 K.

Pour la production d'énergie sous forme d'électricité, la voie envisagée est celle comportant la plus grande probabilité de réalisation pour une plus faible énergie incidente. Il s'agit donc de la réaction de fusion entre le deutérium (D) et le tritium (T) qui est préférée, malgré les désavantages liés à l'utilisation du tritium (radioactivité, production, stockage, ...). Les produits de cette réaction sont un atome d'Hélium et un neutron. Comme pour un réacteur à fission nucléaire, il s'agit de récupérer l'énergie des neutrons sous forme de chaleur pour la convertir en électricité.

Le critère de Lawson [Lawson 1957] permet de déterminer, pour une réaction de fusion donnée, si elle est intéressante pour la production d'énergie. Il traduit le fait que la puissance générée par la réaction doit être supérieure à la puissance perdue. Dans le cas d'une réaction de fusion à deux espèces d'abondances identiques (par exemple du D-T) il peut s'écrire sous la forme du rapport suivant [Kakani 2008] :

$$Q = \frac{\text{Puissance de fusion}}{\text{Puissance injectée}} = \frac{\left(\frac{n}{2}\right)^2 \langle \sigma V \rangle E_f}{\left(\frac{3nk_B T}{\tau}\right)} \quad (\text{I.2})$$

où $\left(\frac{n}{2}\right)^2 \langle \sigma V \rangle$ est le nombre de réactions ($\text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), n la densité du plasma (nombre de particules/ m^{-3}), $\langle \sigma V \rangle$ la valeur moyenne du produit de la section efficace σ par la distribution Maxwellienne des vitesses des particules, E_f l'énergie de fusion dégagée par réaction, $\frac{3nk_B T}{\tau}$ la puissance injectée dans le système, k_B la constante de Boltzmann ($1.38 \times 10^{-23} \text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$), T la température du plasma (K) et τ le temps de confinement du plasma (s).

Or la distribution des vitesses des particules est dépendante de la température. Le taux de réaction de fusion $\langle \sigma V \rangle$ va alors dépendre, lui aussi, de la température. Cette dépendance est tracée dans la figure I.2.

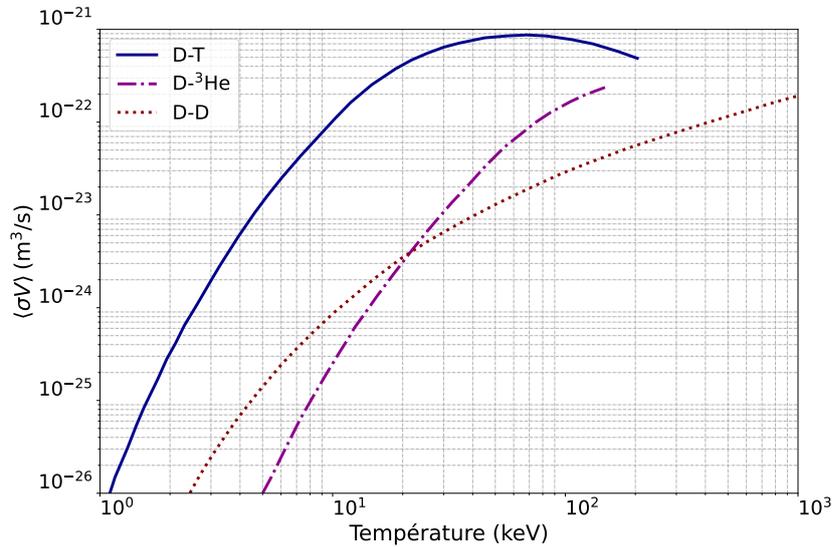


FIGURE I.2 – Variation du taux de réaction de fusion $\langle \sigma V \rangle$ en fonction de la température du plasma [Glasstone 1960].

Pour que la fusion soit énergétiquement rentable il faut que $Q > 1$. On en déduit alors aisément l'inégalité suivante :

$$n\tau > \frac{12k_B T}{E_f \langle \sigma V \rangle} \equiv L \quad (\text{I.3})$$

Il est alors possible de tracer L en fonction de la température. On obtient ainsi pour la réaction

de fusion du D-T la figure I.3. Dans le domaine de températures 10–20 keV, le critère peut s'exprimer plus simplement :

$$nT\tau \geq 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{keV} \cdot \text{s} \quad (\text{I.4})$$

Cette simplification permet d'appréhender l'ordre de grandeur du temps de confinement et donc le temps pendant lequel la réaction doit être entretenue en fonction de la densité du plasma.

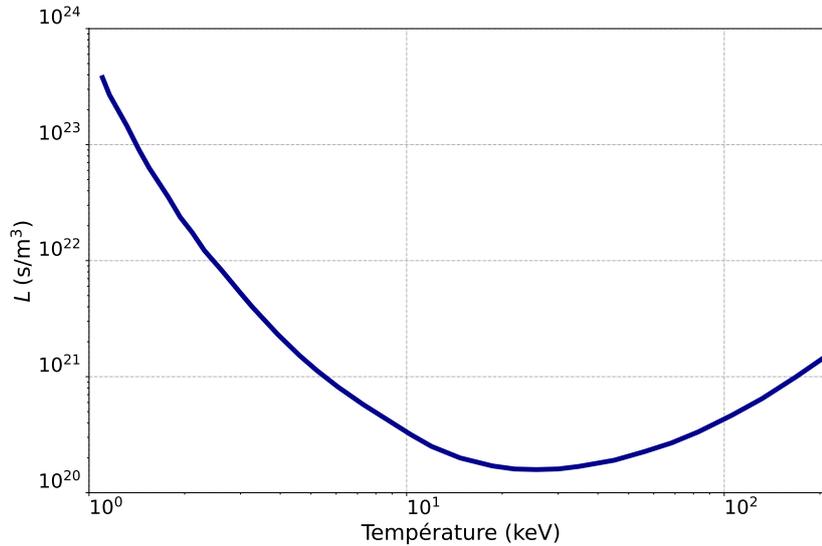


FIGURE I.3 – Variation du critère de Lawson en fonction de la température du plasma pour la réaction de fusion du D-T.

Pour obtenir la réaction de fusion, il faut que les noyaux dépassent la force de répulsion électrostatique et franchissent la barrière coulombienne par effet tunnel. Pour cela, il est nécessaire de placer ces atomes à des températures de plusieurs 10^5 K et des pressions supérieures à 10^4 GPa. Pour atteindre ces conditions thermodynamiques, les étoiles utilisent principalement la force gravitationnelle générée par leurs masses. Sur Terre, pour obtenir ces conditions, il existe actuellement deux méthodes : la fusion par confinement magnétique (FCM) et la fusion par confinement inertiel (FCI).

Pour la fusion par confinement magnétique, le principe est d'utiliser un champ magnétique très intense (plusieurs teslas) pour guider le plasma généré par induction. La combinaison du champ magnétique externe et de celui produit par les courants induits dans le plasma permet de confiner et chauffer le plasma. Le champ magnétique externe est généré à l'aide d'électroaimants supraconducteurs placés autour d'une enceinte à vide. Il existe plusieurs formes géométriques possibles pour l'enceinte à vide mais la plus courante est celle en forme de tore, appelé tokamak. Il s'agit de l'architecture retenue pour l'installation la plus représentative en FCM : ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*). Le plasma obtenu en FCM est considéré comme peu dense et comporte des similitudes avec les plasmas produits dans les couronnes des étoiles [Yamada 2007 ; Phillips 1997].

Pour la fusion par confinement inertiel, le principe est de générer et comprimer le plasma, issu de l'interaction lumière-matière, par faisceaux laser. Le cadre de cette thèse s'inscrit dans ce domaine. Ce type d'expérience est réalisé sur des grandes installations laser de puissance

de classe mégajoule, comme le Laser MégaJoule (LMJ) ou le *National Ignition Facility* (NIF). L'architecture générale de ce système est une chambre sphérique, sous vide, avec des faisceaux laser placés de manière symétrique autour de la chambre. Ces faisceaux vont être focalisés au centre de la chambre où sera placée une cible d'expérience. Le plasma obtenu en FCI est plus dense qu'en FCM et comporte des points communs avec les plasmas produits au cœur des étoiles [Casey 2017].

L'ordre de grandeur des densités maximales atteintes pour des plasmas est de 10^{32} m^{-3} en FCI et de 10^{20} m^{-3} en FCM. En reprenant le critère de Lawson (cf. équation I.4), et pour une température identique de 10 keV, cela nous donne un temps de confinement de 3 picosecondes en FCI et de 3 secondes en FCM. Ces données¹ permettent d'expliquer de manière simple les différences de fonctionnement entre les installations de FCI et de FCM.

Pour atteindre les conditions nécessaires à la FCI, il existe deux méthodes : l'attaque directe et l'attaque indirecte (cf. figure I.4). La principale différence entre ces deux méthodes est la géométrie de la cible combinant Deutérium et Tritium (D-T). Pour l'attaque directe, les faisceaux laser sont directement focalisés sur une cible sphérique de D-T. Pour l'attaque indirecte, la cible de D-T est placée dans une cavité en or appelée hohlraum, et les faisceaux laser focalisés à l'intérieur de cette cavité. Des rayons X sont alors générés par interaction laser-matière transformant le hohlraum en « four » à rayons X. Ce rayonnement, issu de la cavité, va alors venir comprimer la cible de D-T. Le principal avantage de l'attaque indirecte est de faciliter le contrôle de la symétrie d'implosion et d'être moins sensible aux instabilités hydrodynamiques induites par les faisceaux laser [Lindl 1995]. Son principal désavantage est la perte d'une partie de l'énergie laser incidente, au sens de l'énergie couplée à la cible de D-T, lors de la génération des rayons X par la cavité en or.

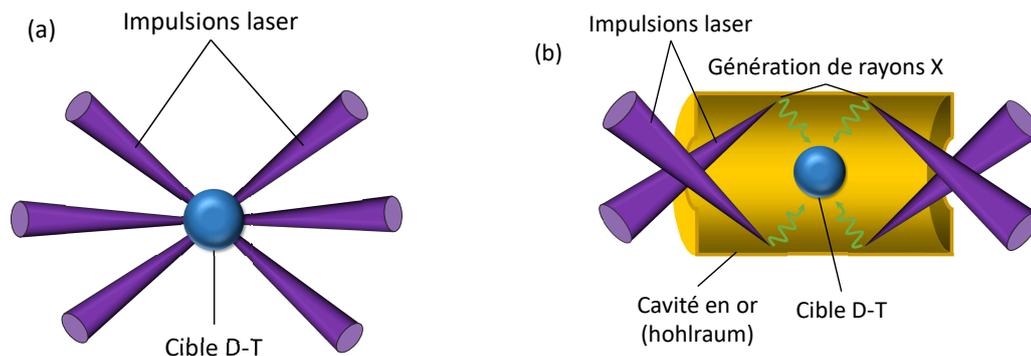


FIGURE I.4 – Description des deux méthodes existantes pour obtenir la fusion par confinement inertiel. (a) Attaque directe. (b) Attaque indirecte.

L'implosion de la cible de D-T a lieu en quatre étapes (cf. figure I.5). Le principe de l'implosion est semblable entre l'attaque directe et indirecte. La première étape consiste en l'ablation de la couche externe (ablateur) de la coquille de la cible de D-T. La détente et l'éjection de la couche externe dans le vide va venir accélérer les couches internes (D-T solide) dans le sens

1. Il s'agit ici de donner un ordre de grandeur des temps de confinement. En pratique pour la FCM les temps de confinement actuels sont plutôt proches de la minute et pour la FCI plutôt autour de la centaine de picosecondes.

opposé. Il s'agit de la deuxième étape, qui est par analogie appelée phase d'accélération par effet fusée. Une fois la vitesse maximale atteinte arrive la troisième phase dites de décélération. Durant cette étape, l'énergie cinétique acquise par la coquille (D–T solide) va être utilisée pour comprimer le milieu fusible (D–T gazeux). Arrive enfin la dernière étape, appelée stagnation, où la cible sera divisée en deux parties : le combustible froid et dense encapsulant le point chaud où se déroule la réaction de fusion.

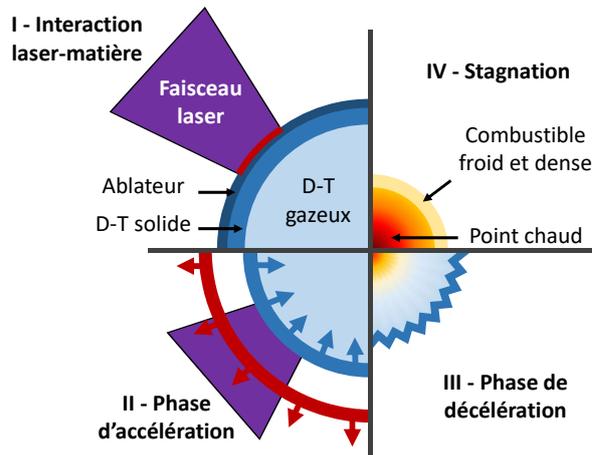


FIGURE I.5 – Schéma du principe d'implosion d'une capsule de Deutérium–Tritium [Ross 2021].

Pour minimiser l'énergie laser à investir pour la réaction de fusion, il faut un volume le plus restreint possible (point chaud) afin d'utiliser l'énergie des particules α . Ces particules vont permettre de chauffer le reste du milieu fusible en déposant leurs énergies dans le milieu dense que constitue la coquille de D–T solide. Enfin, il existe principalement deux méthodes pour la formation du point chaud [Debras 2012] : l'allumage par choc et l'allumage rapide. Dans le cas de l'allumage par choc, le point chaud est généré par un séquençement de chocs qui peut être induit par la mise en forme temporelle du faisceau laser ou du rayonnement X dans le cas de l'attaque indirecte. Pour l'allumage rapide, la formation du point chaud est réalisée à l'aide d'un laser à Ultra Haute Intensité (UHI).

Il est utile de noter que pour la première fois, la fusion avec un gain supérieur à 1 a été atteinte au NIF le 5 décembre 2022. 3.15 MJ ont été générés pour 2.05 MJ d'énergie laser en utilisant la configuration d'attaque indirecte.

1.2 Le régime de la matière dense et tiède ou *Warm Dense Matter* (WDM)

Les conditions extrêmes liées à ces expériences composent le domaine de la physique de haute densité d'énergie, schématisé dans la figure I.6. Ce domaine regroupe des états de la matière qu'il est possible de retrouver naturellement au sein de différents objets astrophysiques [Davidson 2004]. Il regroupe aussi différents types de technologies tel que la génération d'impulsions attosecondes, l'accélération de particule par lasers et les plasmas générés par laser.

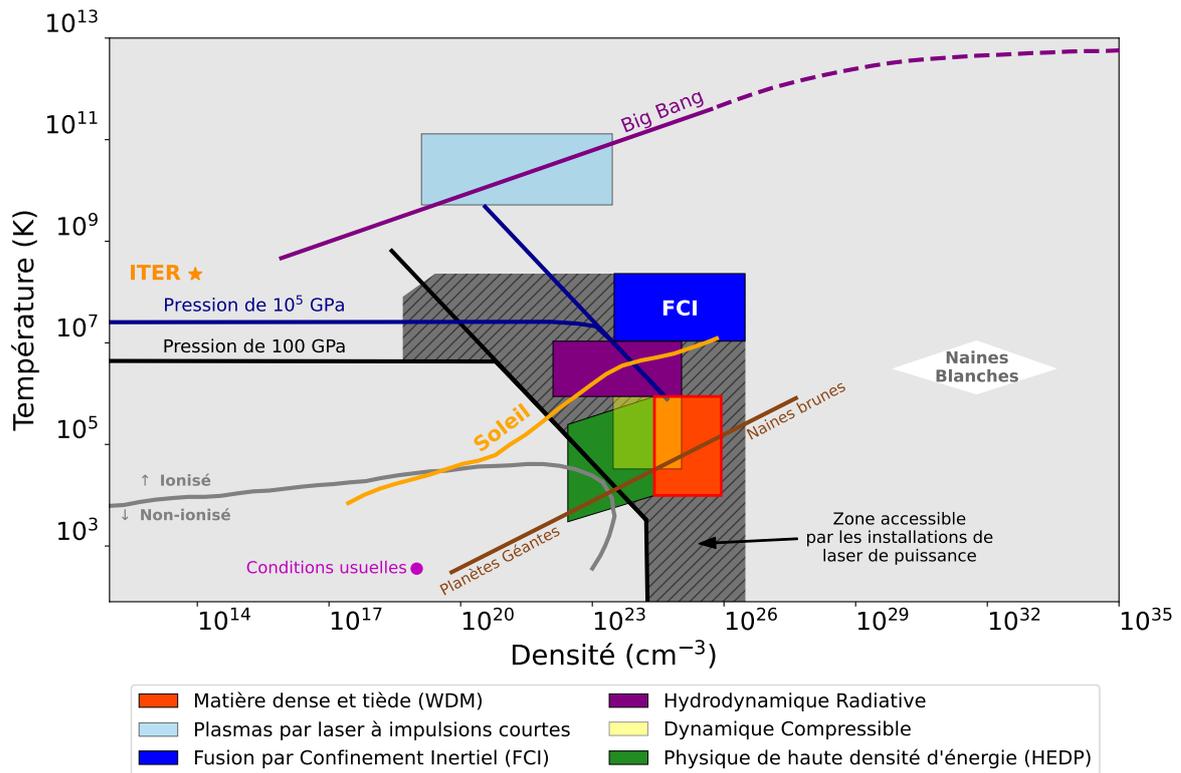


FIGURE I.6 – Diagramme d'équations d'état de la physique de haute densité d'énergie [Davidson 2004]. La zone d'intérêt est celle de la matière dense et tiède, identifiée en rouge dans le graphique.

Dans ce travail, nous nous restreindrons à une zone appelée *Warm Dense Matter* (WDM), qui est le régime de la matière dense et tiède. Ce domaine englobe le passage de l'état solide à l'état de plasma. Il réalise le lien entre la cible dans son état initial et le plasma qui permettra la FCI (transition entre la phase I et II de la figure I.5). Le régime WDM s'étend sur des températures de plusieurs milliers de Kelvin à plusieurs centaines de milliers de Kelvin (typiquement de 0.1 à 50 eV) et des pressions de 10^2 à 10^4 GPa. Il est néanmoins difficile à simuler numériquement car dans ces conditions, le matériau est régi par un comportement quantique des électrons et un comportement classique des ions.

Ce régime correspond à des états de la matière qu'il est possible d'observer pour des objets astrophysiques tels que les naines brunes ou les géantes gazeuses, qui sont représentés dans la figure I.7. Ainsi, les lasers de puissance ont permis l'émergence d'un nouveau champ d'étude : l'astrophysique de laboratoire. En effet, grâce aux lois d'échelle [Ryutov 2000], les phénomènes étudiés au sein des installations laser de puissance peuvent être corrélés à des objets d'échelles différentes.

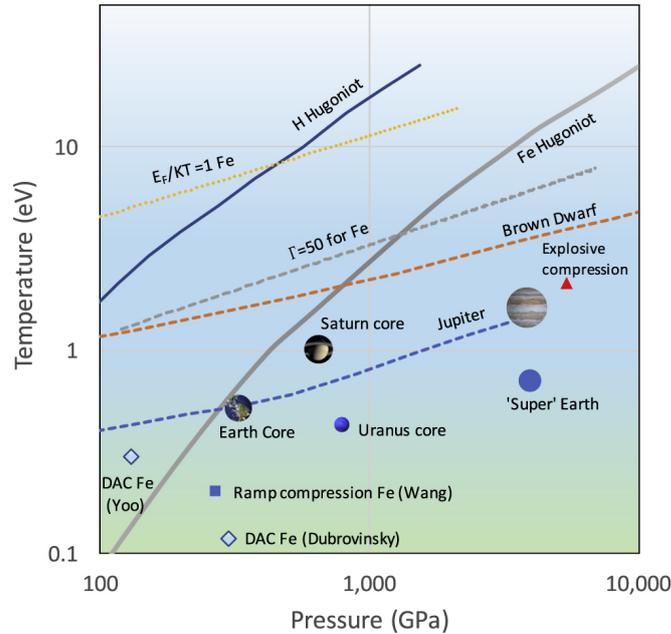


FIGURE I.7 – Diagramme d'équation d'état du régime *Warm Dense Matter* [Riley 2017]. Les courbes en pointillé marron et bleu correspondent aux conditions de la matière en fonction de la pression, et donc de la distance au noyau, pour une naine brune (marron) ou Jupiter (bleu). Les courbes d'Hugoniot du fer et de l'hydrogène sont issues de la base de données SESAME [SESAME 1992]. Elles décrivent le comportement d'un matériau soumis à un choc et notamment la relation entre la température et la pression du choc. Γ est le terme de corrélation inter-particules. DAC : Diamond Anvil Cells.

Expérimentalement, il existe deux méthodes usuelles pour atteindre les conditions de pression et température de la WDM. La première est dite statique (cf. figure I.8 (a)). Elle consiste en l'utilisation d'enclumes formées d'un matériau avec une dureté élevée (généralement du diamant) qui vont venir comprimer le matériau d'étude. Cette technique permet une augmentation en pression sans échauffement de la cible. La seconde méthode est dite dynamique (cf. figure I.8 (b)) : à l'aide d'un laser, une onde de choc va être générée dans le matériau d'étude. Cette technique permet quant à elle une augmentation de la pression et de la température. Dans ce travail, la seule méthode employée pour atteindre les conditions du régime WDM sera la méthode dynamique.

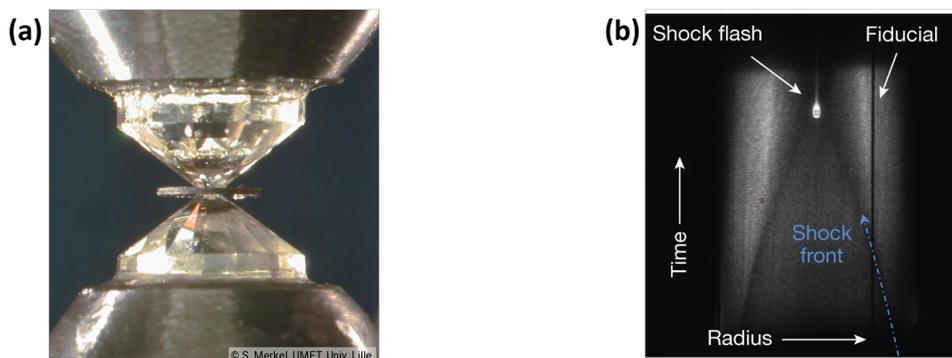


FIGURE I.8 – (a) Photographie d'une cellule à enclumes de diamant (© S. Merkel, UMET, Université de Lille) (b) Radiographie X réalisée à l'aide d'une caméra à balayage de fente d'un hõraum en or [Kritcher 2020]. Le *fiducial* est un outil permettant de corriger la distorsion.

1.3 Les équations d'état dans le régime WDM

La modélisation du comportement des matériaux, dans des conditions extrêmes est réalisée grâce à des codes de simulations hydrodynamiques. Les modèles d'équations d'état ou *Equation of State* (EOS) sont une donnée d'entrée de ces codes. Ces modèles sont définis par des points d'équations d'état, eux mêmes définis par quatre grandeurs : la pression P , la densité ρ , l'énergie interne E et la température T . Pour que ces codes décrivent au mieux les processus physico-chimiques générés au sein des matériaux étudiés, il est nécessaire de disposer de modèles EOS précis. Il existe cependant différents modèles, comme par exemple : le modèle SESAME [SESAME 1992], le modèle QEOS [More 1988] (pour *Quotidian EOS*) ou encore le modèle QMD [Desjarlais 2009] (*Quantum Molecular Dynamics*). Ils se distinguent par leurs méthodes pour évaluer les différents phénomènes physiques en jeu.

Dans ce travail, la génération de choc par laser (méthode dynamique) a été retenue pour atteindre les conditions de la WDM. Pour décrire les mécanismes intervenant dans la physique des chocs, les relations de Rankine-Hugoniot sont utilisées. Il s'agit d'un système qui exprime l'état de la matière de part et d'autre de la discontinuité provoquée par le passage de l'onde de choc. Elles sont composées de 3 relations, qui correspondent à la conservation de 3 grandeurs à l'interface du choc : la masse, l'impulsion et l'énergie. Ces relations sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Conservation de la masse : } & \frac{D - U_P}{D} = \frac{\rho}{\rho_0} \\ \text{Conservation de l'impulsion : } & P - P_0 = \rho_0 D (U - U_0) \\ \text{Conservation de l'énergie : } & E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \end{aligned} \quad (\text{I.5})$$

Les cinq paramètres intervenants sont : U la vitesse matérielle, D la vitesse d'onde de choc, P la pression, E l'énergie interne et ρ la densité. La notation « X_0 » correspond à la valeur de la grandeur X à l'état initial du système.

Enfin, en utilisant la relation de cohérence thermodynamique, il est possible d'obtenir la température grâce à l'équation différentielle suivante [Huser 2004] :

$$T(P, \rho) = \left[\rho^2 \left(\frac{\partial E}{\partial P} \right)_\rho \right] \left(\frac{\partial T}{\partial \rho} \right)_P - \left[\rho^2 \left(\frac{\partial E}{\partial \rho} \right)_P - P \right] \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_\rho \quad (\text{I.6})$$

La température T doit ainsi être mesurée indépendamment car elle ne peut pas être déduite des paramètres P , E et ρ .

Afin de contraindre et résoudre le système à 5 inconnues de l'équation I.5, nous devons mesurer au moins deux des cinq paramètres énoncés. Les deux grandeurs le plus souvent mesurées sont la vitesse matérielle et la vitesse de choc. Pour y parvenir, il existe diverses méthodes [Brygoo 2006]. Parmi ces méthodes, on peut citer deux méthodes absolues (radiographie transverse et cible à marches) et deux méthodes relatives (choc entre deux milieux et désadaptation d'impédance) utilisant alors un matériau de référence dont l'équation d'état est connue.

Nous nous sommes désormais restreint au régime de la matière dense et tiède (WDM) avec une méthode pour l’atteindre (génération de choc par laser). L’intérêt de mesurer précisément des points complets d’équation d’état est de contraindre et discriminer au mieux les modèles. Pour mesurer les grandeurs expérimentales de la cible au cours de l’expérience, des outils existent et sont présentés dans la section suivante.

1.4 Les diagnostics plasmas

Pour réaliser des mesures d’observables d’intérêt au cours d’une expérience laser de FCI par exemple, des chaînes de mesure appelées « diagnostics plasmas » sont mises en œuvre. Dans le cadre général des installations laser de puissance, on peut distinguer trois types de diagnostics² en fonction de leur gamme de mesure : les diagnostics X, les diagnostics particuliers et les diagnostics optiques (ou UV-visible). Ces catégories définissent le type de phénomène physique observable ou utilisé pour effectuer la mesure. À titre d’exemple, dans la catégorie des diagnostics X, l’information peut être directement liée au rayonnement X émis par l’objet ou être issue d’une radiographie X de l’objet. Ces différents diagnostics peuvent ainsi être reliés aux différents phénomènes physiques intervenants lors de l’implosion d’une cible de D-T. Le tableau I.1 liste les types de mesures réalisés en fonction des différentes phases de l’implosion.

Phase	Phénomène physique	Type de mesure réalisé
I Interaction laser-cible	<ul style="list-style-type: none"> • Perturbation de la propagation du faisceau laser (déflexion, filamentation et transfert d’énergie inter-faisceaux) • Ablation et mise en vitesse de la coquille • Rétrodiffusion du laser par les instabilités plasma (taux de couplage de l’énergie laser avec la matière et accroissement des instabilités) • Symétrie d’éclairement de la cible 	<ul style="list-style-type: none"> • Énergie rétrodiffusée Brillouin et Raman • Diffusion Thomson • Imagerie X de points d’impact
II Accélération	<ul style="list-style-type: none"> • Ablation de la coquille • Rétrodiffusion du laser par les instabilités plasma (taux de couplage de l’énergie laser avec la matière et accroissement des instabilités) • Propagation du choc et chronométrie • Génération de particules rapides 	<ul style="list-style-type: none"> • Diffusion Thomson • Imagerie X de points d’impact • Spectrométrie X large bande • Vélocimétrie (VISAR) • Pyrométrie-Réfectométrie
III Décélération	<ul style="list-style-type: none"> • Propagation et accroissement des instabilités hydrodynamiques • Formation du point chaud 	<ul style="list-style-type: none"> • Imagerie X • Radiographie • Spectrométrie large bande
IV Stagnation	<ul style="list-style-type: none"> • Mise en condition du combustible (densité surfacique de compression et mélange hydrodynamique) • Rendement de la réaction de fusion (combustion) 	<ul style="list-style-type: none"> • Imagerie X • Spectrométrie X haute résolution • Imagerie neutronique • Spectrométrie et flux de neutrons

TABLE I.1 – Récapitulatif des diagnostics utilisés pour mesurer les différents paramètres lors de l’implosion d’une cible de D-T.

Dans le cadre particulier de notre étude, les diagnostics pertinents sont les diagnostics optiques dits « d’équations d’état ». Ils permettent de mesurer des points complets d’équation d’état. Dans le cas de l’implosion d’une cible de D-T, certains de ces diagnostics sont employés dans la phase II pour la mesure de la propagation et la chronométrie des chocs.

Les diagnostics optiques visibles dits « d’équations d’état » sont au nombre de quatre : un VISAR (*Velocity Interferometry System for Any Reflector*), un pyromètre optique, un réflec-

2. Cette classification est un choix pour la présentation des diagnostics. Elle n’est pas universelle.

tomètre et une voie de visualisation de débouché de choc (VDC). Pour rappel les grandeurs constitutives d'un point EOS sont la pression P , la densité ρ , l'énergie interne E et la température T . Le diagnostic VISAR réalise des mesures permettant de contraindre les paramètres P , ρ et E . Son principe de fonctionnement est détaillé dans la section 1.5. Les diagnostics de pyrométrie optique et de réflectivité sont liés pour la mesure de T . Le travail effectué dans ce manuscrit porte uniquement sur ces deux diagnostics de pyrométrie optique et réflectivité. Le diagnostic de visualisation de débouché de choc utilise le même dispositif que le pyromètre optique avec des différences sur le traitement des données obtenues.

Dans la suite de cette partie, nous décrirons plus en détail le diagnostic VISAR (cf. section 1.5) et les diagnostics de pyrométrie (cf. section I.2). Nous nous consacrerons au diagnostic de réflectivité dans la troisième partie du manuscrit (cf. chapitre III).

1.5 Mesures de point d'équation d'état pour des expériences laser

Les diagnostics de type VISAR (*Velocity Interferometry System for Any Reflector*) sont des dispositifs très largement utilisés dans le domaine de la physique de haute densité d'énergie. Dans les méthodes pour atteindre le régime WDM, le diagnostic VISAR est notamment utilisé lors de l'emploi des techniques de mesures relatives comme la génération d'un choc entre deux milieux ou la désadaptation d'impédance. Les VISAR ont des architectures très variées et sont détaillés dans l'article [Celliers 2023].

Le principe général du VISAR consiste en l'utilisation d'un laser sonde, dirigé sur une cible sous choc qui va réfléchir l'impulsion laser en subissant un décalage en phase par effet Doppler. Ce décalage sera ensuite mesuré dans un interféromètre de type Mach-Zehnder. Le décalage de franges observé est alors relié à la vitesse du choc et à la vitesse matérielle. Le système d'équations I.5 est ainsi contraint et il est alors possible de déterminer la pression P , la densité ρ et l'énergie interne E , en utilisant l'équation d'état d'un matériau de référence. En conséquence, trois des quatre paramètres utiles à l'établissement d'un point complet d'équation d'état (P , ρ , E et T) sont obtenus. Le dernier paramètre qui reste alors à mesurer est la température du matériau d'intérêt.

Des mesures des vitesses de choc obtenues par VISAR et de température sont présentées dans la figure I.9. À titre d'exemple, on constate que la mesure de vitesse de choc est une technique relativement précise alors que les barres d'erreurs pour la température sont élevées. Le point indiqué sur la figure I.9 par la flèche rouge correspond à une température de 6.6 eV et une vitesse de choc de 32 km/s. Les incertitudes associées sont de ± 1 eV pour la température et de ± 0.5 km/s pour la vitesse de choc. L'incertitude relative associée est alors de 15 % pour la température et de 1.6 % pour la vitesse de choc. Ainsi, la solution expérimentale pour contraindre au mieux les modèles d'équations d'état est de diminuer les incertitudes liées à la mesure de température. C'est pour répondre à cette problématique d'amélioration de la précision de la mesure de température que ce travail a été effectué.

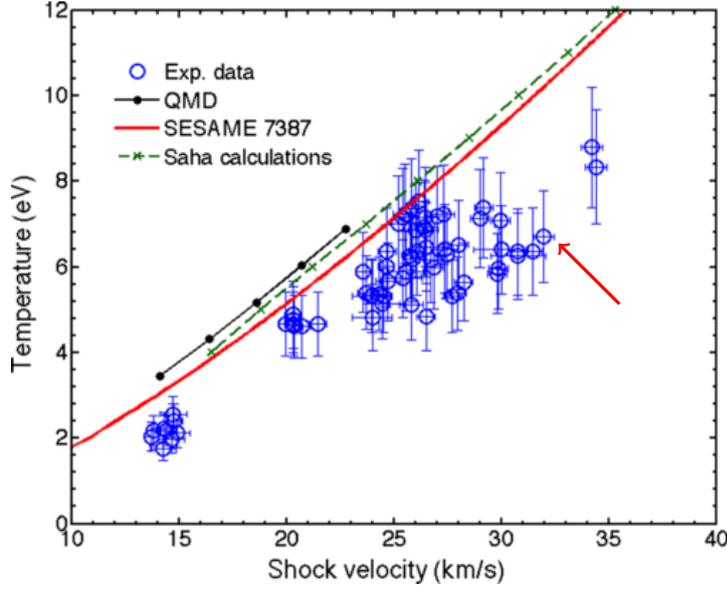


FIGURE I.9 – Mesures de température en fonction de la vitesse d'onde de choc pour des mousses d'aérogel de silice [Falk 2014]. Comparaison avec des modèles d'équations d'état.

I.2 Les mesures de température pour contraindre les équations d'état

2.1 Mesure de pyrométrie optique pour la détermination de la température

Les mesures traditionnelles de pyrométrie par contact ne sont pas adaptées pour les plasmas générés par laser. En effet, les températures du plasma sont supérieures aux températures de fusion des matériaux constituant les sondes de mesure. Un autre aspect de la mesure par contact est qu'il est nécessaire d'atteindre l'équilibre thermique entre la sonde et le milieu, ce qui perturberait le plasma. De plus, les résolutions temporelles habituelles ne sont pas compatibles avec les variations de température du matériau soumis aux impulsions laser nanoseconde. La solution repose sur la mesure de l'émission propre du matériau traversé par l'onde de choc générée par le tir laser. Il existe trois relations permettant de décrire la relation entre la température et l'émission propre.

La première et principale relation reliant la température d'un objet à son émission propre est la loi du corps noir³. Elle énonce la relation entre la luminance émise par l'objet et sa température.

$$\frac{dL}{d\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (\text{I.7})$$

où $\frac{dL}{d\lambda}$ est la luminance spectrale ou luminance de Planck ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{nm}^{-1}$), h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), λ est la longueur d'onde (nm), k_B est la constante de Boltzmann et T est la température (K).

3. Cette loi a été établie au début du XX^{ème} siècle par Max Planck pour résoudre la problématique liée à l'émission de corps noir. La résolution du problème a engendrée l'introduction de la quantification des niveaux d'énergie et de la constante h , et par la suite a engendrée le domaine de la physique quantique.

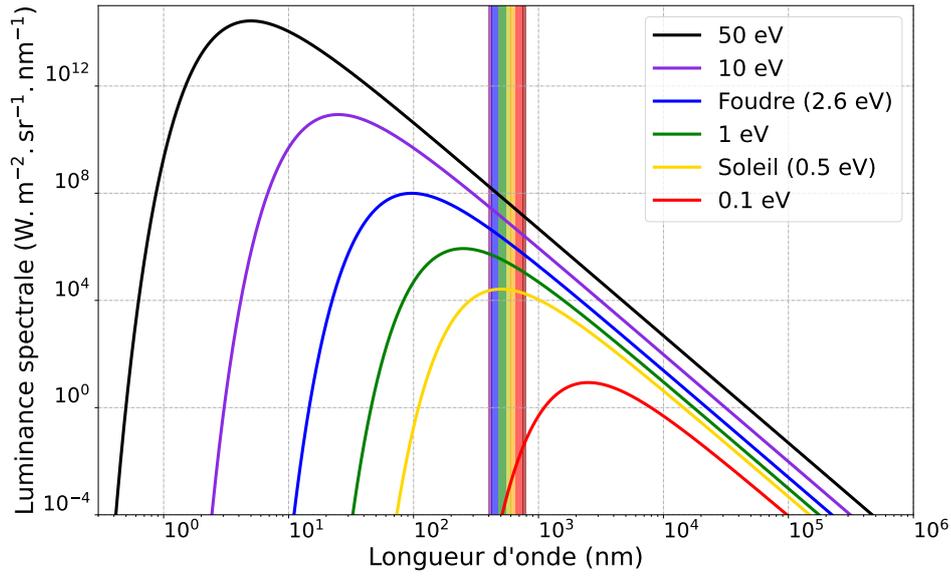


FIGURE I.10 – Luminance de Planck en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures de corps noir incluant les bornes du régime WDM (0.1 - 50 eV). La gamme de longueurs d'onde visibles est indiquée sur le graphique.

La deuxième expression est la loi de déplacement de Wien ⁴ :

$$\lambda_{\max} T = \sigma_w \quad (\text{I.8})$$

avec λ_m la longueur d'onde maximale (m), T la température (K) et σ_w la constante de Wien (2.90×10^{-3} m.K) Elle précise que la longueur d'onde maximale d'émission du corps noir est inversement proportionnelle à la température. En réinjectant cette expression dans la relation de corps noir (cf. équation I.7), il est possible de déduire la luminance spectrale :

$$\frac{dL}{d\lambda_{\max}} = KT^5 \quad (\text{I.9})$$

avec K égale à 4.09×10^{-9} W.m⁻².sr⁻¹.nm⁻¹ et T la température (K).

La troisième relation est la loi de Stefan-Boltzmann. Elle correspond à l'intégration de la luminance liée à la loi de corps noir (cf. équation I.7) sur l'intégralité du domaine spectral d'émission (L_{tot}). Elle est définie selon la relation suivante :

$$L_{\text{tot}} = \sigma_s T^4 \quad (\text{I.10})$$

avec la constante de Stefan $\sigma_s = \frac{2\pi^4 k_b^4}{15h^3 c^2} = 1.80 \times 10^{-8}$ W.m⁻².sr⁻¹.K⁻⁴

Il découle des trois lois précédemment décrites, trois méthodes de mesure de l'émission propre pour en déterminer la température :

4. À différencier de la loi de Wien qui est une expression approchée de la loi de corps noir, incorrecte aux longueurs d'ondes élevées.

- Loi de corps noir (cf. équation I.7) : mesure de la luminance absolue sur une gamme spectrale définie.
- Loi de déplacement de Wien (cf. équation I.8) : mesure de la longueur d’onde maximale d’émission.
- Loi de Stefan-Boltzmann (cf. équation I.10) : mesure de l’émission propre sur l’intégralité du domaine spectral.

La figure I.10 illustre les spectres d’émission de plusieurs corps noirs dans le régime WDM, pour une gamme de températures s’étendant de 0.1 eV à 50 eV. Le domaine spectral d’émission s’étend du rayonnement infrarouge à l’ultraviolet. Les méthodes de mesure de température liées à la loi de déplacement de Wien et de Stefan-Boltzmann nécessiteraient alors un système sensible sur tout le domaine spectral d’étude. La solution existante serait d’utiliser plusieurs détecteurs en réalisant un multiplexage des voies de mesure. Cette architecture rendant le diagnostic plus coûteux et plus complexe, ces deux méthodes ne sont pas employées. Les différentes méthodes décrites dans la suite du manuscrit (cf. section 2.2) sont dérivées de la loi de corps noir (cf. équation I.7).

Pour les températures présentes dans le régime WDM (0.1 eV à 50 eV), les spectres d’émissions des matériaux étudiés se situent en partie à des longueurs d’ondes visibles. Un avantage important de choisir cette bande spectrale comme domaine de mesure est l’existence de systèmes optiques et détecteurs particulièrement optimisés.

Enfin, la luminance de Planck est définie pour un corps parfait, dont l’absorption est de 100 % pour toutes les longueurs d’ondes. Cette absorption se traduit par une agitation thermique qui provoque l’émission d’un rayonnement thermique. Ce corps théorique est appelé corps noir. Expérimentalement, les corps émettent moins et il est nécessaire de tenir compte de leur émissivité ε . Elle est définie par :

$$\frac{dL}{d\lambda}_{\text{Mesurée}} = \varepsilon(\lambda) \frac{dL}{d\lambda}_{\text{Corps Noir}} \quad (\text{I.11})$$

Le paramètre d’émissivité, compris entre 0 et 1, doit obligatoirement être pris en compte pour la détermination de la température. Il dépend d’un nombre important de paramètres (type de matériau, état de surface, polarisation, ...) mais celui qui est le plus problématique pour notre application est la longueur d’onde, tel que stipulé dans l’équation I.11. Une hypothèse souvent acceptée est celle du corps gris, où l’émissivité est constante et ne dépend pas de la longueur d’onde. Cette hypothèse a été vérifiée pour le quartz avec les mesures de [Lyzenga 1979].

Si l’objet n’est pas un corps gris mais un corps réel, la dépendance en longueur d’onde génère une erreur si la mesure d’émissivité est réalisée dans une bande spectrale différente de celle de la mesure de température. La problématique de mesure de l’émissivité est développée dans la suite du manuscrit dans le chapitre III.

La prochaine section 2.2 portera sur les différentes techniques employées pour la mesure de température. La dernière sous-section 2.3 portera sur une description générale de l’architecture des diagnostics d’équation d’état. Cette sous-section permettra d’aborder certains points pratiques des méthodes de mesure.

2.2 Méthodes pour la détermination de la température

Il est important de noter que les méthodes présentées dans la suite du manuscrit sont possibles car la relation de corps noir est une relation bijective entre la luminance L et la température T .

Mesure de température de brillance (ou mesure pyrroreflectométrique)

Cette première technique de détermination de la température est celle qui est la plus couramment utilisée [Casner 2015 ; Floyd 2016 ; Miller 2007a ; Manuel 2015 ; Roycroft 2020 ; Morita 2012]. Son principe est la mesure absolue de la luminance émise par le plasma sur une gamme spectrale bornée (cf. figure I.11). Cette température est définie comme température de brillance car elle est issue d'une mesure de brillance (luminance). Par intégration de la luminance de corps gris sur cette gamme spectrale, on obtient ainsi la température T (K) :

$$T = \frac{hc}{\lambda k_B \times \ln\left(\frac{2hc^2\varepsilon}{L\lambda^5} + 1\right)} \quad (\text{I.12})$$

Il existe néanmoins deux inconvénients intrinsèques à cette mesure. Le premier est que dans le cadre de l'approximation de corps gris, il faut mettre en place une méthode pour déterminer l'émissivité du matériau (cf. chapitre III). La seconde est que pour réaliser une mesure absolue de luminance, il est nécessaire, tout d'abord, de réaliser un étalonnage absolu de la voie de mesure. Cet étalonnage nécessite de posséder une source ayant des caractéristiques adéquates de luminance, puissance et stabilité.

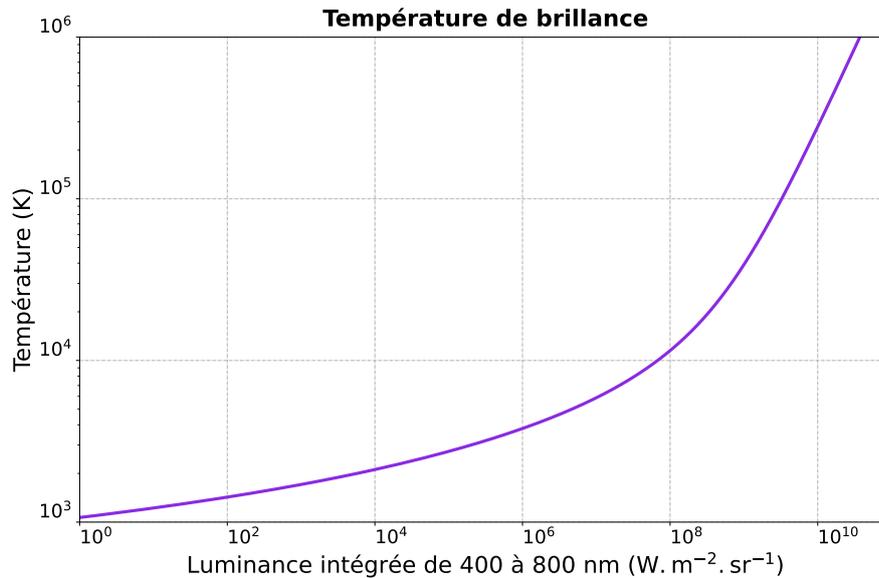


FIGURE I.11 – Exemple de température de brillance calculée en fonction de la luminance intégrée sur tout le spectre visible (400–800 nm).

Pour s'affranchir des inconvénients d'un étalonnage absolu et de la mesure de l'émissivité, qui dépend de la longueur d'onde, une autre méthode peut être envisagée. Il s'agit de la mesure de température de couleur, qui est l'objet de la section suivante.

Mesure de température de couleur (ou mesure bichromatique)

La mesure de température de couleur consiste en l'obtention de l'émission propre du plasma à deux longueurs d'onde. Elle est communément appelée température de couleur car elle est issue du rapport des luminances obtenues à deux couleurs (deux longueurs d'ondes). Cependant, elle n'est valable que si l'hypothèse de corps gris est vérifiée pour les deux bandes de mesure. Si les longueurs d'onde de mesure sont proches du maximum d'émission (i.e. les conditions de la loi de Wien⁵ sont respectées), la température de couleur T_c obtenue est déduite à l'aide de l'équation suivante [Kirenkov 1959] :

$$T_c = \frac{hc}{k_B} \frac{\lambda_a - \lambda_b}{\lambda_a \lambda_b} \frac{1}{\ln\left(\frac{L_a \lambda_a^5}{L_b \lambda_b^5}\right)} \quad (\text{I.13})$$

où T_c est la température de couleur, λ la longueur d'onde et L_x la luminance de Planck à la longueur d'onde λ_x . Cette relation est présentée dans la figure I.12.

Si l'émissivité n'est pas constante, la température de couleur n'est plus la température vraie. Cette différence de température s'exprime alors par la relation suivante [Kirenkov 1959] :

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} = \frac{k_B}{hc} \ln\left(\frac{\varepsilon(\lambda_b)}{\varepsilon(\lambda_a)}\right) \frac{\lambda_a \lambda_b}{\lambda_a - \lambda_b} \quad (\text{I.14})$$

où T est la température réelle et $\varepsilon(\lambda_x)$ l'émissivité à λ_x .

Cette relation peut s'avérer intéressante, à condition de connaître le rapport des émissivités, pour remonter à la température de l'objet étudié.

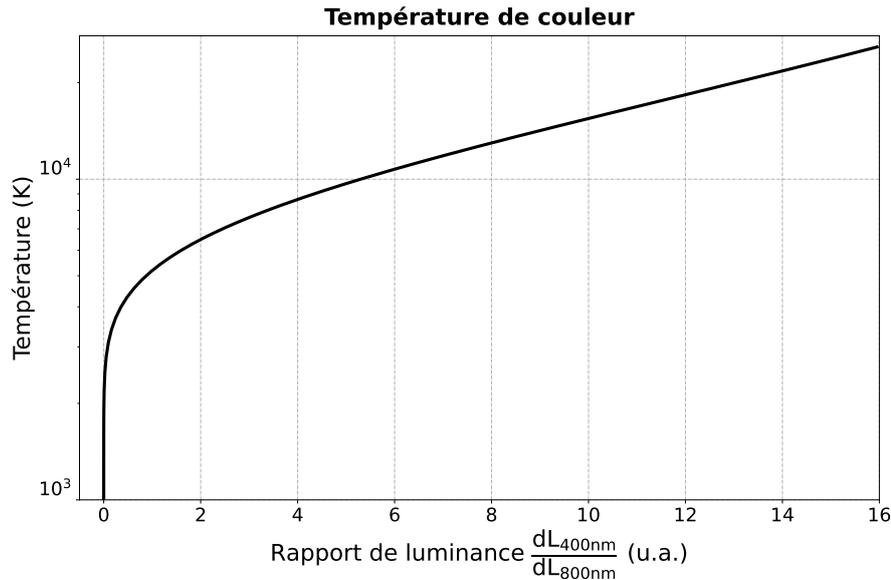


FIGURE I.12 – Température de couleur en fonction des rapports de luminance à 400 nm et 800 nm d'un corps noir. La courbe a été tracée à partir de l'équation I.13.

5. Pour les longueurs d'onde dans le domaine visible, cela correspond à une température inférieure à 6000 K.

L'avantage principal de la mesure de température de couleur par rapport à la mesure de température de brillance est que seul un étalonnage relatif du système aux deux longueurs d'ondes de mesure est suffisant. À notre connaissance, la première expérience au sein d'une installation laser de puissance, utilisant la mesure de température de couleur, remonte à 1997 [Hall 1997]. Enfin, la dernière méthode de mesure de température est la mesure de température spectrale, énoncée dans la partie suivante.

Mesure de température spectrale (ou mesure polychromatique)

Cette technique de mesure consiste à acquérir le spectre ou une partie du spectre d'émission de corps noir (cf. figure I.13). Elle résulte d'un raffinement de la méthode de température de couleur car l'émission est mesurée à plusieurs longueurs d'onde et non plus deux. Une fois les mesures effectuées, la température déduite est celle dont la loi de Planck s'ajuste au mieux aux points de mesure.

Dans le cadre général de la physique des hautes densités d'énergies, plusieurs installations (qui ne sont pas des installations laser de puissance) utilisent ce type de mesure [Ni 2014 ; Opachich 2020]. Cette méthode reste néanmoins intéressante à explorer. Elle permet d'une part de s'assurer que l'objet étudié est bien un corps gris [Lyzena 1979] ou au contraire d'obtenir des modèles d'émissivité du matériau [Duvaut 2008] par optimisation de la luminance de corps noir, avec une méthode de type χ^2 .

Dans le cadre des installations laser de puissance, il n'existe actuellement à notre connaissance qu'un seul exemple [He 2019] pour l'utilisation de cette méthode avec seulement quatre bandes spectrales de largeur 20 nm.

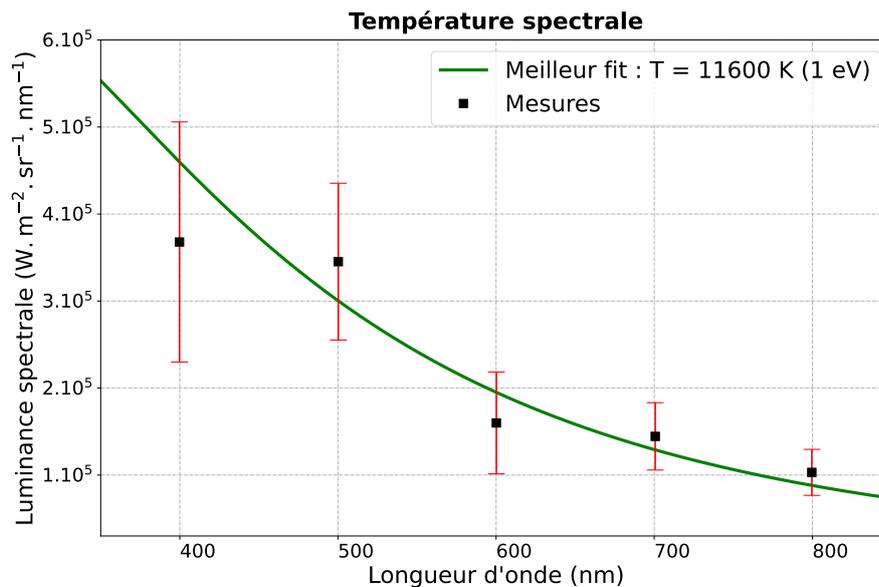


FIGURE I.13 – Principe de la méthode de mesure de température spectrale. Les données affichées sont à titre d'exemple pour illustrer l'estimation de la température par ajustement de la loi de corps noir aux points de mesures. Les barres d'erreur sont de 30 % (erreur typique des mesures de température).

2.3 Choix d'une méthode de mesure de température pour un diagnostic

Les trois méthodes décrites précédemment reposent toutes sur la mesure de l'émission propre du matériau d'intérêt. L'architecture générale du diagnostic est donc la même pour les trois méthodes. Cette architecture (cf. figure I.14) consiste en un système optique couplé avec un détecteur ultra-rapide afin d'observer les variations temporelles typiques d'une expérience plasma (< dizaines de ps).

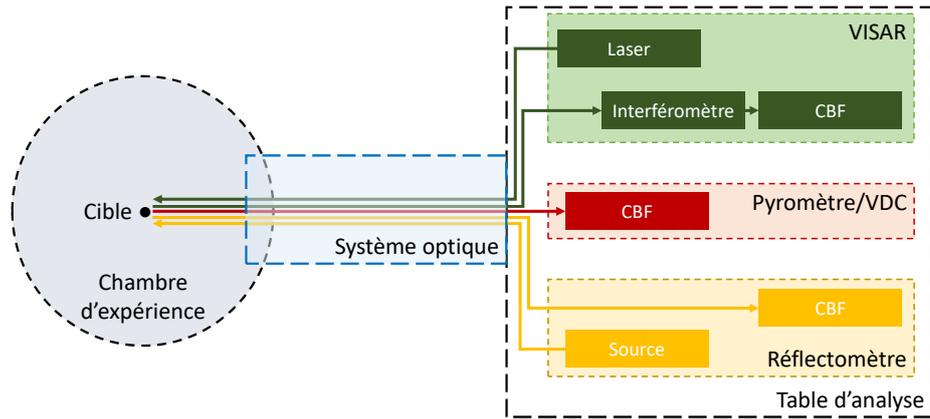


FIGURE I.14 – Architecture générale des diagnostics de mesure d'équation d'état. En pratique, le réflectomètre utilise la source laser du VISAR. VDC : Visualisation de Débouché de Choc.

Le système optique peut fortement varier d'une installation laser à une autre, alors que le détecteur utilisé est pratiquement toujours une caméra à balayage de fente (CBF). En effet, il s'agit de l'unique détecteur capable de mesurer des variations de flux lumineux en fonction de la position et du temps à des échelles de temps picosecondes.

Le principe de fonctionnement d'une CBF (cf. figure I.15) est de convertir les photons collectés par sa fente d'entrée en électrons afin de leur appliquer un champ électrique évoluant au cours du temps. Les électrons posséderont alors une trajectoire différente en fonction du temps, qui sera repérée sur un écran luminophore relié à une caméra. Un schéma décrivant le principe de fonctionnement d'une CBF et ses principaux éléments est présenté en figure I.15.

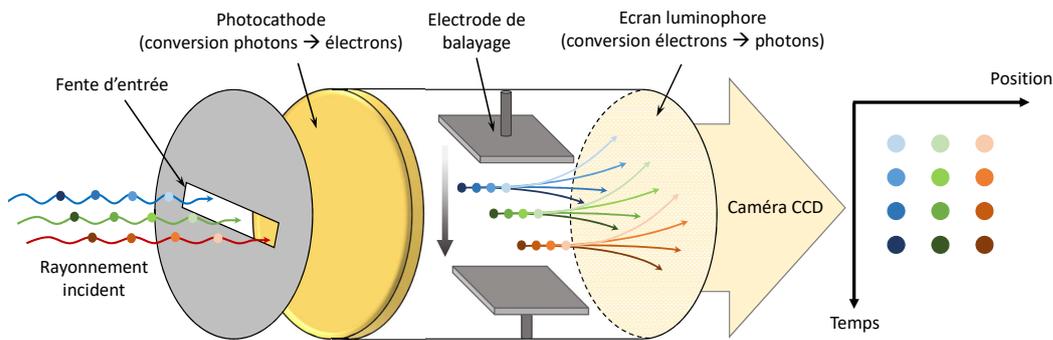


FIGURE I.15 – Architecture simplifiée d'une caméra à balayage de fente (CBF).

L'architecture générale d'une voie de pyrométrie étant décrite, nous allons détailler les avantages et inconvénients des méthodes existantes, associés à ces contraintes d'architecture :

- ◇ Température de brillance (cf. section 2.2) : possède plusieurs avantages comme sa simplicité d'intégration et sa robustesse. En effet, pour sa mise en œuvre, elle ne nécessite qu'un système optique et une unique CBF. Pour sa robustesse, elle ne nécessite pas de réaliser d'hypothèse forte sur l'objet observé, comme une homogénéité spatiale de la cible ou une hypothèse de corps gris sur une gamme spectrale large. Il s'agit ainsi de la technique la plus simple, qu'on privilégiera parmi les autres.
- ◇ Température de couleur (cf. section 2.2) : d'un point de vue pratique, il existe deux solutions pour procéder à ce type de mesure. La première consiste à venir ajouter un élément dichroïque ou dispersif (e.g. miroir, prisme) au sein du système optique et de disposer d'un détecteur pour chacune des chaînes de mesure. Il est généralement recommandé de rajouter un filtre spectral en amont du détecteur dans le but de sélectionner une gamme de longueurs d'onde plus fine que celle de l'élément dichroïque. La seconde solution consiste à supposer que l'objet étudié est homogène spatialement et d'utiliser un filtre bicolore au niveau du système de détection. L'avantage de la première méthode est de ne faire aucune supposition sur l'homogénéité de la cible. L'avantage de la seconde est de n'utiliser qu'un seul détecteur.
- ◇ Température spectrale (cf. section 2.2) : faible puissance spectrale émise par les plasmas générés par laser par rapport au niveau de détection des systèmes d'acquisition utilisés (CBF), ce qui limite le nombre de voies de mesure. Problème intrinsèque pour la réalisation d'un étalonnage relatif sur toute la gamme spectrale d'étude qui peut s'étendre sur plusieurs centaines de nanomètres avec des plages d'intégration restreintes sur quelques dizaines de nanomètres.

Dans la suite du document des ordres de grandeur des paramètres optiques caractéristiques d'une source d'étalonnage adaptée à cette méthode de mesure seront données et une description des sources existantes sera présentée.

I.3 Sources d'étalonnage pour la mesure de température de brillance

3.1 Caractéristiques de la source

Pour obtenir les caractéristiques optiques d'une source adaptée à la réalisation d'un étalonnage, il est pertinent de se référer aux propriétés de l'objet qui sera mesuré. Dans notre cas, il s'agit d'un plasma créé par laser dans le régime WDM. L'architecture générique du type d'installation employée comporte un ou plusieurs faisceaux laser focalisés sur une cible. Cela permet d'obtenir une intensité maximale sur le matériau d'intérêt et de favoriser au maximum l'interaction lumière-matière. Les taches focales obtenues sont généralement inférieures au millimètre. La surface de la cible considérée sera ainsi une zone émissive circulaire avec un diamètre de l'ordre de 1 mm. Pour l'aspect temporel, les temps caractéristiques sont de l'ordre de plusieurs nanosecondes (≈ 5 ns). Enfin la gamme des températures attendues en WDM s'étend entre 0.1 eV et 50 eV (soit entre 1160 K et 580000 K). Pour l'exemple nous

choisirons un objet possédant une température de 1 eV (11605 K). Avec ces critères, la luminance obtenue pour tout le spectre visible (400 - 800 nm) avec la loi de corps noir est de $1.10^8 \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ et l'étendue géométrique est de $2.47 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{sr}$. Cette étendue est calculée pour une surface S d'un cercle de diamètre 1 mm avec un angle solide de π , correspondant au lobe d'émission Lambertien du corps noir. La puissance optique résultante correspond alors à 252 W (en utilisant le fait que $P = \pi LS$). Les autres critères, plus généraux, que la source devra aussi respecter sont : être compatible d'utilisation avec une installation laser de puissance, couvrir une partie du spectre visible, être homogène, stable, répétable et enfin compatible avec un système d'imagerie. Ce dernier point élimine toutes les sources cohérentes spatialement à cause de la présence d'interférences aléatoires du type *speckle*.

3.2 Sources et méthodes existantes

Nous allons désormais dresser une vue globale des sources lumineuses existantes qui pourraient répondre à la problématique d'un étalonnage d'une voie de pyrométrie. Les sources peuvent être classées en deux grandes catégories : les sources à incandescence et les sources lumineuses. Les sources à incandescence sont celles qui reposent sur l'émission proche de celle de corps noir (i.e. un échauffement) pour générer de la lumière alors que les sources lumineuses reposent sur tous les autres moyens pour générer de la lumière. Ces sources d'excitations pour produire de la lumière sont très variées : un courant électrique (électroluminescence), une réaction chimique (chimiluminescence), une autre source de lumière (photoluminescence), ...

Pour trouver la source idéale d'étalonnage, il est intéressant de se référer aux sources déjà utilisées [Fatyanov 2015]. Pour des raisons évidentes de compatibilité avec une installation laser de puissance, il n'est pas envisageable d'utiliser le soleil ou la détonation du nitrométhane comme sources d'étalonnage [Fatyanov 2015]. Les sources possibles sont les suivantes : les lampes à incandescences (filament et ruban de tungstène, figure I.16), les lampes à décharge (flash et arc, figure I.17) et enfin une cible en quartz soumise à un choc laser.

Les lampes à filament de tungstène [Ojanen 2012] sont similaires aux anciennes sources halogène du commerce. Pour être utilisées comme sources d'étalonnage, ces sources ont été reliées à un étalon primaire par un organisme de métrologie tel que le NIST (*National Institute of Standards and Technology*) ou le LNE (Laboratoire National de métrologie et d'Essais). L'étalonnage spécifie le courant traversant le filament et détermine la puissance spectrale correspondante. Ainsi lors de l'utilisation de ce type de source, une alimentation en courant stabilisée est requise et un temps de stabilisation thermique est imposé (typiquement plusieurs minutes) lors de la mise en fonctionnement.

Les lampes à ruban de tungstène sont dans le principe semblables aux lampes à filament. L'unique différence provient de la dimension de l'élément en tungstène : dans le cas de la lampe à ruban sa surface est de $2.6 \times 20 \text{ mm}^2$ (cf. réf. Ribbon Filament Lamps The Pyrometer Instrument Company) alors que le filament a une longueur totale de 580 mm (avant repliement) et un diamètre de $50 \mu\text{m}$ [Lamps 1964].

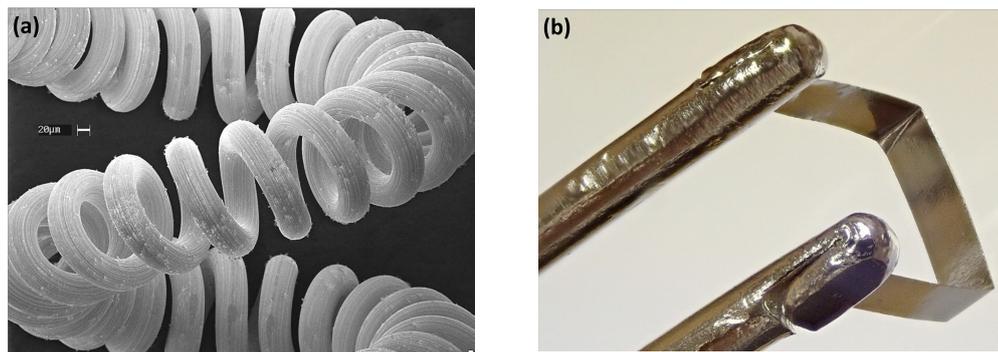


FIGURE I.16 – (a) Image d'un filament de tungstène avec un grossissement x500 [MacIsaac 1999]. (b) Lampe à ruban de tungstène de General Electric [Coates 1988].

En parallèle ont été développées les lampes à décharge, qui regroupent les sources à arc et flash. Un domaine d'application, en plus de l'éclairage, est le pompage de laser à l'état solide [Koechner 2003]. Le principe de fonctionnement consiste à appliquer une tension élevée (> 30 kV), pendant un court instant, dans un gaz à basse pression. Sous l'effet du champ électrique, le gaz s'ionise et un plasma est généré. Le spectre émis possède deux composantes : un spectre de raies et un continuum. Le spectre de raies est produit par les transitions au sein des atomes et des ions du gaz alors que le continuum est constitué de transitions de recombinaison entre les électrons et les ions du gaz et de transitions libre-libre de rayonnement de freinage (*bremssstrahlung*) des électrons. Pour les sources d'étalonnage, le gaz sélectionné est le xenon car il possède le meilleur rendement de conversion électrique-optique. La différence majeure entre les lampes flash et à arc est la forme de la cathode. Dans le cas des sources à arc, elle est en forme de pointe (cf. figure I.17) pour assurer une meilleure stabilité temporelle du plasma généré.

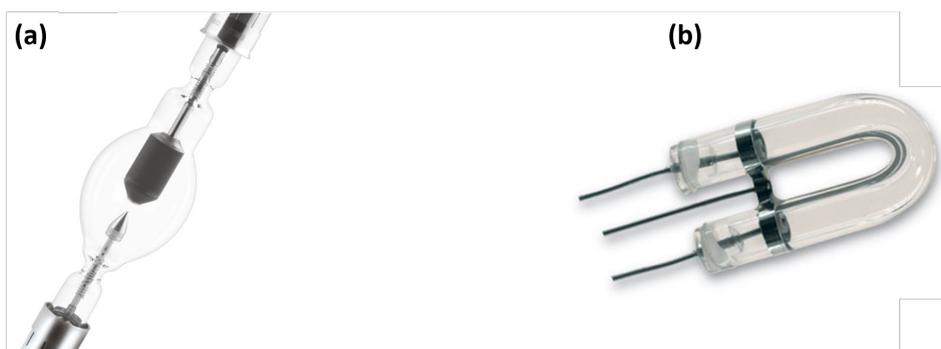


FIGURE I.17 – (a) Lampe Xenon à arc (réf. Osram XBO 1200 W/DHP OFR). (b) Lampe flash Xenon (réf. Hi Tech Detection Systems (HTDS)).

Dans la catégorie des lampes à décharge, un dernier type de source existe. Son principe est de coupler l'utilisation d'un laser avec une lampe à décharge. La lampe à décharge va permettre de générer le plasma qui sera ensuite entretenu avec le faisceau laser. Un schéma de principe de la source est donné sur la figure I.18. L'avantage principal d'entretenir le plasma avec un laser est que le plasma possèdera la taille du faisceau laser. Cela permet ainsi de réduire la surface d'émission. Ces sources sont développées par la société Energetiq et possèdent un régime de

fonctionnement continu. Le spectre d'émission est très large (170 - 2500 nm) comme dans le cas des lampes à décharge. Ces sources sont parfois utilisées comme source d'étalonnage comme par exemple l'étalonnage d'un télescope hyperspectral pour les études des océans [McIntire 2019].

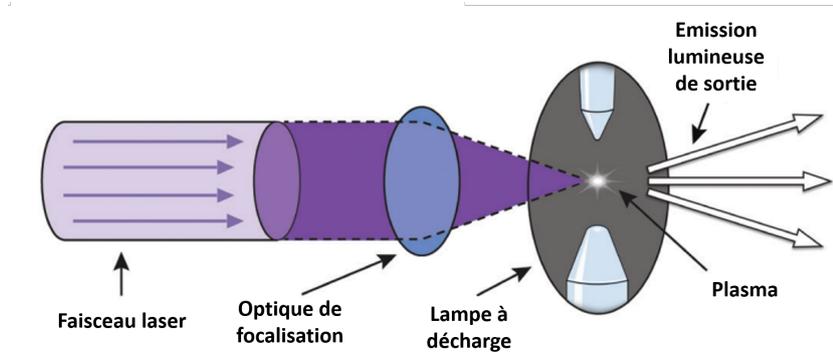


FIGURE I.18 – Principe de fonctionnement de la source EQ-400 LDLS[®] produite par Energetiq (réf. EQ-400 Laser-Driven Light Source Energetiq).

Au delà de ces sources il existe d'autres sources incohérentes possédant un spectre d'émission visible. Celles-ci reposent sur l'électroluminescence ou sur la technologie laser (les sources pompées par laser et les sources super continuum).

Les sources utilisant l'électroluminescence sont les LEDs (*Light Emitting-Diode*). Le principe consiste à appliquer un courant électrique afin de polariser une jonction P–N, ce qui permet la génération de photons par recombinaison électron-trou.

Les sources pompées par laser sont simplement constituées d'un matériau fluorescent excité avec un laser. La lumière résultante sera générée par l'émission spontanée des fluorophores contenus dans le matériau. Actuellement, il n'existe que deux types de source utilisant ce principe. La première est commercialisée par LASER COMPONENTS[®] et elle utilise comme matériau un cristal de Ce:YAG (grenat d'yttrium aluminium dopé avec des ions Cérium) pompé par une diode laser bleue. Ce matériau est très largement employé pour ses propriétés fluorescentes. En effet, les LEDs blanches sont en pratique constituées de Ce:YAG sous forme de poudre déposée sur des LEDs bleues. La seconde source utilisant un matériau fluorescent pompé par laser est décrite dans l'article [Wang 2015]. Il s'agit d'une fibre cristalline de Ti:saphire pompée par deux diodes lasers à 520 nm. Le résultat est une puissance optique de sortie de 29.2 mW produit par émission spontanée amplifiée [Sacchet 2010].

Pour le super continuum, l'émission lumineuse sera générée par le passage d'un rayonnement laser dans un milieu possédant des propriétés non linéaires. Les effets mis en jeu dans l'élargissement spectral du rayonnement émis seront l'auto-modulation de phase, la diffusion Raman et le mélange à quatre ondes. La prédominance d'un effet par rapport à un autre va dépendre des propriétés du milieu, de la durée de l'impulsion laser et de sa puissance crête. Ces sources sont une technologie mature possédant plusieurs fabricants avec des applications variées (e.g. microscopie de fluorescence, caractérisation de système optique, spectroscopie, ...).

Les caractéristiques des différentes sources énoncées précédemment sont synthétisées dans le tableau I.2.

Nom (Référence)	Régime	Spectre	Puissance optique	Surface d'émission (Uniformité spatiale)	Stabilité/ Répétabilité
Halogène 1000 W (6315 Newport)	CW	250 - 2500 nm	≈ 40 W (400 - 800 nm)	0.6 x 1.6 cm ² (-)	± 1 % en luminance < 0.06 %/h
Lampe à ruban de tungstène [Coates 1988]	CW	300 - 3000 nm	3.3 W (550 - 800 nm)	0.26 x 2.0 cm ² (+)	± 1 % à 3 % en flux
Lampe à arc (Réf. 6259 Oriol)	CW	250 - 2300 nm	≈ 10 W (400 - 800 nm)	0.07 x 0.24 cm ² (-)	± 32 % en luminance [Johnston 2012]
Lampe flash Xe (L7685 Hamamatsu)	QCW 2.90 μs	190 - 2000 nm	2.7 W (400 - 800 nm)	0.3 cm ² (+)	± 3 % pic à pic - 15 % après 10 ⁸ flashes
Lampe Xe + Laser (EQ-400 Energetiq)	CW	170 - 2500 nm	11.7 W (400 - 800 nm)	0.037 x 0.08 cm ² (+)	30 min chauf. - 10 % après 10 000 h
Ti :saphire pompé laser ([Sacchet 2010; Wang 2015])	CW	600 - 1000 nm	29 mW	2.5.10 ⁻⁶ cm ² (++)	∅
Ce:YAG pompé laser (LS-WL1 Laser Components)	CW/QCW 10 μs - 4 s	440 - 750 nm	> 500 mW	7.9.10 ⁻³ cm ² (++)	< 1 % en 24 h
Super continuum (FIR-20 NKT Photonics)	QCW ≈ 5 ps	475 - 2300 nm	2.6 kW crête (475 - 850 nm)	7.9.10 ⁻³ cm ² (+)	± 0.5 % en moy./2 h Durée de vie : 10 000 h
LED blanche (Luxeon 7070 Lumileds)	CW	440 - 800 nm	> 2 W	0.65 x 0.65 cm ² (++)	++

TABLE I.2 – Récapitulatif des sources lumineuses existantes et potentiellement utilisables pour l'étalonnage. CW : *continuous wave* (régime continu) et QCW : *quasi-continuous wave* (régime impulsif).

Pour estimer la compatibilité de l'utilisation de ces sources avec l'étalonnage d'une voie de pyrométrie, l'idée est de comparer les valeurs de luminance et de puissance des sources avec celles énoncées pour la loi de Planck (cf. équation I.7), intégrée sur tout le spectre visible et pour une surface d'émission typique des cibles utilisées (cercle de diamètre 1 mm). Cette comparaison est réalisée graphiquement dans la figure I.19.

Ainsi en observant la différence entre la loi de Planck et les sources existantes, on constate qu'elles ne semblent pas adaptées pour l'étalonnage d'une voie de pyrométrie, hormis la source à super continuum. En effet, leurs luminances et leurs puissances sont trop faibles. Cependant des étalonnages ont tout de même été réalisés avec deux de ces sources (source à filament et super continuum) : il s'agit du sujet de la section suivante.

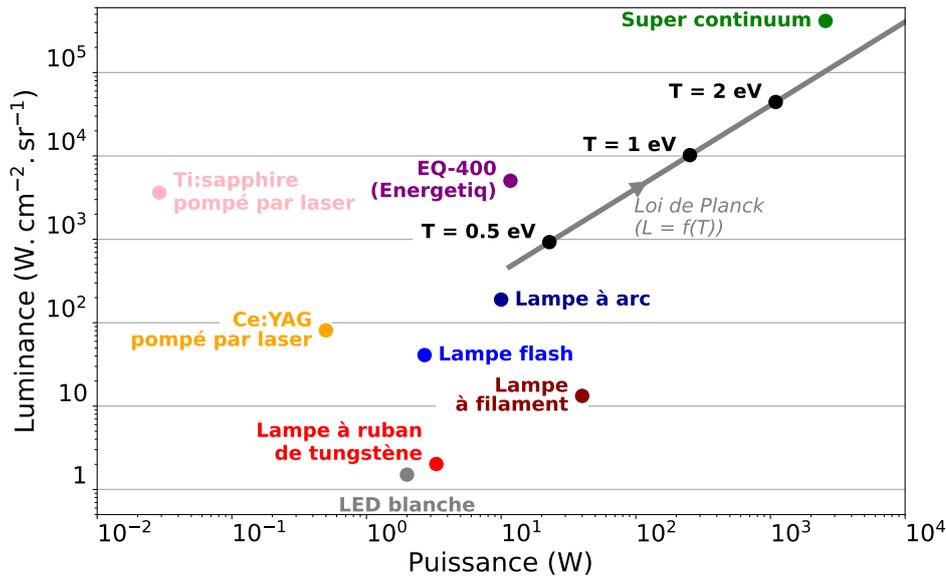


FIGURE I.19 – Graphique de la luminance (dans la gamme 400 - 800 nm) en fonction de la puissance optique pour les sources existantes. La loi de Planck est tracé en fonction de la température et représentant les objets qui seront mesurés.

3.3 Méthode d'étalonnage existante

Dans le cadre des installations laser de puissance, il existe trois articles [Miller 2007b ; Gregor 2016 ; He 2019] faisant référence à un étalonnage absolu d'un diagnostic de pyrométrie avec une source d'étalonnage. Il est néanmoins important de noter que les articles [Miller 2007b] et [Gregor 2016] concernent l'étalonnage d'une même installation avec la même source d'étalonnage. La différence entre ces deux articles, repose principalement sur une nouvelle architecture de voie de pyrométrie. Les sources utilisées sont une lampe à ruban de tungstène [Miller 2007b ; Gregor 2016] et deux lampes à filament de tungstène [He 2019]. Pour ces trois étalonnages, les caractéristiques des sources sont établies par un rapport d'essai du NIST (*National Institute of Standards and Technology*). Pour la lampe à ruban de tungstène, il s'agit de la luminance spectrale qui est définie alors que pour les lampes à filament, ce sont la température et l'émissivité. Ces grandeurs caractéristiques de la source sont établies avec des incertitudes relatives proches de 1 %.

Cependant, ces sources possèdent un régime de fonctionnement continu, qui s'avère problématique pour l'étalonnage d'une voie de pyrométrie. En effet, le détecteur utilisé est une CBF dont les durées de balayage (i.e. le temps de mesure) sont comprises entre 2 et 50 nanosecondes. La puissance optique collectée pour ces durées de balayage de la caméra est insuffisante pour obtenir un signal mesurable. La solution utilisée est de modifier le régime de fonctionnement de la CBF dans un mode de balayage dit « lent » qui s'effectue entre une centaine de millisecondes et plusieurs secondes. Le principal problème lié à cette méthode est qu'une hypothèse de linéarité de réponse de la CBF est nécessaire pour relier les signaux d'étalonnage à son régime nominal nanoseconde.

Cette hypothèse semble incorrecte si nous nous référons aux tests préliminaires qui ont été effectués avec une source à super continuum [Patankar 2017]. En effet, dans cet article, une réponse réduite de l'écran luminophore est observée entre le régime dynamique (ns) et le

régime statique, où aucun balayage n'est effectué. L'écart entre les deux modes est un facteur compris entre 5 et 10. Il est ainsi indispensable de réaliser l'étalonnage dans les conditions nominales de fonctionnement de la CBF. Un exemple est alors montré avec la source à super continuum [Patankar 2017], cependant à cause du temps trop court de l'impulsion de la source (5 ps), il n'est pas possible d'obtenir un signal et d'étalonner la CBF pendant toute la durée nanoseconde de son balayage.

Une autre méthode qui peut satisfaire les conditions souhaitées pour l'étalonnage est l'utilisation d'une cible en quartz. Il s'agit d'un matériau de référence dont les propriétés sont relativement bien connues pour le régime de la WDM [Lyzenga 1983; Laudernet 2004; Hicks 2006; Kraus 2012; Falk 2014; Brygoo 2015; Millot 2015]. Pour étalonner le diagnostic de mesure de température de brillance, il est nécessaire qu'il soit couplé avec un diagnostic VISAR. En effet, le point d'étalonnage est établi en générant un choc dans le quartz et en mesurant simultanément la vitesse d'onde de choc et l'émission propre. L'intérêt majeur du quartz est qu'il reste transparent tant qu'il n'a pas été soumis au choc. Ainsi, il est possible de mesurer la vitesse d'onde de choc au cours du temps, donnée que l'on peut relier à la température à l'aide d'un modèle semi-empirique [Brygoo 2015]. Le signal obtenu avec le détecteur est alors directement relié à la température de la cible. Néanmoins, les données qui ont permis d'établir le modèle semi-empirique du quartz sont issues de mesures effectuées avec une voie de pyrométrie étalonnée avec une lampe à filament de tungstène. Le modèle n'est donc pas satisfaisant pour considérer un étalonnage par cette méthode.

En oubliant les problèmes de non-linéarité de réponse des CBF, l'incertitude relative annoncée pour la température de corps noir est de 3.6 % à 5 eV [Gregor 2016]. Or, dans la grande majorité des cas, le plasma étudié ne possède pas une absorption totale et il est assimilé à un corps gris. Pour connaître sa température réelle, il est obligatoire de mesurer son émissivité (cf. équation I.11). Cependant, ce type de mesure est encore peu développé pour les plasmas générés par laser. Dans l'exemple précédent, pour une incertitude relative de 3.6 % sur la température de corps noir, en additionnant les 20 % d'incertitude relative typique liée à la mesure d'émissivité, l'incertitude relative totale sur la température atteint 17 %.

En conclusion, il est important de retenir que pour réaliser une mesure de température précise, il est nécessaire de posséder une source d'étalonnage possédant des propriétés adéquates de puissance optique et d'étendue géométrique adaptées à une voie de pyrométrie (cf. chapitre II) mais que la mesure d'émissivité de la cible lors de l'expérience est tout aussi importante. L'importance de cette mesure est l'objet d'étude du chapitre III.

Chapitre II

Source à concentrateur pour l'étalonnage de pyromètre optique

Objectifs

Les sources existantes n'étant pas adaptées pour l'étalonnage des voies de pyrométrie des installations laser de puissance, nous proposons d'utiliser un nouveau type de source qui repose sur l'utilisation d'un concentrateur luminescent. Il s'agit d'un cristal de forme parallélépipédique pompé par LEDs. En première partie de ce chapitre, un état de l'art des sources à base de concentrateur luminescent sera décrite. Nous présenterons ensuite une source qui a été développée pour l'étalonnage de voies de pyrométrie. Elle sera utilisée au sein de l'installation du LULI2000. Après une description du diagnostic, nous présenterons la procédure d'étalonnage. Des températures seront ensuite annoncées pour une expérience avec une cible en quartz. Les incertitudes associées à la mesure de température seront établies. Enfin, une comparaison des températures obtenues grâce à l'étalonnage par rapport à des précédents résultats sera présentée.

Sommaire

II.1	Sources à concentrateur luminescent	32
1.1	Principe de fonctionnement	32
1.2	État de l'art des sources à concentrateur	35
II.2	Source d'étalonnage à base de concentrateur luminescent . . .	36
2.1	Description de la source utilisée	36
2.2	Études de stabilité et répétabilité	39
II.3	Réalisation de l'étalonnage d'une voie de pyrométrie	41
3.1	Description de la voie de pyrométrie du LULI	41
3.2	Caractérisation du relais optique et de la caméra à balayage de fente	43
3.3	Étalonnage absolu de la voie de pyrométrie	47
II.4	Mesures de température issues de l'étalonnage	48
4.1	Expérience sur cibles en quartz	48
4.2	Analyse des incertitudes	52
4.3	Comparaison des mesures avec la littérature	55

II.1 Sources à concentrateur luminescent

1.1 Principe de fonctionnement

Les concentrateurs luminescents sont des éléments fluorescents de forme parallélépipédique avec un rapport d'aspect élevé, ce qui signifie une longueur importante comparée à sa largeur ou son épaisseur. Selon le principe de conservation de la luminance, un système optique sans perte ne peut pas augmenter la luminance d'une source lumineuse. Si l'on cherche à concentrer spatialement la lumière émise par cette source, il en résulte une augmentation de sa divergence. La luminance de la source reste donc inchangée. Cependant, il est possible de contourner cette limitation en utilisant des concentrateurs de lumière avec un processus d'absorption-émission dans un milieu d'indice élevé.

Grâce aux processus d'absorption et d'émission spontanée, les concentrateurs luminescents ne respectent pas le principe de conservation de l'étendue géométrique. En effet, ils permettent une augmentation de la luminance de sortie du concentrateur en comparaison de la luminance d'entrée. L'augmentation théorique de luminance est alors limitée par un facteur de concentration établi à partir de la seconde loi de la thermodynamique [Yablonoitch 1980]. Une description plus fine du fonctionnement des concentrateurs est réalisée dans l'annexe A.

Les faces sont définies par leurs dimensions avec 2 grandes faces, 2 faces latérales et 2 petites faces. Les grandes faces sont utiles pour le pompage des luminophores du matériau et une des petites faces sera définie et utilisée pour l'extraction de la lumière. Cette face est sélectionnée car il s'agit de la face la plus lumineuse et nous l'appellerons par convention face de sortie (cf. figure II.1) dans la suite. Dans l'application envisagée, le pompage est effectué de façon optique, avec des LEDs. Afin d'augmenter la puissance de sortie, un miroir est souvent placé sur la face opposée à la face de sortie.

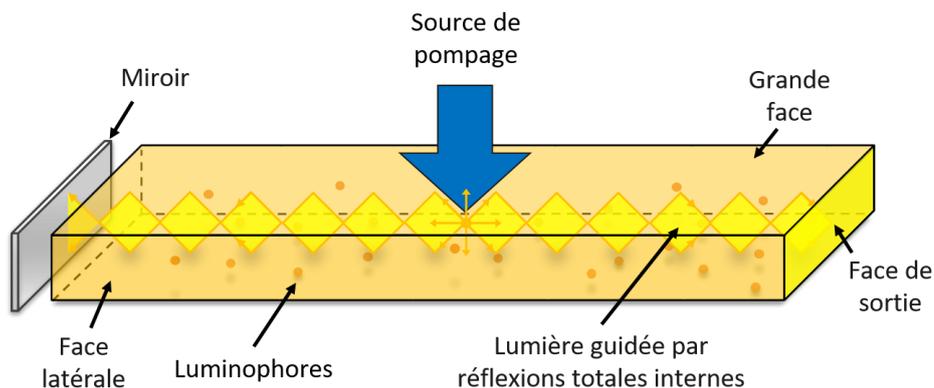


FIGURE II.1 – Schéma de principe d'un concentrateur luminescent.

Historiquement, les concentrateurs luminescents ont d'abord été développés pour augmenter le rendement des panneaux photovoltaïques [Weber 1976]. Les concentrateurs étaient sous forme de grandes plaques, absorbant la lumière du soleil sur une grande surface et la réémettant par fluorescence à l'intérieur du matériau. La lumière était ensuite guidée vers ses autres

faces, plus petites, où étaient positionnées des cellules photovoltaïques. Les intérêts du concentrateur étaient d'utiliser un nombre plus faible de cellules photovoltaïques pour une même quantité de rayonnement collecté ou pour l'utilisation de meilleures cellules (plus coûteuses mais nécessitant une plus petite surface). Un autre argument pour l'utilisation de concentrateurs luminescents solaires est qu'ils sont « non imageants » et qu'ils ne nécessitent pas de système de suivi du soleil.

Récemment, le principe de concentrateur luminescent a été utilisé pour émettre de la lumière dans le visible à partir d'un pompage par LEDs bleues [Barbet 2016b; Boer 2016; Sathian 2017]. Le cristal le plus utilisé est le Ce:YAG (matrice de grenat d'yttrium aluminium dopée avec des ions Cérium). Les applications de ces recherches visent le domaine de l'éclairage (système de projection [Boer 2016; Antonis 2017]), l'éclairage en microscopie en remplacement des lampes à xénon [Sathian 2017]) et le pompage de milieux laser [Barbet 2016a; Gallinelli 2017; Pichon 2019; Taleb 2023].

Il est possible de décrire le concentrateur luminescent par deux phénomènes physiques : l'émission spontanée et la réflexion totale interne. Pour rappel, l'émission spontanée est le processus quantique de désexcitation radiative d'un électron excité d'un niveau haut vers un état plus stable et de plus basse énergie. Lorsque ce phénomène est généré par un autre élément que la température, on parle de luminescence et dans notre cas de photoluminescence, car la source d'apport d'énergie est optique, via l'absorption de la lumière issues des LEDs. Dans le Ce:YAG, l'élément permettant cette production de lumière est l'atome de Cérium dont la position des niveaux d'énergie est influencée par la matrice de grenat d'yttrium aluminium. Les transitions radiatives de fluorescence se situent alors entre les niveaux d'énergie 5d et 4f avec un temps caractéristique de l'ordre de 100 ns [Miniscalco 1978]. Il existe dans le cristal plusieurs niveaux d'énergie correspondant à différentes bandes d'absorption. Celle qui sera intéressante dans le cas du pompage par LEDs se situe autour de 450 nm. Le spectre d'émission s'étend de 500 à 750 nm avec un maximum autour de 550 nm (cf. figure II.2).

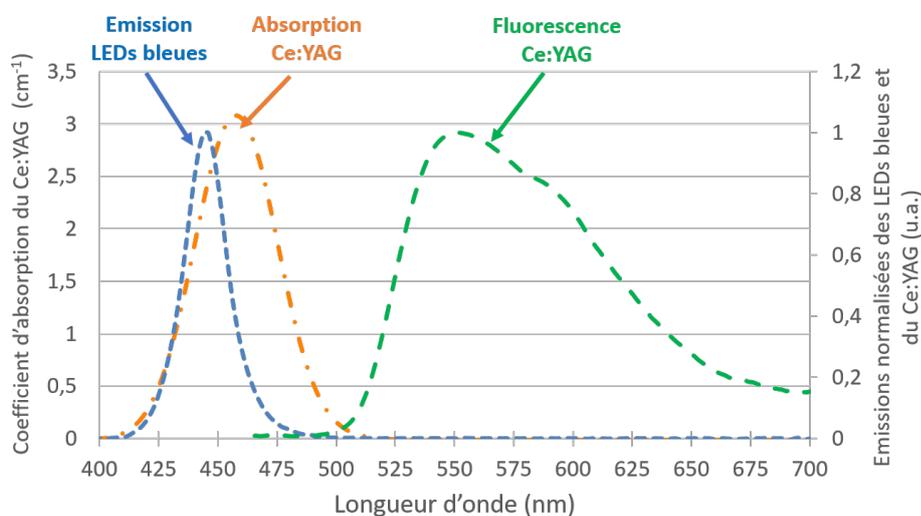


FIGURE II.2 – Spectres d'émission du Ce:YAG et des LEDs bleues ainsi que le spectre d'absorption du Ce:YAG.

Une fois la lumière absorbée puis réémise par émission spontanée à l'intérieur du cristal, elle se propage dans le parallélépipède jusqu'à une de ses six faces. Le trajet du rayon de lumière est soumis à deux cas de figure en fonction de l'angle avec lequel il arrive sur la surface. S'il est inférieur à l'angle critique de réflexion totale interne, il va traverser l'interface et se propager dans le milieu extérieur. Dans le cas contraire, la lumière est réfléchie à l'intérieur du milieu (cf. figure II.3).

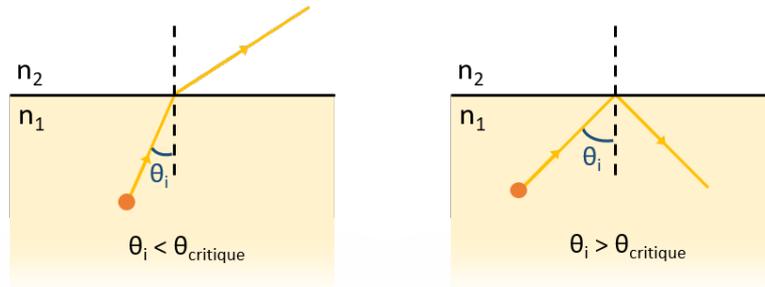


FIGURE II.3 – Principe de la réflexion totale interne.

Pour déterminer la valeur de cet angle critique, il suffit d'écrire la formule de Snell-Descartes et l'on obtient :

$$\theta_{\text{critique}} = \sin^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (\text{II.1})$$

avec n_1 l'indice optique du Ce:YAG (1.83 à 550 nm) et n_2 l'indice optique du milieu de sortie. L'angle limite obtenu pour une sortie dans l'air ($n_2 = 1$) est donc de 33° . Une partie des rayons émis à l'intérieur du concentrateur est alors en réflexion totale interne.

La lumière générée à l'intérieur du cristal est issue de la fluorescence des luminophores. Cette lumière ne possèdera pas de direction privilégiée d'émission (isotrope). Aux pertes par propagation près, la puissance atteignant chaque face du parallélépipède est identique. Or, grâce au rapport d'aspect élevé du concentrateur luminescent, les dimensions des faces ne sont pas identiques et les petites faces possèdent un éclaircissement et une luminance supérieure aux autres faces.

Un concept sous-jacent, utilisé par le concentrateur luminescent, est le recyclage de lumière que l'on retrouve par exemple dans l'utilisation d'un réflecteur dans une lampe à décharge de mercure [Fu 2006]. Pour augmenter la luminance, l'ajout d'un miroir sphérique ajustable en arrière de la source permet de renvoyer la lumière produite dans la direction d'émission et donc dans l'axe d'utilisation de la source. Cette méthode peut être appliquée sur différents types de sources comme des lampes à arc, halogène ou même des LEDs. Dans la même gamme, il est possible d'améliorer le principe en réalisant le recyclage de manière angulaire, avec l'utilisation d'une carambole [Leutz 2006]. Dans le cas des concentrateurs, la lumière est recyclée par réflexions totales internes, se produisant majoritairement sur les grandes faces, mais aussi sur les faces latérales perpendiculaires à la face de sortie.

Enfin, le choix de sélectionner le Ce:YAG sous forme de monocristaux provient de l'avantage de la structure cristalline qui possède moins de pertes, car l'efficacité quantique interne est élevée [Li 2018]. Les pertes sont un paramètre crucial pour l'utilisation d'un matériau en

tant que concentrateur luminescent du fait du recyclage de la lumière qui implique de longs trajets des rayons lumineux au sein du matériau.

Maintenant que le principe de source à concentrateur luminescent a été présenté, la section suivante portera sur les démonstrateurs de source à concentrateur luminescent existants. Des applications et des architectures de source à concentrateur luminescent seront présentées.

1.2 État de l'art des sources à concentrateur

Des concentrateurs luminescents comme source de lumière ont été utilisés par plusieurs groupes de recherche. Ces concentrateurs luminescents sont tous des grenats dopés au cérium et leurs performances sont résumées dans le tableau II.1.

Actuellement, il existe trois principaux isomorphes du Ce:YAG : le Ce:LuAG, Ce:GAGG et le Ce:YGdAG [De Boer 2017]. Le premier élément, composé d'une matrice de grenat de lutétium aluminium (LuAG) permettra un déplacement de la longueur d'onde moyenne autour de 535 nm, au lieu de 550 nm du Ce:YAG. Des longueurs d'ondes encore plus courtes sont atteintes avec le cristal de Ce:GAGG (matrice de grenat de gadolinium aluminium gallium) qui possède son pic d'émission à 520 nm. Enfin pour les longueurs plus élevées, le cristal de Ce:YAG co-dopé au gadolinium (Ce:YGdAG) pourra permettre de générer un signal avec un maximum d'émission à 560 nm. Ces différents cristaux restent néanmoins très proches en termes de propriétés optiques pour leur utilisation en tant que concentrateur luminescent.

Groupe de recherche	Department of Materials Imperial College London, Royaume-Uni [Sathian 2017]	Philips Lighting Research, Pays-Bas [Hoelen 2017]	Laboratoire Charles Fabry, France [Pichon 2018]
Dimensions concentrateur	4 cristaux collés 304 mm x 4.26 mm x 0.57 mm	60 mm x 1.9 mm x 1.2 mm	2 cristaux collés 200 mm x 14 mm x 1 mm
Puissance optique crête en sortie du concentrateur	20 W	77 W	546 W (dans l'air)
Luminance	0.23 kW/cm ² /sr	0.43 kW/cm ² /sr	1.24 kW/cm ² /sr
Configuration du concentrateur	« Cône de verre » en sortie du concentrateur	Ce:LuAG avec concentrateur parabolique de 5.15 mm x 3.26 mm	Ce:LuAG avec des LEDs pulsées à 250 μs à une fréquence de 10Hz

TABLE II.1 – Etat de l'art des sources à concentrateur luminescent

En reprenant la figure I.19 représentant l'état de l'art des sources incohérentes pour le domaine visible, il est possible de rajouter les données du tableau II.1 obtenues avec les sources à concentrateur luminescent. Le résultat est présenté dans la figure II.4.

Les concentrateurs luminescents répondent donc à des critères de puissance et de luminance différents des sources classiques. De plus, un élément important à prendre en compte est que la source est polychromatique, contrairement aux sources laser. Cela peut répondre à certaines applications non envisageables avec des lasers (imagerie, étalonnage sur une large bande spectrale, ...).

Dans la section suivante, l'objectif sera d'utiliser une source à concentrateur luminescent à base de Ce:YAG pour l'étalonnage d'une voie de pyrométrie. Nous avons réalisé un démonstrateur spécifiquement pour cette application et nous allons étudier ses propriétés afin de valider ses qualités en tant que source d'étalonnage.

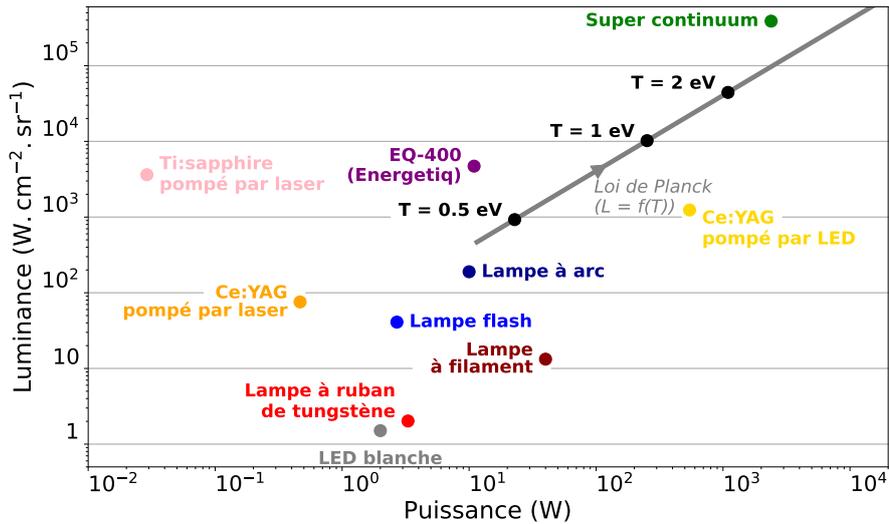


FIGURE II.4 – Comparaison des résultats pour les sources à concentrateur luminescent pompé par LEDs dans le domaine visible avec les sources existantes. Le point ajouté pour le Ce:YAG pompé par LEDs correspond aux données de l'article [Pichon 2018].

II.2 Source d'étalonnage à base de concentrateur luminescent

Dans cette partie, nous allons étudier les propriétés d'une source à concentrateur luminescent pompé par LEDs pour l'étalonnage absolu à l'échelle de temps nanoseconde d'une voie de pyrométrie ou *Streaked Optical Pyrometer* (SOP). Après avoir présenté le démonstrateur, nous allons démontrer que la source possède les qualités intrinsèques pour l'étalonnage. Cette nouvelle méthode d'étalonnage sera ensuite testée au LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Palaiseau, France). Enfin, les résultats de l'étalonnage seront appliqués à une expérience pour obtenir une mesure de la température d'une cible de référence en quartz sous choc.

2.1 Description de la source utilisée

Le démonstrateur est une source basée sur un concentrateur luminescent (LC) de Ce:YAG pompé par des LEDs bleues possédant un pic d'émission à 440 nm. Le spectre émis est incohérent et à large bande (500-650 nm), comme présenté dans la figure II.2. La lumière est collectée à la sortie de l'une des petites faces et un miroir est ajouté sur le côté opposé pour augmenter la puissance de sortie.

Le concentrateur luminescent (dont les dimensions totales sont de 2.5 mm x 1 mm x 200 mm) est constitué de deux cristaux de Ce:YAG de 100 mm de long, 2.5 mm de large et 1 mm d'épaisseur, collés l'un à l'autre à l'aide d'une colle polymérisant au rayonnement UV (cf. figure II.6). Il est pompé sur ses plus grandes faces par 512 LEDs émettant à 440 nm. Les LEDs sont implantées sur deux PCB (Printed Circuit Boards) de 256 LEDs chacun sous forme de deux colonnes de 128 LEDs. Il s'agit de LEDs Luxeon Z commercialisées par LumiledsTM. Elles sont conçues avec une connection pour l'alimentation à côté de la zone émettrice. Le choix a été de placer les LEDs avec leurs connections dirigées vers l'extérieur des PCB afin de maximiser la densité de la zone émettrice au niveau de la grande face du concentrateur par

rapport à la surface totale des LEDs (cf. figure II.5). Cela permet de minimiser la largeur du concentrateur luminescent et d'obtenir une luminance plus élevée en sortie.

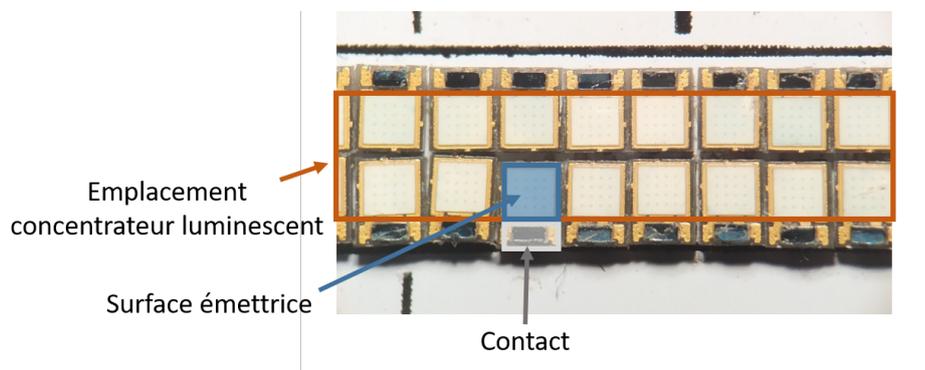


FIGURE II.5 – Photographie de l'agencement des LEDs le long d'un PCB.

Pour maximiser la puissance crête en sortie du concentrateur, il est intéressant d'utiliser les LEDs en régime impulsionnel pour s'affranchir de leur contrainte thermique et dépasser leur courant nominal de fonctionnement. La lumière émise par les LEDs possède alors une puissance crête plus élevée que la puissance de son régime continu (cf. tableau II.2).

Régime	Durée d'impulsion	Courant LED	Puissance crête de sortie
Continu	∅	1 A	1 W
Impulsionnel avec faible rapport cyclique	250 μ s	5 A	3.15 W
	10 μ s	7 A	4.25 W

TABLE II.2 – Performances des LEDs bleues Luxeon Z (Lumileds™) en fonction du régime de fonctionnement.

Les LEDs de cette source à concentrateur fonctionnent en régime impulsionnel avec un courant fixe de 4 A et des impulsions de 10 μ s. Cette durée, limitée par notre alimentation standard, est beaucoup plus longue que la durée typique de balayage des SOP, qui est d'une dizaines de nanosecondes (cf. figure I.15). Un problème qui peut survenir est la génération d'un signal parasite. En effet, lorsque que les caméras à balayage de fente (CBF) ont terminé de générer la rampe de tension du balayage « nanosecondes », une remise à zéro a lieu, qui entraîne un retour de balayage. Pendant cette période la lumière incidente peut à nouveau être détectée par la CBF. Cependant, il existe un mode de déclenchement de la cathode (*cathode gating mode*) de la CBF pour couper cette lumière incidente.

La puissance thermique moyenne dissipée par les 512 LEDs est d'environ 6.7 W, à un taux de répétition de 100 Hz. À ce niveau, aucun refroidissement actif des LEDs n'est nécessaire. Nous utilisons uniquement un dissipateur thermique passif en contact avec les circuits imprimés des LEDs.

Dans ce régime, la zone de sortie du concentrateur luminescent (1 mm par 2.5 mm) émet une puissance optique maximale de 90 W. Pour quantifier les puissances optiques (résolues spectralement), nous utilisons un spectromètre couplé à une sphère intégrante (LCS-100 produit par Labsphere™) auto-étalonné avec une lampe à filament de tungstène caractérisée par le *National Institute of Standards and Technology* (NIST). Le spectre d'émission est proche du spectre de fluorescence du Ce:YAG. Il s'étend de 520 nm à 670 nm (cf. figure II.2). Ces

paramètres de source correspondent à une luminance de $1.1 \text{ kW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ avec une étendue de $7.8 \times 10^{-2} \text{ cm}^2.\text{sr}^1$. À titre de comparaison, un corps noir à une température de 1 eV (11600 K) possède une luminance de $3.5 \text{ kW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ sur une bande spectrale s'étendant de 520 à 670 nm. Son étendue est de l'ordre de $10^{-2} \text{ cm}^2.\text{sr}^1$, en supposant une taille millimétrique (dimensions typiques de la zone émettrice de la cible sur une installation laser de puissance) et une émission Lambertienne. Ce concentrateur luminescent possède donc des caractéristiques suffisamment proches d'une cible se comportant comme un corps noir pour tester un étalonnage sur une installation laser de puissance.

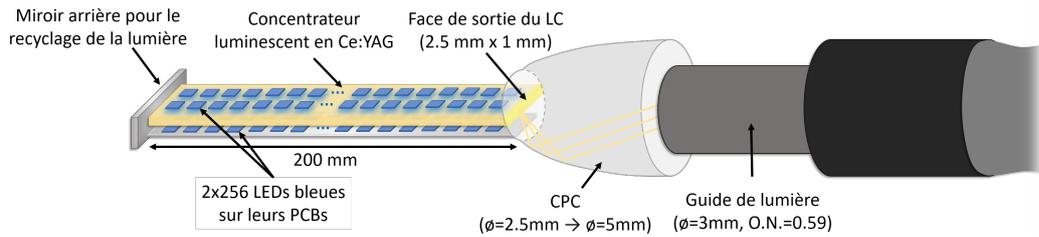


FIGURE II.6 – Architecture du démonstrateur de source à concentrateur luminescent avec son système de fibrage.

Pour plus de commodité, la source et son alimentation sont intégrées dans un rack (4U 19") pour un transport plus simple au sein d'une installation laser de puissance (cf. figure II.7). Cette source a été produite sur mesure par la société Effilux™.

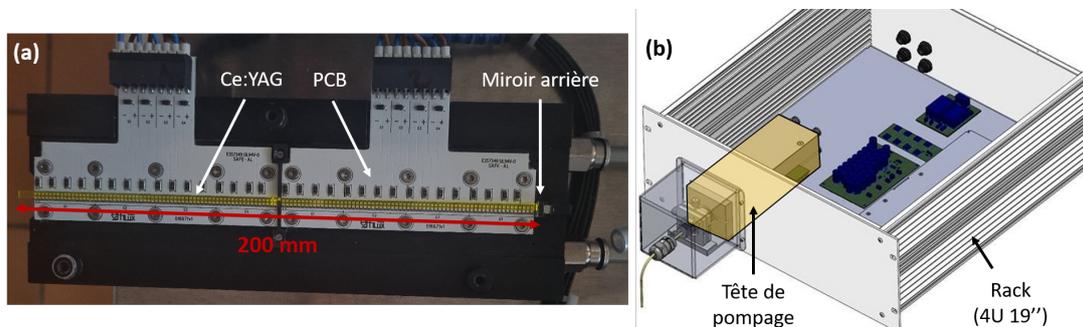


FIGURE II.7 – (a) Image de la moitié de la tête de pompage. (b) Vue 3D de la source assemblée dans un rack.

Pour étalonner le diagnostic SOP, la zone d'émission doit être située au point de mesure du système (c'est-à-dire au centre de la chambre d'expérience). Pour cela, il a été choisi de fibrer la source à concentrateur luminescent. En raison du lobe d'émission Lambertien et des dimensions de la zone de sortie ($2.5 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$), l'étendue géométrique du faisceau de sortie de la source atteint $7.8 \times 10^{-2} \text{ cm}^2.\text{sr}^1$, ce qui est supérieur à l'étendue des fibres optiques multimodes classiques. La solution a été d'utiliser une fibre optique à cœur liquide qui possède une étendue géométrique de $8.5 \times 10^{-2} \text{ cm}^2.\text{sr}^1$ (diamètre $\phi = 3 \text{ mm}$, O.N. = 0.59). Pour ajuster les ouvertures numériques, nous avons ajouté un concentrateur parabolique ou *compound parabolic concentrator* (CPC) ($\phi = 5 \text{ mm}$, O.N. = 0.64) à la sortie du concentrateur dans une configuration similaire à celle décrite dans les articles [Roelandt 2015 ; De Boer 2017]. Cette solution permet d'obtenir une puissance de 36 W à la sortie du guide de lumière.

2.2 Études de stabilité et répétabilité

Pour s'assurer que la source à concentrateur luminescent peut être utilisée comme source d'étalonnage, nous effectuons des mesures de stabilité et de répétabilité. Ces tests sont effectués pour déterminer l'ordre de grandeur des variations de la puissance optique et du spectre de la source à concentrateur luminescent sur 15 heures (cf. figure II.8). Les données sont enregistrées à l'aide d'un spectromètre couplé à une sphère intégrante (LCS-100 Labsphere™). Le concentrateur luminescent est positionné au niveau du port d'entrée de mesure de la sphère intégrante. Nous mesurons la longueur d'onde moyenne λ_{moy} , qui est définie comme :

$$\lambda_{\text{moy}} = \frac{\int \lambda \times P(\lambda) d\lambda}{\int P(\lambda) d\lambda} \quad (\text{II.2})$$

où λ est la longueur d'onde et $P(\lambda)$ est la puissance spectrale. Pour une durée de 15 heures, l'écart type relatif de la longueur d'onde moyenne n'est que de 0.09 %.

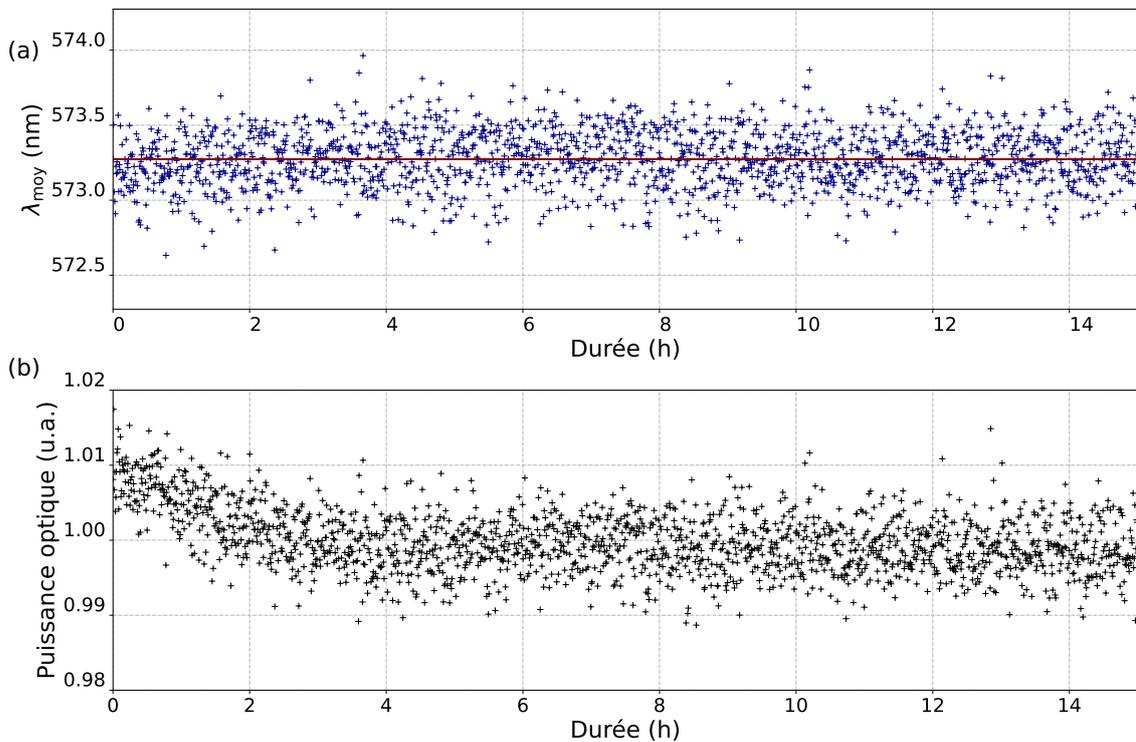


FIGURE II.8 – Stabilité de la source du concentrateur luminescent pendant 15 heures avec un régime de fonctionnement des LEDs de 1 Hz et des impulsions de $10 \mu\text{s}$. (a) Variations de la longueur d'onde moyenne avec un point de mesure toutes les 30 secondes. (b) Variations de la puissance optique avec un point de mesure toutes les 30 secondes.

La forme de la distribution spectrale reste très stable tout au long de l'expérience. Cette stabilité est liée au concentrateur luminescent, dont le spectre d'émission est fixé par la transition 5d-4f du Ce:YAG et ne dépend pas de la stabilité du courant de commande des LEDs ou de la température. La puissance optique présente une diminution liée au temps de mise à l'équilibre thermique d'environ 1 % au cours des 2 à 3 premières heures après la mise en fonctionnement. Cette variation étant relativement faible, il n'est pas nécessaire d'attendre la fin de la période d'échauffement pour utiliser la source. Enfin, la puissance optique moyenne présente, sur une durée de 15 heures, un écart type relatif d'approximativement 1 %.

Pour mesurer l'homogénéité spatiale de la source, nous réalisons l'acquisition d'une image de la sortie du guide de lumière sur une caméra CCD (cf. figure II.9). Cette image montre une variation spatiale de 0.7 % sur la zone imagée caractéristique de l'application visée.

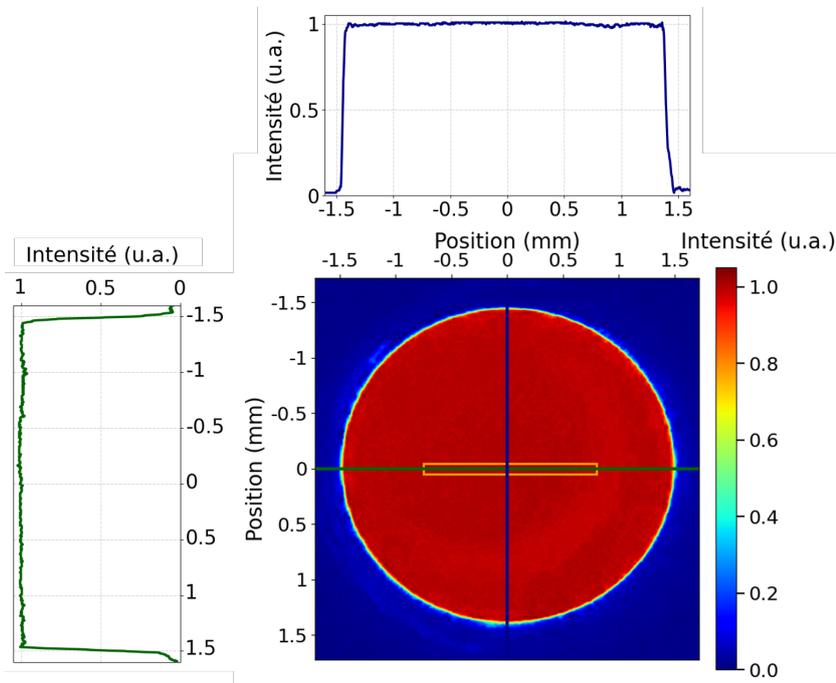


FIGURE II.9 – Image CCD de la face de sortie du guide de lumière avec des profils horizontaux et verticaux. Le rectangle orange correspond à la zone imagée caractéristique de la fente de la CBF utilisée dans la suite.

Pour étalonner la caméra selon son axe temporel, la stabilité de la source à concentrateur luminescent pendant l'impulsion est nécessaire. En utilisant une photodiode rapide (temps de montée de 1 ns), nous mesurons la puissance de sortie du concentrateur luminescent pour une impulsion de consigne de $10 \mu\text{s}$ (cf. figure II.10). La croissance du front de montée est liée à l'alimentation électrique des LEDs et non au cristal de Ce:YAG. Une fois le régime transitoire dépassé, le plateau de plusieurs microsecondes est très stable et donne une variation temporelle de 0.1 % pendant des fenêtres de balayage de 10–20 ns de la caméra.

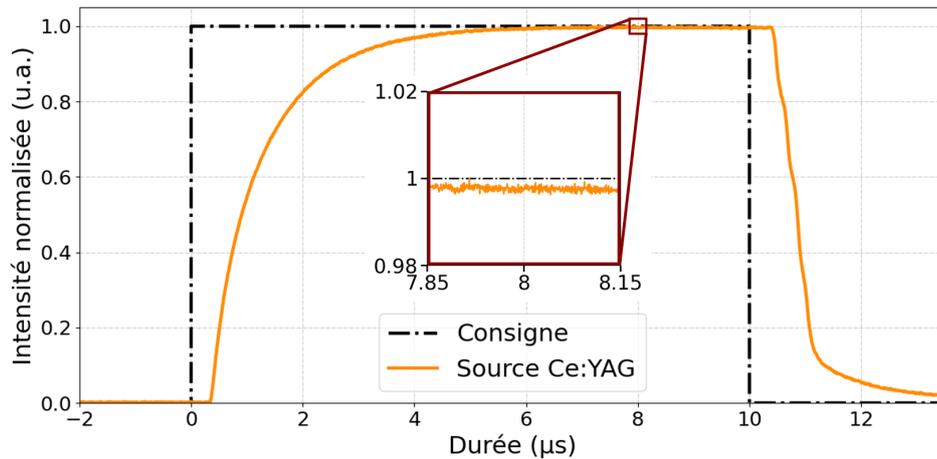


FIGURE II.10 – Stabilité temporelle de la source à concentrateur luminescent au cours d'une impulsion de $10 \mu\text{s}$.

Maintenant que nous avons vérifié la stabilité de la puissance optique, du spectre, de l'émission spatiale et temporelle de la source, nous pouvons l'utiliser pour l'étalonnage d'une voie de pyrométrie.

II.3 Réalisation de l'étalonnage d'une voie de pyrométrie

3.1 Description de la voie de pyrométrie du LULI

La réalisation de l'étalonnage a été effectuée sur la voie de pyrométrie de l'installation LULI2000. Ce diagnostic de température possède une architecture similaire à la figure I.14 avec un diagnostic composé d'un relais optique conjugué à une caméra à balayage de fente (CBF). Ce diagnostic de pyrométrie est lui-même couplé avec un diagnostic de mesure VISAR à double longueur d'onde (532 nm et 1064 nm). La configuration du système est décrite dans la figure II.11.

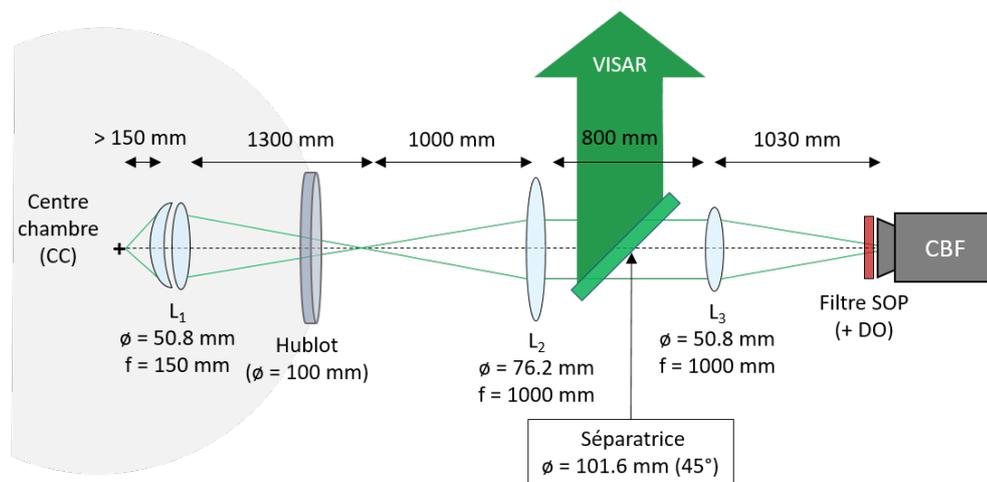


FIGURE II.11 – Schéma de la voie de pyrométrie du LULI. La chambre d'expérience est à la pression atmosphérique pendant l'étalonnage. La lentille L_1 est protégée avec une lame pare-éclat (non représentée). DO : densité optique calibrée ajoutée selon les conditions expérimentales.

Le relais optique du SOP se compose de trois lentilles (L_1 , L_2 et L_3) qui imagent la cible sur la fente d'entrée de la caméra. Le grandissement total du système est de 8.7. Le filtre devant la caméra à balayage de fente est un filtre passe-bande à haute transmission centré à 600 nm avec une largeur à mi-hauteur de 40 nm. Grâce au large spectre d'émission de la source à concentrateur, la bande passante du filtre est totalement couverte (cf. figure II.12). La CBF utilisée est une Hamamatsu C7700-01 couplée avec une caméra CCD (réf. C4742-98-24ERG).

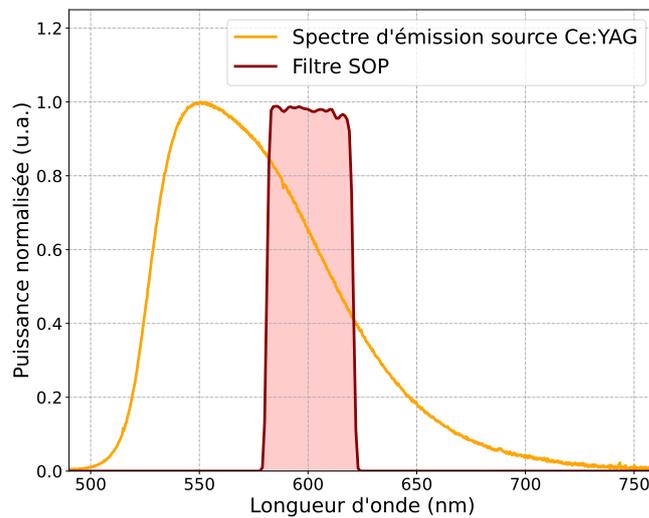


FIGURE II.12 – Spectre d'émission de la source d'étalonnage comparé à la bande de transmission du filtre utilisé pour limiter la bande de mesure du SOP.

Pour rappel de la figure I.15, une CBF est constituée de quatre éléments principaux : une photocathode, un tube à balayage (contenant les électrodes de balayage), un écran luminophore et une caméra CCD. Dans le cas de la CBF utilisée, la photocathode possède une dimension effective de 13 mm [Lerche 2004] ce qui correspond à un champ de 1.5 mm au centre de la chambre d'expérience. Les diamètres des optiques ont été choisis afin d'éviter le vignettage pour tout rayon incident sur la photocathode. Cela signifie que tous les rayons émis dans le champ de 1.5 mm du centre chambre et collectés par L_1 atteignent la photocathode de la CBF.

La caméra CDD contient une matrice de 1024 x 1344 pixels. L'axe temporel est selon les colonnes de 1024 pixels et l'axe spatial selon les lignes de 1344 pixels. Cependant, en raison des propriétés géométriques internes de la caméra, seuls 970 pixels sont utiles pour l'axe spatial. Finalement, la largeur d'un pixel correspond à 1.5 μm au centre chambre.

Maintenant que nous avons décrit le diagnostic utilisé pour la mesure de température, nous allons expliquer la mise en œuvre de la source à concentrateur luminescent pour la réalisation de l'étalonnage.

3.2 Caractérisation du relais optique et de la caméra à balayage de fente

Pour calibrer le relais optique du SOP, nous plaçons la sortie du guide de lumière à la position du centre chambre grâce au système d'alignement du porte cible. Pour rappel, l'ouverture numérique (O.N.) du guide de lumière est de 0.59. À 150 mm, la taille du faisceau de la source à concentrateur luminescent correspond à un diamètre de 220 mm, ce qui est 4 fois plus grand que le diamètre de L_1 . Par conséquent, l'entrée du relais optique du SOP est complètement remplie par la lumière issue de la source d'étalonnage.

Nous devons ensuite connaître la puissance optique collectée P_{col} par le relais optique à partir de la formule suivante [Meyzonnette 1999] :

$$P_{\text{col}} = \pi L_{\text{LC}} S_{\text{LC}} \sin(\theta_{\text{M}}) \quad (\text{II.3})$$

avec P_{col} la puissance collectée par le système optique, L_{LC} la luminance en sortie du guide lumière, S_{LC} la surface du guide de lumière et θ_{M} l'angle entre le guide de lumière et le bord de L_1 (pupille d'entrée).

Le taux de collection correspondant au rapport entre la puissance collectée par L_1 et la puissance en sortie du guide de lumière P_{LC} , nous obtenons :

$$\frac{P_{\text{det}}}{P_{\text{LC}}} = \pi \frac{1}{\Omega_{\text{LC}}} \sin(\theta_{\text{M}}) = \pi \frac{1}{\Omega_{\text{LC}}} \frac{R_{\text{opt}}^2}{R_{\text{opt}}^2 + d^2} \quad (\text{II.4})$$

avec Ω_{LC} est l'angle solide de la source à concentrateur luminescent (LC), calculé en connaissant l'ouverture numérique du guide de lumière ($\Omega_{\text{LC}} = 2\pi(1 - \cos(\theta))$), R_{opt} est le rayon de la lentille L_1 et d est la distance entre L_1 et le centre chambre.

Le taux de collection $\alpha_{\text{col,LC}}$ est donc défini tel que :

$$\alpha_{\text{col,LC}} = \frac{1}{\Omega_{\text{LC}}} \frac{\pi R_{\text{opt}}^2}{R_{\text{opt}}^2 + d^2} \quad (\text{II.5})$$

Dans les configurations expérimentales énoncées précédemment, le taux de collection $\alpha_{\text{col,LC}}$ est égale à 7.2 %.

L'étape suivante consiste à mesurer la transmission complète du relais optique τ_{RO} . Elle peut être exprimée en un produit de plusieurs paramètres :

$$\tau_{\text{RO}}(\lambda) = \tau_{\text{SOP}}(\lambda) \tau_{\text{Filtre}}(\lambda) \tau_{\text{DO}}(\lambda) \quad (\text{II.6})$$

avec τ_{SOP} est la transmission du relais optique (lame pare-éclat, L_1 , hublot, L_2 , séparatrice et L_3), τ_{Filtre} est la transmission du filtre passe-bande et τ_{DO} est la transmission des densités optiques.

τ_{Filtre} et τ_{DO} sont mesurées à l'aide d'un spectrophotomètre calibré (de type VarianTM Cary 400 ou PerkinElmerTM LAMBDA 1050).

La transmission τ_{SOP} est le rapport entre la puissance optique collectée par L_1 et la puissance de l'image sur la caméra à fente, sans filtre ni densité optique. Pour quantifier les puissances optiques résolues spectralement, nous utilisons le spectromètre LCS-100 auto-étalonné

produit par Labsphere™. Cet instrument fournit des mesures intégrées dans le temps et l'espace. Il est placé entre la caméra et la lentille L_3 (cf. figure II.13).

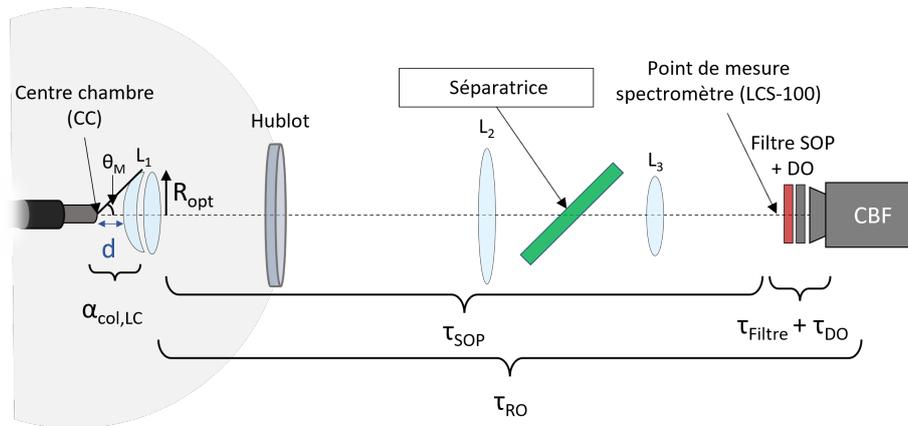


FIGURE II.13 – Représentation des différents paramètres d'étalonnage de la voie de pyrométrie du LULI.

Enfin, en connaissant la taille de la fente et la taille de l'image liée au grandissement du relais optique, il est possible de connaître la puissance optique collectée par la fente.

Nous enregistrons ensuite des images de la caméra à balayage éclairée par la source d'étalonnage (cf. figure II.14). La CBF est déclenchée avec un retard de $8 \mu s$ après les LEDs, ce qui correspond au centre du plateau d'émission de la source à concentrateur luminescent (cf. figure II.8). La figure II.14 permet de montrer que la source à concentrateur luminescent couvre l'ensemble de l'axe spatial et de l'axe temporel de la caméra avec plus de 3000 coups ou *analog to digital units* (ADU) pour une durée de balayage de 20 ns. Ceci est rendu possible par les propriétés des concentrateurs luminescents, qui combinent une puissance et une luminance élevées.

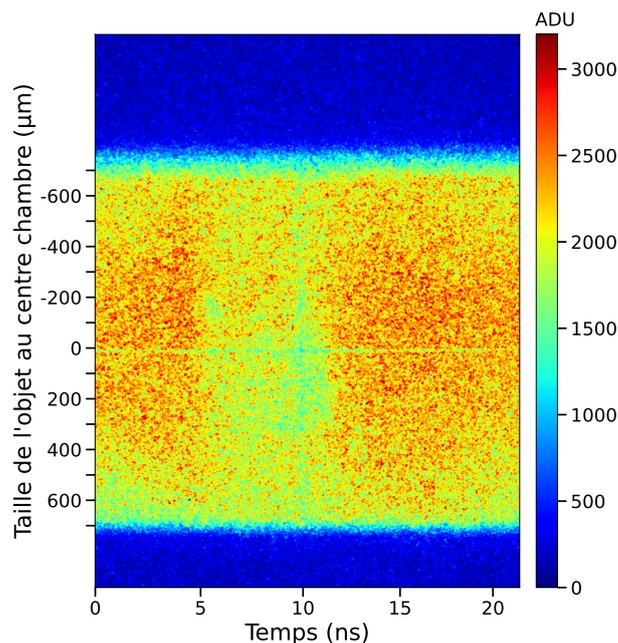


FIGURE II.14 – Image produite par la caméra à balayage avec la source d'étalonnage. La durée effective du balayage est de 21.4 ns.

L'aspect granuleux de l'image est dû à un intensificateur d'image de deuxième génération (tube image à double focalisation de proximité comprenant une galette de microcanaux). En effet, pour obtenir des images qui utilisent toute la gamme dynamique de la caméra CCD, le gain de l'intensificateur d'image doit être à son maximum (gain égal à 63). Avec ces réglages et les niveaux d'illumination d'entrée de la CBF, l'intensificateur fonctionne dans un mode de comptage de photoélectrons, ce qui augmente artificiellement la variation standard du signal d'entrée. Lors de l'étalonnage, nous avons réalisé 10 images dans des conditions expérimentales identiques. Nous observons que la réponse d'un pixel peut varier jusqu'à 27 % (écart-type, durée de balayage 21.4 ns) pour la même puissance d'entrée optique. Pour minimiser l'incertitude, nous faisons la moyenne du signal sur une portion homogène de la cible pendant l'expérience (cf. figure II.19). De plus, en moyenne 100 ADU sont ajoutés par défaut sur l'image de la caméra afin de ne pas posséder de signal négatif. Ces ADU seront toujours soustraits des images acquises.

Outre l'aspect granuleux, la figure II.14 montre un certain nombre d'inhomogénéités spatiales et temporelles sur l'image. Sachant que le profil spatial de la source à concentrateur luminescent est homogène, nous supposons que ces zones sont des défauts du capteur causés par des expériences antérieures. Pour les défauts temporels, au cours de la durée de balayage du tube, la source d'étalonnage ne varie pas (cf. figure II.8). Ces variations sont donc liées aux éléments internes de la CBF. Ces défauts seront néanmoins corrigés grâce à l'étalonnage pour chaque pixel de la caméra par rapport au flux incident émis par le guide de lumière.

La réponse de la CBF est lié à la sensibilité spectrale de la photocathode (phototube S20) $I_{S20}(\lambda)$ qui est une donnée établie par le fabricant. Cette sensibilité permet de prendre en compte la différence de réponse liée à la différence entre le spectre d'émission de la source d'étalonnage et l'émission propre d'une cible au cours d'une expérience. Nous pouvons calculer le courant généré par la photocathode I_{LC} à partir des étapes d'étalonnage décrites précédemment et des caractéristiques de l'installation. Celles-ci comprennent : le spectre normalisé de la source $L_{LC}(\lambda)$ (cf. figure II.12), le taux de collection de l'émission du concentrateur luminescent par L_1 $\alpha_{col,LC}$, la transmission du relais optique $\tau_{RO}(\lambda)$, la réponse de la caméra à balayage, qui est proportionnelle à $I_{S20}(\lambda)$, la surface vue par un pixel A_{px} et l'émittance de la source à concentrateur luminescent E_{LC} . La relation reliant ces paramètres s'écrit :

$$I_{LC} = E_{LC} \times \alpha_{col,LC} \times A_{px} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} L_{LC}(\lambda) \tau_{RO}(\lambda) I_{S20}(\lambda) d\lambda \quad (II.7)$$

A_{px} est la dimension correspondante de la zone observée par un pixel de la caméra au centre de la chambre d'expérience. Elle est définie telle que :

$$A_{px} = w_{px,CC} \times h_{fente,CC} \quad (II.8)$$

où $w_{px,CC}$ est la largeur d'un pixel de la caméra ramenée dans le plan objet en centre chambre (CC) et $h_{fente,CC}$ est la hauteur de la fente ramenée dans le plan objet en centre chambre.

Pour l'étalonnage, nous mesurons la linéarité de la réponse de la caméra en fonction de

la puissance optique spectrale d'entrée. Cette puissance est connue grâce à la mesure de la transmission du relais optique. Pour faire varier la puissance optique, nous ajoutons différentes densités optiques calibrées devant la fente de la caméra à balayage et nous avons effectué des mesures pour 3 puissances optiques différentes pour chaque durée de balayage (5, 10 et 20 ns). Les résultats sont résumés dans la figure II.15. Il est intéressant de remarquer que la puissance du concentrateur luminescent est suffisante pour étalonner le SOP même sur la plus petite durée de balayage (2 ns).

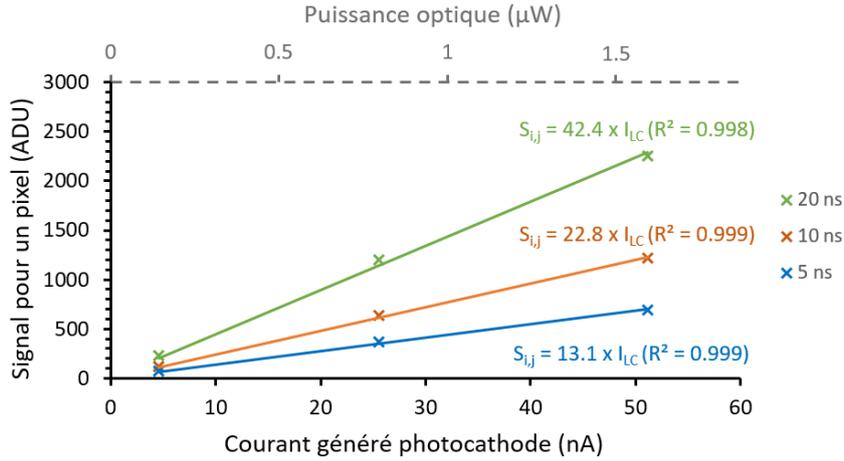


FIGURE II.15 – Réponse moyenne d'un pixel de la caméra en fonction du courant généré par la photocathode et de différentes durées de balayage. La puissance optique équivalente est indiquée sur l'axe supérieur. Ici $k_{i,j}$ vaut 42.4 ADU/A pour une durée de balayage de 20 ns, 22.8 ADU/A pour une durée de balayage de 10 ns et 13.1 ADU/A pour une durée de balayage de 5 ns.

Une régression linéaire est effectuée pour chaque pixel de la caméra sur la base des trois mesures expérimentales (cf. figure II.15) afin de tenir compte des inhomogénéités de la caméra (cf. figure II.14). En supposant une réponse linéaire des pixels, nous mesurons une erreur relative de 0.1 % pour les coefficients de régression de la figure II.15. Comme la puissance absolue est fournie par le spectromètre étalonné et que la source est spatialement homogène, le signal d'un seul pixel ne dépend que de sa réponse intrinsèque et de la durée du balayage. En utilisant le paramètre de régression linéaire $k_{i,j}^t$ correspondant au pixel (i,j) et à une durée de balayage de t nanosecondes, nous obtenons la relation entre le signal du pixel $S_{i,j}^t$ (en ADU) et le courant généré par la photocathode avec la source d'étalonnage I_{LC} (en A) :

$$S_{i,j}^t = k_{i,j}^t \times I_{LC} \quad (\text{II.9})$$

Cette caractérisation permet d'estimer de manière globale les défauts selon l'axe spatial et l'axe temporel, liés aux différents composants de la CBF.

La dispersion temporelle de balayage de la fente a été préalablement étalonnée à l'aide d'un laser délivrant un train d'impulsion de fréquence gigahertz.

Nous disposons maintenant d'une caractérisation complète du relais optique et de la CBF pixel par pixel. L'étape suivante du processus d'étalonnage consiste à relier le signal de la caméra à la température de la cible. Cette question sera abordée dans la section suivante.

3.3 Étalonage absolu de la voie de pyrométrie

Pour déterminer la température, le premier postulat est de considérer que l'émission propre de la cible est similaire au rayonnement d'un corps noir. En utilisant la loi de Planck (cf. équation I.12), il est possible de lier la luminance spectrale avec la température. Le pixel i, j permet de mesurer une température T à un instant donné et à une position donnée. La luminance spectrale de corps noir peut être convertie en courant de photocathode $I_{i,j}(T)$ grâce à l'équation suivante :

$$I_{i,j}(T) = \Omega_{\text{cible}} \times \alpha_{\text{col,Lc}} \times A_{\text{px}} \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} L_{\text{Corps Noir}}(\lambda, T) \tau_{\text{RO}}(\lambda) I_{\text{S20}}(\lambda) d\lambda \quad (\text{II.10})$$

où $I_{i,j}(T)$ est le courant généré par la photocathode correspondant au pixel de la caméra (i,j), $L_{\text{Corps Noir}}$ est la luminance de corps noir de la cible au centre chambre, et Ω_{cible} est l'angle solide d'émission de la cible. Les dépendances spectrales permettent de prendre en compte les différences entre la source d'étalonnage et l'émission de corps noir.

Comme pour la source à concentrateur luminescent, le taux de collection pour une cible au centre chambre est :

$$\alpha_{\text{col,cible}} = \frac{1}{\Omega_{\text{cible}}} \frac{\pi R_{\text{opt}}^2}{R_{\text{opt}}^2 + d^2} \quad (\text{II.11})$$

L'émission propre de la cible est supposée équivalente à un corps noir. Son lobe d'émission est donc Lambertien et son angle solide d'émission Ω_{cible} vaut π . Par conséquent, avec les paramètres expérimentaux énoncés précédemment, $\alpha_{\text{col,cible}}$ est égal à 2.8 %.

La relation entre $I_{i,j}(T)$ et le signal de la caméra est déterminée par la régression linéaire de la réponse de la caméra exprimée dans l'équation II.9 qui est à la base de l'étalonnage. Dans le cas d'une cible, l'expression se réécrit :

$$S_{i,j}^t = k_{i,j}^t \times I_{i,j}(T) \quad (\text{II.12})$$

À l'aide de l'équation II.12, nous pouvons calculer le signal théorique de la caméra correspondant à différentes températures de corps noir. Le résultat est représenté dans la figure II.16, qui montre le signal enregistré par un pixel en fonction de la température de corps noir.

Pour que la valeur de la température soit fiable, le signal de la caméra doit être supérieur à l'écart-type moyen d'un pixel (≈ 30 ADU). Par conséquent, la température la plus basse du corps noir que le SOP peut mesurer est de 4000 K pour la base de temps 5 ns, 3500 K pour celle de 10 ns et 3200 K pour celle de 20 ns.

Dans la prochaine et dernière section, nous allons utiliser les résultats de l'étalonnage avec une source à concentrateur luminescent pour mesurer la température d'une cible à base de quartz. Une évaluation complète des incertitudes de mesure sera aussi effectuée ainsi qu'une comparaison des mesures obtenues avec la littérature.

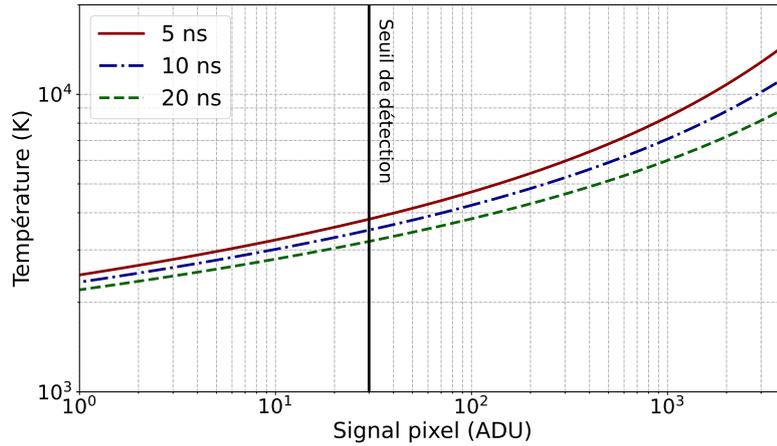


FIGURE II.16 – Température d’une cible possédant une émission de corps noir en fonction de la réponse moyenne d’un pixel. Les résultats sont présentés pour trois bases de temps de balayage différentes.

II.4 Mesures de température issues de l’étalonnage

4.1 Expérience sur cibles en quartz

Cette section présente les températures obtenues sur des cibles en quartz estimées à partir du diagnostic SOP étalonné. Ces températures seront ensuite reliées aux vitesses de choc mesurées à l’aide du VISAR et comparées aux mesures effectuées au *Laboratory for Laser Energetics* (LLE) [Hicks 2006].

Les cibles étudiées sont caractéristiques pour la génération et l’étude de choc généré par laser. Elles sont constituées d’une couche de plastique d’environ $25 \mu\text{m}$, jouant le rôle d’ablateur, d’un bouclier en or de $2.2 \mu\text{m}$ et d’une lame de quartz type alpha (orienté selon l’axe z) de $50 \mu\text{m}$. L’échantillon de quartz est recouvert d’un revêtement anti-reflet à 532 nm . Les expériences sont réalisées au sein de l’installation LULI2000 avec le faisceau laser nanoseconde ($2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ à 526 nm , impulsion carrée de 2 ns , lame de phase holographique de $800 \mu\text{m}$).

Une fois l’étalonnage effectué, trois cibles en quartz ont pu être testées. Les images obtenues avec le diagnostic SOP sont présentées dans la figure II.18. Pour la réalisation de la mesure de température et la mesure VISAR, une condition nécessaire est de s’assurer que le choc soit plan (colinéaire à l’axe spatial de la CBF). En effet, si le choc n’est pas plan, les conditions hydrodynamiques du matériau d’étude ne sont plus identiques dans l’espace. Les CBF ne réalisant des images que pour une seule direction de l’espace, la mesure ne peut plus être interprétée le long de tout son axe spatial car la variation spatiale du choc ne sera pas connue. Il est cependant possible de se limiter à des zones plus petite où le choc peut être estimé comme plan.

Pour vérifier la planéité du choc, il est nécessaire de corriger les images de la réponse relative de la caméra. En normalisant l’image de calibration issue de la figure II.14 par son nombre d’ADU moyen, nous obtenons une image d’homogénéité et il est possible de corriger l’image brute acquise pendant l’expérience. Le principe est présenté dans la figure II.17.

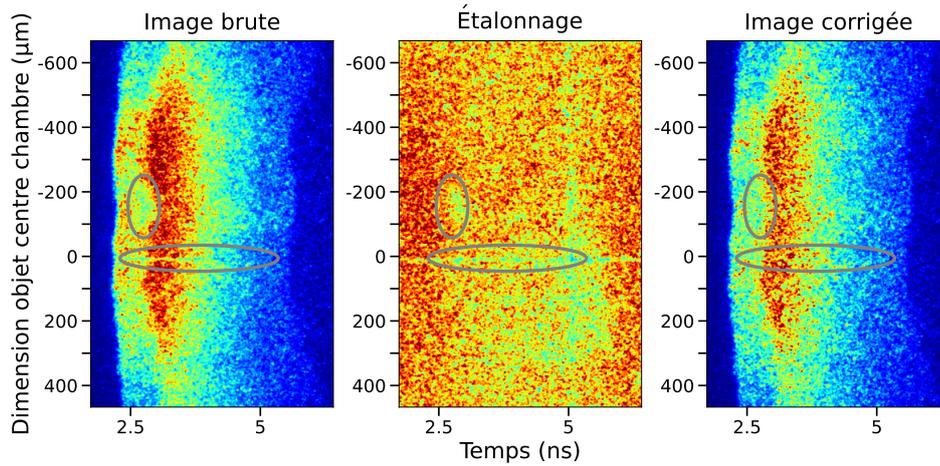


FIGURE II.17 – Correction des défauts de la CBF de l'image acquise pendant le tir 2. Les défauts entourés en gris (trait selon l'axe temporel et marque ovale selon l'axe spatial) présents sur l'image brute sont ainsi corrigés grâce à l'étalonnage.

La correction des images grâce à l'étalonnage permet de s'affranchir des défauts de la CBF et s'assurer que le front de choc est plan.

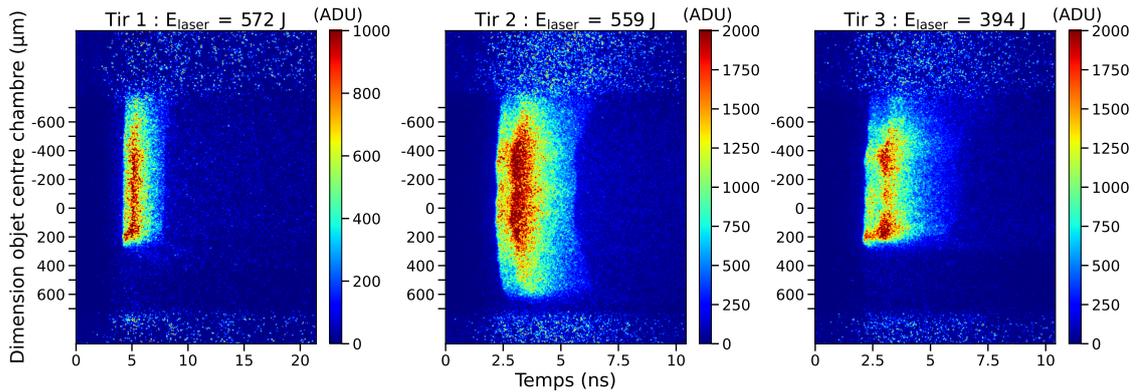


FIGURE II.18 – Images brutes CBF de l'émission propre de cibles en quartz. Le nombre d'ADU est donné à titre indicatif car les mesures ont été réalisées avec différentes densités optiques.

Parmi les trois tirs (cf. figure II.18), nous allons réaliser le traitement complet pour le tir 2. En effet, le choc lié au tir 1 n'est pas symétrique selon l'axe spatial de la CBF et le tir 3 ne pourra pas être traité à causes des inhomogénéités présentes le long du choc. Le tir 2 a été effectué avec la présence d'une densité optique de 0.5 et pour une durée de balayage de la CBF du diagnostic SOP de 10 ns.

À partir de l'image SOP (cf. figure II.19), nous extrayons une région d'intérêt (ROI) de $200 \mu\text{m}$ sur la cible autour de la zone d'observation du diagnostic VISAR. Nous calculons ensuite la moyenne du signal de la caméra le long de l'axe spatial de la région d'intérêt, en supposant les conditions hydrodynamiques homogènes. La synchronisation entre les diagnostics VISAR et SOP est réalisée en utilisant le faisceau laser à très faible énergie sur une cible diffusante.

Pour le calcul de la température T , la méthode retenue est de trouver celle qui permet de

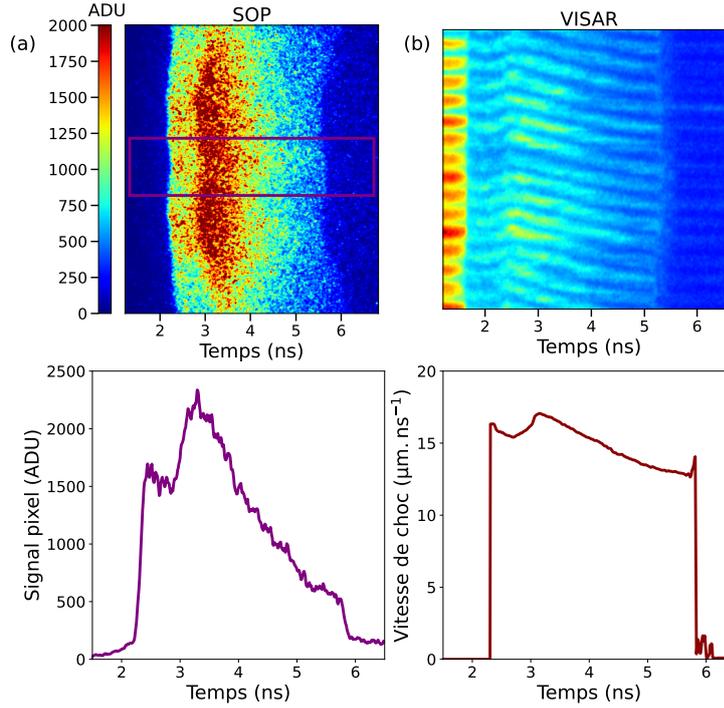


FIGURE II.19 – Images obtenues par les deux diagnostics lors d'un tir sur une cible de quartz. (a) Image de la caméra du diagnostic SOP. Le rectangle violet correspond à une région d'intérêt (ROI) de $200 \mu\text{m}$ centrée sur le centre chambre. Le graphique en dessous correspond au signal moyenné selon l'axe spatial. (b) Franges d'interférence enregistrées avec la CBF du diagnostic VISAR. Le graphique du dessous représente la vitesse de choc correspondante (déduite du déplacement des franges).

minimiser l'écart suivant :

$$|S_{i,j}^t(T) - S_{\text{exp},i,j}^t| < 1 \quad (\text{II.13})$$

où $S_{\text{exp},i,j}^t$ est le nombre d'ADU obtenus au cours de l'expérience pour la base de temps de balayage t .

Une hypothèse importante à poser est de considérer le quartz sous choc comme optiquement épais et se comportant comme un corps gris (cf. équation I.11). L'hypothèse de corps gris ajoute un facteur correctif d'émissivité, indépendant de la longueur d'onde, à la luminance théorique du corps noir. L'hypothèse que le matériau soit optiquement épais implique qu'il est possible de déterminer l'émissivité par une mesure de réflectivité. Cette hypothèse sera approfondie dans le chapitre III.

La relation permettant d'obtenir le photocourant généré par l'émission de la cible (cf. équation II.10) est alors corrigée par le facteur d'émissivité ou de réflectivité :

$$I_{i,j} = \varepsilon I_{i,j}(T) = (1 - \rho) I_{i,j}(T) \quad (\text{II.14})$$

avec ε l'émissivité et ρ la réflectivité.

Pour obtenir une mesure de température, il faut connaître la réflectivité de la cible au cours de l'expérience. La réflectivité utilisée sera celle décrite dans l'article [Millot 2015]. Il s'agit d'un ajustement avec une fonction de Hill des mesures de réflectivité en fonction de la vitesse du choc issues des données de l'article [Hicks 2006]. La relation entre la réflectivité à 532 nm et la vitesse de choc dans le quartz U_S est donnée par :

$$\rho_{532 \text{ nm}} = 4.614 \times 10^{-3} + \frac{(0.3073 - 4.614 \times 10^{-3}) U_S^{9.73}}{U_S^{9.73} + 16.185^{9.73}} \quad (\text{II.15})$$

L'hypothèse de corps gris réalisée précédemment implique que la réflectivité calculée à 532 nm soit considérée comme valable pour la gamme de longueurs d'onde de mesure du SOP (580–620 nm). En reprenant les vitesses de choc obtenues grâce au diagnostic VISAR (cf. figure II.19.(b)), il est possible de connaître les variations de réflectivité du quartz sous choc au cours du temps (cf. figure II.20). Ces données permettront de corriger au cours du temps le signal mesuré avec le diagnostic SOP.

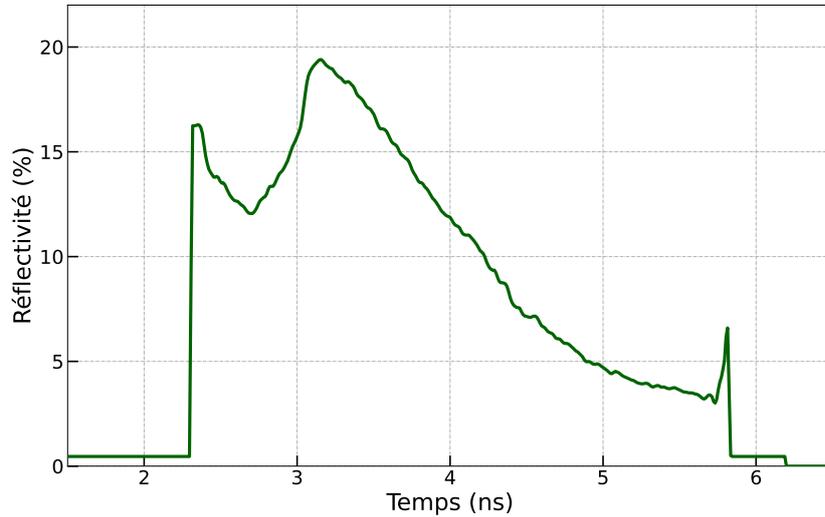


FIGURE II.20 – Variations de la réflectivité de la cible en quartz sous choc en fonction du temps pour le tir 2. Elle est calculée à partir de la vitesse de choc dédiée de la mesure VISAR et grâce à l'équation II.15 issue de l'article [Millot 2015].

Maintenant que l'émissivité de la cible est déterminée et grâce à l'étalonnage, il est possible de convertir le signal mesuré par la CBF de la figure II.19.(a) en température. La température sera celle qui vérifie la relation suivante :

$$S_{i,j}^t = k_{i,j}^t \times (1 - \rho_{532 \text{ nm}}) \times \Omega_{\text{cible}} \times \alpha_{\text{col,LC}} \times A_{\text{px}} \int_{580 \text{ nm}}^{620 \text{ nm}} L^t(\lambda, T) \tau_{\text{RO}}(\lambda) I_{\text{S20}}(\lambda) d\lambda \quad (\text{II.16})$$

Le résultat est tracé dans la figure II.21.

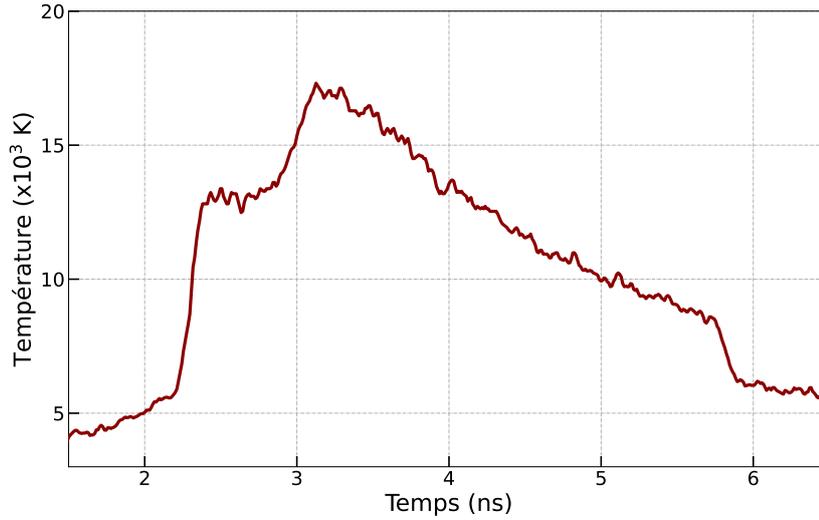


FIGURE II.21 – Variations de la température de la cible en quartz sous choc en fonction du temps pour le tir 2. Les fluctuations rapides de température en fonction du temps sont liées à l'intensificateur d'image de la CBF.

Maintenant que la température de la cible a pu être établie, il est nécessaire de connaître la précision de cette mesure. Dans ce but, la section suivante sera consacrée à détailler la méthode utilisée pour estimer les incertitudes liées à la mesure de température.

4.2 Analyse des incertitudes

L'analyse des incertitudes est un point important de l'étalonnage. Pour quantifier les incertitudes de température, nous avons utilisé la méthode de Monte Carlo. Elle consiste en un tirage aléatoire de 100000 points minimum, pour chaque paramètre, selon une distribution normale. Une fois tous les paramètres générés, il faut déterminer la température correspondante à l'aide de l'équation II.13 pour les 100000 conditions différentes. Le résultat est un vecteur de 100000 points, dont la moyenne est la température et l'écart-type l'incertitude.

Toutes les incertitudes liées à l'étalonnage sont rassemblées dans le tableau II.3.

Afin de mieux comprendre les différentes contributions à l'incertitude sur la température, nous allons exprimer plus en détail l'incertitude relative pour les principaux paramètres. Ces paramètres sont :

- ◇ Incertitude réflectivité $\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_{532\text{ nm}}}\right)$: il s'agit de la seule incertitude qui n'est pas liée à notre étalonnage. Le choix a été fait de retenir une valeur proche de celle utilisée dans la littérature [Falk 2014; Brygoo 2015; Millot 2015; Gregor 2016] qui est d'environ 20 %.
- ◇ Incertitude signal caméra $\left(\frac{\Delta\text{px}_j}{\text{px}_j}\right)$: il s'agit de l'écart-type moyen selon l'axe spatial de la région d'intérêt de $200\ \mu\text{m}$ sur 10 acquisitions pour des conditions expérimentales identiques (même durée de balayage). L'incertitude relative est en moyenne de 10 % pour la région d'intérêt et a un impact direct sur l'incertitude du signal du pixel ΔS . La majeure partie de

cette incertitude est liée à l'aspect granuleux de l'image dû à l'intensificateur d'image. Ces effets provoquent des variations temporelles rapides sur l'émission propre enregistrée par la CBF. Cela induira des variations temporelles rapides sur la mesure de température de brillance.

- ◇ Incertitude régression linéaire $\left(\frac{\Delta k_j}{k_j}\right)$: elle correspond à l'erreur liée à l'application d'une régression linéaire pour caractériser la réponse de la caméra, moyennée selon l'axe spatial sur la région d'intérêt de $200 \mu\text{m}$. Ce paramètre est négligeable car il n'est que de 0.1% .
- ◇ Incertitude source et méthode d'étalonnage $\left(\frac{\Delta I_j}{I_{\text{exp},j}}\right)$: ce paramètre inclut l'incertitude de la transmission totale du diagnostic SOP et divers paramètres tels que les taux de collection ($\alpha_{\text{col,LC}}$ et $\alpha_{\text{col,cible}}$), le grandissement et l'alignement. L'incertitude relative sur ce paramètre s'élève à 3.9% , moyennée selon l'axe spatial sur la région d'intérêt de $200 \mu\text{m}$.

Maintenant que nous avons évalué les incertitudes pour tous les paramètres intervenant dans la mesure de température, nous pouvons calculer l'incertitude obtenue pour la mesure de température. Nous avons appliqué la méthode de Monte Carlo pour 10 points de mesure différents (cf. figure II.22).

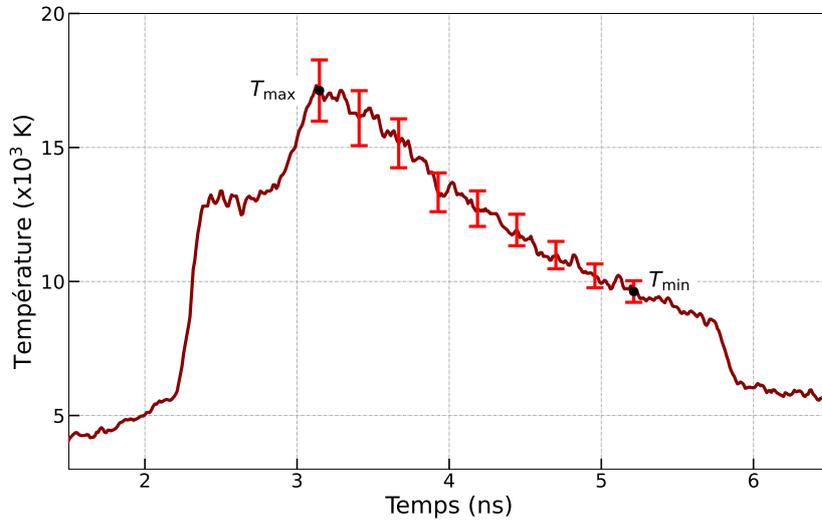


FIGURE II.22 – Variations de la température de la cible en quartz sous choc en fonction du temps avec des incertitudes calculées par la méthode de Monte Carlo. Les incertitudes sont établies avec un intervalle de confiance de 95% (2σ).

Dans la figure II.22 nous pouvons observer que l'incertitude relative sur la température varie avec la température elle-même. L'incertitude relative totale de la température est de 6.6 % à la température la plus élevée (T_{\max}) et de 4.1 % à la température la plus basse (T_{\min}). La différence dans ces valeurs d'incertitude est due aux variations de la loi du corps noir.

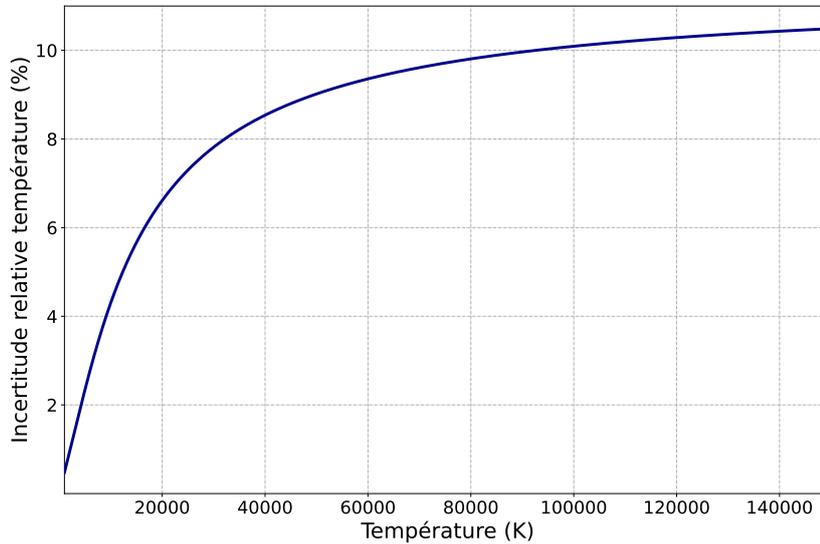


FIGURE II.23 – Variations de l'incertitude relative sur la température en fonction de la température. Cette courbe a été établie en utilisant les équations de dérivés partielles de l'article [He 2019]. Les données utilisées sont : $\lambda = 600$ nm, $\Delta\lambda = 0.1$ %, $\varepsilon = 0.8$, $\Delta\varepsilon = 20$ % et $\Delta L = 11$ % (somme quadratique des incertitudes liées à la CBF et à l'étalonnage).

En effet, grâce à la figure II.23 nous pouvons observer les variations de l'incertitude relative de la température en fonction de la température pour des incertitudes sur la luminance, longueur d'onde et d'émissivité constante. On observe ainsi une augmentation d'un facteur 2.5 de l'incertitude sur la température entre 10000 et 40000 K.

Le poids des différents paramètres sur l'incertitude relative sur la température cités précédemment est représenté dans la figure II.24.

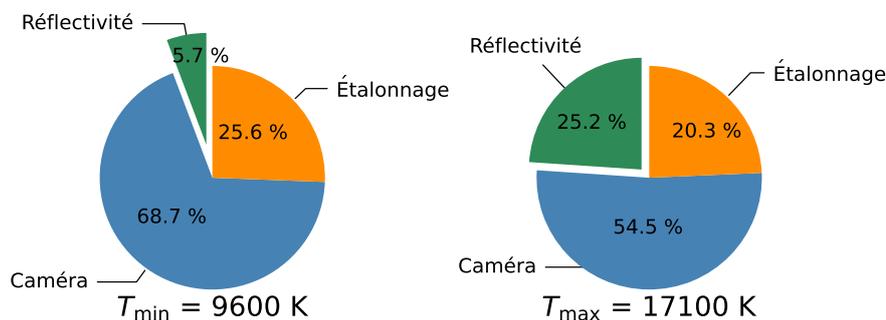


FIGURE II.24 – Diagrammes circulaires représentant les différentes contributions sur l'incertitude sur la température. Les proportions relatives des paramètres varient avec la valeur de température.

Nous observons que le paramètre impactant le plus la précision de la mesure de température est la CBF. Deux solutions sont possibles pour diminuer son impact. La première serait de changer de CBF pour une caméra qui ne possède pas d'intensificateur d'image comme par exemple les ROSS (*Rochester Optical Streak System*) [Jaanimagi 2005]. La seconde solution serait de maximiser le flux lumineux collecté par le relais optique afin d'abaisser le gain appliqué à l'intensificateur ce qui diminuerait ses variations. Enfin, nous remarquons que plus la température augmente, plus la contribution de la réflectivité augmente. Son incertitude relative actuelle étant autour de 20 %, un effort doit être réalisé pour la diminuer.

Maintenant que les incertitudes sur la température ont été établies, nous pouvons comparer les résultats obtenus avec les mesures énoncées dans la littérature.

4.3 Comparaison des mesures avec la littérature

Pour analyser nos résultats obtenus sur les cibles en quartz, nous traçons la température déduite grâce à l'étalonnage de la voie de pyrométrie en fonction de la vitesse de choc obtenue avec le VISAR. Les éléments de comparaison sont les données obtenues sur le quartz des articles [Hicks 2006] et [Huser 2015]. Le résultat est présenté dans la figure II.25.

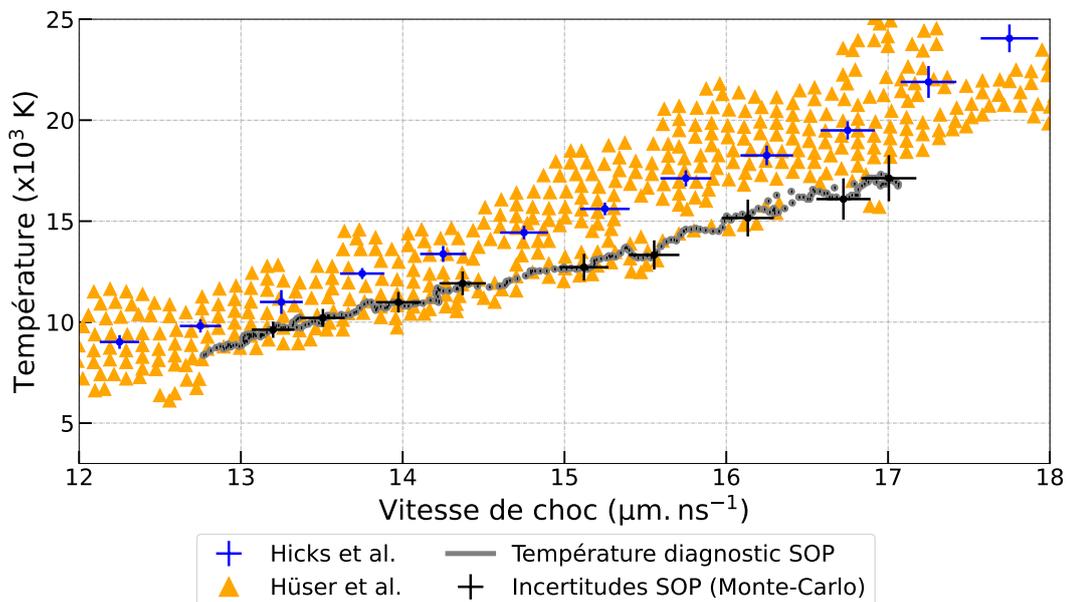


FIGURE II.25 – Température déduite des mesures SOP en fonction de la vitesse de choc. Les incertitudes de mesure du diagnostic SOP sont générées à l'aide de la méthode de Monte Carlo avec un intervalle de confiance de 95 %. Les incertitudes liées à la vitesse du choc sont estimées à 1 %. Une comparaison est faite avec les résultats issus des articles [Hicks 2006] et [Huser 2015].

Les résultats entre les deux méthodes sont plus proches pour les chocs à faible vitesse que pour les chocs à vitesse élevée. Les mesures obtenues avec la nouvelle méthode d'étalonnage sont comprises dans la dispersion des points de mesure issus de l'article [Huser 2015] mais les données ne concordent pas avec les données de l'article [Hicks 2006].

Trois éléments principaux peuvent être évoqués pour expliquer l'origine de cette différence. Le premier est que les incertitudes calculées pour la température ne prennent pas en compte explicitement l'incertitude sur la réflectivité. Dans ce cas, l'erreur sur la mesure de température est sous-estimée et les incertitudes réelles pourraient permettre une concordance des résultats.

Le deuxième point est l'étalonnage de la voie de pyrométrie. En effet, la procédure d'étalonnage n'est pas explicitée dans l'article [Hicks 2006] mais nous pouvons faire l'hypothèse qu'elle est similaire à celle de l'article [Miller 2007b]. Dans ce cas, l'étalonnage absolu de la caméra a été effectué avec une source à filament de tungstène. Le problème de ce type de source est qu'elle ne possède pas la luminance nécessaire pour générer un signal exploitable pour une CBF fonctionnant en balayage nanoseconde. L'étalonnage a donc été réalisé pour un temps de balayage milliseconde en extrapolant le signal reçu pour les temps de balayage nanoseconde. Cependant, il a été remarqué dans l'article [Patankar 2017] qu'entre le mode statique (sans balayage) et le mode balayé nanoseconde, il existait une réponse non linéaire du phosphore de la CBF. Cela peut donc laisser supposer qu'une extrapolation entre des bases de temps milliseconde et nanoseconde est incorrecte.

Pour effectuer une véritable comparaison avec les mesures sur le quartz obtenues dans l'article de [Hicks 2006], un étalonnage avec une source à concentrateur luminescent devrait être réalisé au sein de la même installation laser (Omega, LLE). Cet étalonnage permettrait de discriminer si cet écart provient effectivement des méthodes d'étalonnage différentes ou d'un paramètre lié à l'installation laser.

Le second élément qui peut expliquer le désaccord entre les mesures de la figure II.25 est la gamme spectrale de mesure. Dans le cas des mesures de l'article [Hicks 2006], la mesure d'émission propre s'étend sur une gamme spectrale plus large (600-700 nm) que dans notre cas (580-620 nm), tout en supposant que l'approximation de corps gris reste valable. Ce point important qui a été évoqué à plusieurs reprises pourrait conduire à un biais dans la mesure de température. En effet, l'hypothèse de corps gris qui est appliquée pour relier la mesure de réflectivité effectuée à 532 nm à l'émissivité dans la bande de mesure SOP repose sur les mesures de l'article de [Lyzenga 1979]. Cependant, ces mesures ont été effectuées sur une installation de canon à gaz avec des photodiodes de résolution temporelle d'approximativement 10 ns. De plus, ces mesures ont été effectuées pour des températures inférieures à 1 eV. L'hypothèse de corps gris n'est peut être pas applicable à nos conditions expérimentales. En effet, des simulations supposent une erreur variant de 4 à 12 %, en fonction des conditions expérimentales, sur l'hypothèse d'une émissivité indépendante de la longueur d'onde pour le quartz [Qi 2015]. De surcroît, une différence de réflectivité est observée entre 532 et 1064 nm comme par exemple pour l'ammoniac [Ravasio 2021] et le deutérium [Collins 2001].

Un étalonnage absolu d'une voie de pyrométrie d'une installation laser de puissance est donc possible grâce à l'utilisation d'une source à concentrateur luminescent. Cependant, même avec un étalonnage idéal, la mesure de température peut se trouver totalement erronée si la mesure de l'émissivité du matériau sous choc est incorrecte. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter différentes méthodes de mesure de l'émissivité ainsi que leurs avantages et leurs limites.

Description des paramètres	Valeur	Incertitude	Commentaires
Emittance en sortie du guide de lumière (W/cm^2)	$E_{LC} = 148$	$\Delta E_{LC} = \pm 3$	Sur la bande spectrale du filtre SOP (580-620 nm)
Puissance optique collectée par la fente de la CBF (mW/cm^2)	59.6	± 0.8	Sur la bande spectrale du filtre SOP (580-620 nm) et prenant en compte la transmission du filtre
Distance entre L_1 et le centre chambre (mm)	$d = 150$	$\Delta d = \pm 1$	Surestimation de l'incertitude concernant l'alignement de la cible
Rayon L_1 (mm)	$R_{opt} = 25.4$	$\Delta R_{opt} = \pm 0.05$	Données constructeur
Angle solide du guide de lumière (sr)	$\Omega_{LC} = 1.21$	$\Delta \Omega_{LC} = \pm 0.02$	Données constructeur liées à l'O.N. du guide de lumière
Grandissement du relais optique	8.7	± 0.2	Incertitude associée à la mesure des dimensions de l'image
Densités optiques et transmission du filtre	$\Delta \tau_{Do} = \pm 0.1\%$ $\Delta \tau_{Filtre} = \pm 0.1\%$		Incertitudes Varian Cary 400
Transmission moyenne du relais optique	$\tau_{SOP} = 42\%$	$\Delta \tau_{SOP} = \pm 1.4\%$	Transmission du relais optique sans le filtre SOP pour la lumière collectée par L_1 . L'incertitude est calculée grâce à la méthode Monte Carlo des incertitudes de la source d'étalonnage et du taux de collection
Taux de collection source d'étalonnage	$\alpha_{col,LC} = 7.2\%$	$\Delta \alpha_{col,LC} = \pm 0.2\%$	Simulation Monte Carlo des incertitudes suivantes : diamètre du guide de lumière, grandissement du relais optique et diamètre de L_1
Taux de collection cible	$\alpha_{col,cible} = 2.79\%$	$\Delta \alpha_{col,cible} = \pm 0.04\%$	Simulation Monte Carlo des incertitudes suivantes : grandissement du relais optique et diamètre de L_1
Dimensions du pixel A_{px} : largeur d'un pixel de la caméra et hauteur de fente	$w_{px,CC} = 1.55 \mu m$ $h_{px,CC} = 23.1 \mu m$ (200 μm)	1 % 1 %	Incertitude associée à l'ouverture de la fente et du grandissement de la caméra
Courant généré par la photocathode (mA/W)	$I_{moy}(\lambda) = 6.1 \cdot 10^{-12}$	$\Delta I_{moy}(\lambda) = 2 \cdot 10^{-13}$	Moyenné sur la ROI et la bande spectrale du filtre SOP (580-620 nm)
Sensibilité spectrale moyenne de la photocathode (mA/W)	$I_{S20} = 31.8$	$\frac{\Delta I_{S20}}{I_{S20}} = 0.1\%$	Sur la bande spectrale du filtre SOP (580-620 nm)
Nombre d'ADU moyen pixel pour un balayage de 20 ns (durée effective 21.4 ns)	$px_{moy}^{20ns} = 2263$	$\Delta px_{moy}^{20ns} = \pm 149$	Écart-type moyen sur l'ensemble des pixels de l'image de la caméra
Nombre d'ADU moyen pixel pour un balayage de 10 ns (durée effective 10.4 ns)	$px_{moy}^{10ns} = 1213$	$\Delta px_{moy}^{10ns} = \pm 119$	
Nombre d'ADU moyen pixel pour un balayage de 5 ns	$px_{moy}^{5ns} = 695$	$\Delta px_{moy}^{5ns} = \pm 187$	
Coefficient moyen de régression linéaire (ADU/mA)	$k_{moy}^{20ns} = 4.24 \cdot 10^7$ $k_{moy}^{10ns} = 2.28 \cdot 10^7$ $k_{moy}^{5ns} = 1.31 \cdot 10^7$	$\Delta k_{moy}^{20ns} = \pm 4 \cdot 10^4$ $\Delta k_{moy}^{10ns} = \pm 2 \cdot 10^4$ $\Delta k_{moy}^{5ns} = \pm 1 \cdot 10^4$	Les incertitudes sont associées à la somme des carrés des résidus de la régression linéaire

TABLE II.3 – Synthèse des incertitudes associées aux principaux éléments utiles pour l'étalonnage. Elles sont exprimées pour un intervalle de confiance de 95 % (2σ).

Chapitre III

Détermination de l'émissivité

Objectifs

Ce chapitre est consacré au développement de méthodes de mesure de l'émissivité. Pour continuer à progresser sur la mesure de température, il est important de connaître ce paramètre. L'émissivité dépend d'un nombre élevé de facteurs dont la modélisation est complexe. En pratique, l'émissivité est mesurée conjointement à l'émission propre de la cible afin d'être dans les mêmes conditions de mesure. Cependant, l'émissivité reste difficile à mesurer de manière directe. Une solution largement employée en pyrométrie optique est de recourir à une mesure de réflectivité. Cette mesure reste néanmoins délicate et elle n'est pas toujours réalisée de manière rigoureuse. En première partie de ce chapitre, un état de l'art des mesures d'émissivité et de réflectivité est présenté. Ce type de mesure étant peu répandu dans le régime WDM, un parallèle avec la pyrométrie optique infrarouge est réalisé. En deuxième partie, une méthode de caractérisation complète de la réflectivité sera exposée. Enfin en dernière partie de ce chapitre, une nouvelle méthode de mesure directe de l'émissivité sera présentée. Elle repose sur un étalonnage absolu d'une voie de pyrométrie utilisant une mesure de température de couleur. Un exemple sera présenté pour une expérience de chauffage protonique.

Sommaire

III.1 État de l'art sur la mesure de l'émissivité	60
1.1 Définition de l'émissivité	60
1.2 Principe de la mesure de réflectivité	64
1.3 État de l'art de la mesure de réflectivité	66
III.2 Mesure de réflectivité	68
2.1 Description et dimensionnement d'un diagnostic de mesure de réflectivité	68
2.2 Diagnostics de vélocimétrie	75
2.3 Résultats préliminaires	77
III.3 Mesure directe de l'émissivité	79
3.1 Rappel des définitions des températures de couleur et de brillance	79
3.2 Principe de la mesure d'émissivité	81
3.3 Étude de l'impact des incertitudes pour la mesure d'émissivité	86
3.4 Vers une application pratique de la mesure d'émissivité	87

III.1 État de l'art sur la mesure de l'émissivité

1.1 Définition de l'émissivité

La définition de l'émissivité est le rapport entre la luminance émise par le matériau et la luminance émise par un corps noir à température équivalente (cf. équation I.11). L'émissivité est comprise entre 0 et 1 et ne possède pas de dimension. Elle dépend d'un nombre important de paramètres : le type de matériau, l'état de surface du matériau, la température, la longueur d'onde d'étude, ...

Pour décrire l'émissivité, deux paramètres sont usuellement employés [Mattei 2005] :

- Gamme spectrale : l'émissivité est dite monochromatique si elle s'applique à une seule longueur d'onde ou totale si elle concerne un intervalle spectral.
- Espace : l'émissivité est dite directionnelle si elle est définie pour une direction d'observation de l'espace ou hémisphérique si sa définition concerne tout le demi-espace.

Dans le cadre de la mesure de pyrométrie dans le régime WDM, une hypothèse couramment acceptée est de considérer que l'émissivité du matériau est constante sur une plage de longueurs d'onde. L'objet est alors qualifié de corps gris et en reprenant les termes précédents, l'émissivité est qualifiée de totale.

Une première expression de l'émissivité existe grâce à la loi de rayonnement de Kirchhoff. Cette loi réalise le lien entre l'absorption (α) et l'émissivité (ε) :

$$\varepsilon = \alpha \quad (\text{III.1})$$

Cette relation énonce simplement que pour un corps à l'équilibre thermique, le rayonnement absorbé doit correspondre au rayonnement émis.

Il existe des modèles empiriques pour des matériaux de référence dans des conditions expérimentales précises [Jones 2019]. Ces modèles sont spécifiés pour des cibles statiques à des températures variant d'une centaine à quelques milliers de Kelvin. Ils sont issus de la pyrométrie optique thermique pour des objets dont le maximum d'émission de corps noir se situe dans l'infrarouge (< 2500 K). Ces modèles ne sont malheureusement pas applicables à notre domaine de travail.

Cependant, les problématiques pour obtenir une mesure rigoureuse de l'émissivité sont communes avec la pyrométrie thermique [Amiel 2014]. Nous pouvons nous en inspirer pour développer de nouvelles méthodes de mesure de l'émissivité dans le régime WDM. À notre connaissance, il existe trois méthodes de mesure directe de l'émissivité qui sont détaillées dans les sections suivantes.

Corps noir de référence

La première méthode existante est de posséder un corps noir de même température que l'objet d'étude [Cabannes 1996]. En pyrométrie optique infrarouge, la méthode consiste à utiliser une peinture noire d'émissivité proche de 1 sur une partie du matériau d'étude. Le signal mesuré pour la partie du matériau recouverte de peinture possèdera alors une valeur de luminance proche de celle du corps noir. Or, le régime WDM ne possède pas de matériaux ou de dépôt définis expérimentalement comme un corps noir. Cette méthode ne peut donc pas être mise en place pour la détermination de l'émissivité.

Mesure de luminance en lumière polarisée

Une deuxième méthode consiste en une mesure de la luminance en lumière polarisée. La condition d'application de cette mesure est la validité des relations de Fresnel. Cela correspond à une configuration où il existe un gradient abrupt d'indice optique entre les deux milieux. Dans notre cas, les deux milieux sont celui de la cible et le vide de la chambre d'expérience. L'interface entre la cible et l'extérieur doit être plane et non diffusante. Si ces conditions sont respectées, il est possible d'exprimer les émissivités polarisées [Cabannes 1996] :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\perp} &= 1 - \left[\frac{\sin(\theta - r)}{\sin(\theta + r)} \right]^2 \\ \varepsilon_{//} &= 1 - \left[\frac{\tan(\theta - r)}{\tan(\theta + r)} \right]^2\end{aligned}\quad (\text{III.2})$$

où ε_{\perp} est l'émissivité pour une polarisation perpendiculaire à l'interface de l'objet, $\varepsilon_{//}$ est l'émissivité pour une polarisation parallèle à l'interface de l'objet et enfin $\sin(\theta) = n \sin r$, avec n l'indice complexe du matériau, θ l'angle d'incidence et r l'angle du rayon réfracté.

L'indice optique complexe s'écrit : $n = n_r - j\chi$, avec n_r l'indice optique réel et χ l'indice d'extinction.

Pour $\theta = \frac{\pi}{4}$, les deux émissivités sont liées par la relation suivante [Cabannes 1996] :

$$\left[1 - \varepsilon_{\perp} \left(\frac{\pi}{4} \right) \right]^2 = 1 - \varepsilon_{//} \left(\frac{\pi}{4} \right) \quad (\text{III.3})$$

En réalisant une mesure de luminance à la normale de l'échantillon et deux mesures à 45° (cf. figure III.1), pour les deux polarisations, l'émissivité à la normale s'exprime alors :

$$\varepsilon_n = \left(2 - \frac{L_{//}^{45^\circ}}{L_{\perp}^{45^\circ}} \right) \frac{L^{0^\circ}}{L_{\perp}^{45^\circ}} \quad (\text{III.4})$$

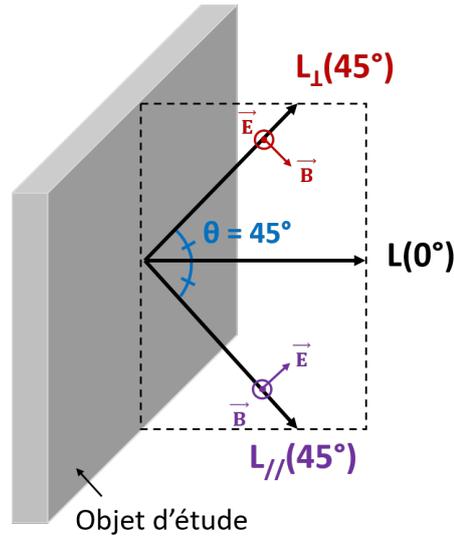


FIGURE III.1 – Représentation des trois mesures de luminance.

En plus de la vraie température de l'objet d'étude, toujours si les relations de Fresnel sont applicables, l'émissivité à la normale permet d'obtenir l'indice optique réel du matériau et l'indice d'extinction avec la relation [Hervé 2005] :

$$\varepsilon_n = \frac{4n_r}{(n_r + 1)^2 + \chi^2} \quad (\text{III.5})$$

où ε_n est l'émissivité à la normale de l'objet, n_r est l'indice optique réel et χ est l'indice d'extinction.

Dans le cas de notre application (cible en interaction avec un laser de puissance), les conditions de validité des relations de Fresnel ne sont respectées que pendant quelques dizaines de picosecondes [Parfeniuk 1986 ; Benuzzi 1998] après le débouché du choc. En dehors de ce temps, il est toujours possible de modéliser les coefficients de réflexion à l'interface cible-vide, en utilisant une méthode plus générale [Celliers 1993 ; Benuzzi 1998], mais la détermination de l'émissivité de manière expérimentale n'est alors plus directe et la méthode de mesure n'est donc plus pertinente.

Utilisation d'une cavité hémisphérique réfléchissante

Une troisième méthode pour la mesure d'émissivité est l'utilisation d'une cavité hémisphérique réfléchissante centrée sur la zone d'intérêt [Cabannes 1996]. En pratique, cette technique permet de s'affranchir de l'émissivité en étant remplacée par une émissivité apparente. L'émissivité apparente ε_a est définie par [Bedford 1988] :

$$\varepsilon_a = \frac{\varepsilon}{(1 - (1 - \varepsilon) \rho_m (1 - F))} \quad (\text{III.6})$$

avec ε l'émissivité, ρ_m le facteur de réflexion de la cavité réfléchissante et F le facteur de forme qui s'écrit : $F = (r^2 + x^2)/R^2$. Les définitions des différents paramètres sont présentées dans la figure III.2.

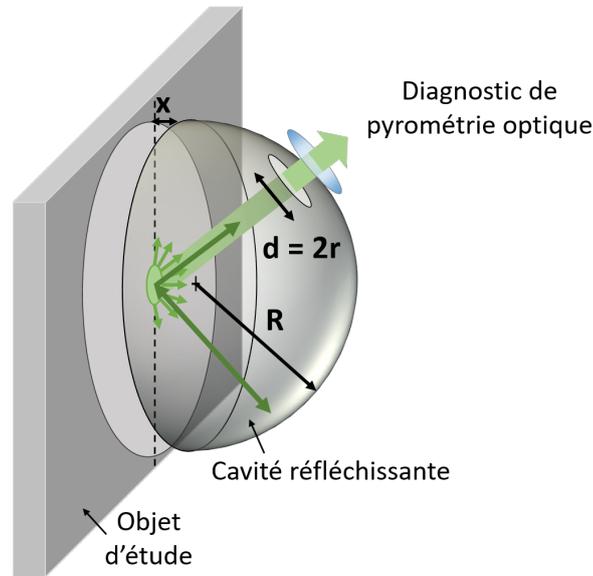


FIGURE III.2 – Représentation d'une cavité hémisphérique et définitions des paramètres impactant le facteur de forme.

Le principe de cette méthode repose sur le revêtement réfléchissant de la cavité. En effet, ce revêtement va réfléchir l'émission propre du matériau étudié non collectée par le diagnostic. Le rayonnement réfléchi par la cavité sera en partie re-réfléchi par le matériau en fonction de sa valeur de réflectivité. Une fraction de ce rayonnement est ensuite collectée par le diagnostic et la puissance restante subit à nouveau un cycle de réflexions entre la cavité et la cible dont à nouveau une fraction sera dirigée vers le diagnostic de mesure. L'ajout de la cavité hémisphérique va ainsi augmenter la puissance optique collectée par le diagnostic en fonction de la réflectivité du matériau et selon l'équation III.6 en fonction de son facteur d'émissivité. Ainsi, l'émissivité apparente de l'objet d'étude sera proche de l'unité (cf. figure III.3) et la luminance mesurée sera celle du corps noir de température équivalente.

Dans le but d'appliquer ce dispositif de cavité à une mesure de température pour une expérience laser, il est possible de donner un ordre de grandeur des paramètres de l'équation III.6 :

- Le rayon de la cavité R doit être proche des dimensions d'une cible, soit 5 mm.
- Le rayon de l'ouverture de la cavité r par lequel le diagnostic pourra mesurer l'émission propre doit posséder des dimensions typiques des taches laser, soit 0.5 mm.
- L'écart x entre la cavité et la cible peut être considéré comme nul (cible conçue avec la cavité).
- Le facteur de réflexion de la cavité réfléchissante ρ_m est au mieux de 99 % (réflectivité typique d'un miroir avec traitement diélectrique dans la gamme visible).

Ainsi, avec ces données, il est possible de tracer le comportement de l'émissivité apparente qui serait mesurée par le diagnostic. Le résultat est présenté dans la figure III.3.

Dans les conditions de mesure énoncées précédemment et à l'aide de la figure III.3, l'utilisation d'une cavité hémisphérique réfléchissante permet de s'affranchir de la mesure d'émissivité du matériau si celle-ci est supérieure à 0.3.

Cette technique est utile pour s'affranchir totalement de la problématique de mesure d'émiss-

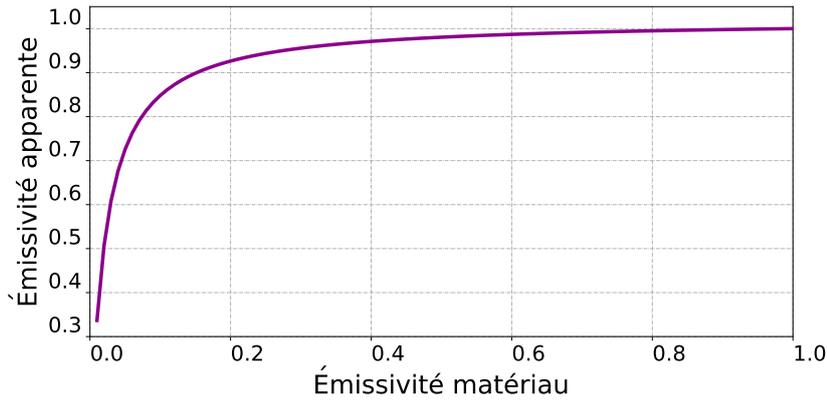


FIGURE III.3 – Variations de l'émissivité apparente de la cible en sortie de cavité en fonction de l'émissivité réelle de la cible.

sivité. Cependant, pour appliquer cette méthode, c'est l'architecture de la cible qui doit être repensée. Il faut aussi s'assurer que l'interaction du laser de puissance avec l'objet d'étude n'affecte pas la cavité de mesure (e.g. préchauffage à cause du rayonnement X). Un autre point impactant est que le principe repose sur de multiples réflexions, ce qui implique un temps de mise à l'équilibre lié au parcours des rayons dans la cavité. Cela pourrait aussi potentiellement impacter la résolution temporelle de la mesure de température.

En plus de ces trois méthodes, il existe des méthodes indirectes pour la mesure d'émissivité, via la mesure de réflectivité. Les pré-requis et les techniques associées sont décrits dans les sections suivantes.

1.2 Principe de la mesure de réflectivité

Pour déterminer de manière indirecte la valeur d'émissivité, il faut repartir de la relation de conservation de l'énergie et la loi de rayonnement de Kirchhoff III.1 :

$$\alpha + \tau + \rho = 1 \Leftrightarrow \varepsilon + \tau + \rho = 1 \quad (\text{III.7})$$

où α est l'absorption, τ est la transmission, ρ la réflectivité et ε est l'émissivité.

Néanmoins, dans le régime WDM, les objets étudiés sont généralement considérés comme optiquement épais [ZelDovich 2002]. La transmission est considérée comme nulle et la relation III.7 se simplifie :

$$\varepsilon = 1 - \rho \quad (\text{III.8})$$

Une méthode indirecte pour déterminer la valeur d'émissivité du matériau sous choc peut être envisagée : une mesure de la réflectivité. Il s'agit de la méthode usuelle sur les installations de laser de puissance. Du fait du couplage entre les diagnostics VISAR et ceux de pyrométrie optique, la mesure de réflectivité est réalisée en utilisant le laser sonde VISAR [Hicks 2006 ; Celliers 2010 ; Loubeyre 2012 ; Falk 2014 ; Brygoo 2015 ; Millot 2015]. Le flux réfléchi est alors collecté dans l'angle de collection du système optique de mesure.

Or, si nous nous référons aux mesures d'émissivité en pyrométrie infrarouge, pour la dé-

termination de l'émissivité dans une direction d'observation, il est nécessaire de mesurer le lobe de réflectivité dans tout le demi-espace [Matteï 2005 ; Monchau 2018]. Cette relation s'écrit [Matteï 2005] :

$$\varepsilon' = 1 - \rho'^{\cap} \quad \text{avec} \quad \rho'^{\cap} = \int_{\cap} \rho'' \cos \theta_r d\Omega_r \quad (\text{III.9})$$

avec ε' l'émissivité directionnelle, ρ'^{\cap} la réflectivité hémisphérique directionnelle, ρ'' la réflectivité bidirectionnelle, θ_r l'angle de réflexion et Ω_r l'angle solide associé.

La réflectivité hémisphérique directionnelle correspond au lobe complet de réflectivité (d'où le terme hémisphérique) alors que la réflectivité bidirectionnelle correspond à une mesure de la réflectivité dans une seule direction. Elles sont toutefois définies pour une unique direction incidente d'éclairement, d'où la présence du terme directionnel.

Dans le cadre d'une mesure par pyrométrie optique, la direction et l'angle solide du diagnostic de mesure doivent être identiques à celui du flux incident utilisé pour la mesure de réflectivité. En pratique, dans la plupart des cas, la direction du flux incident et du diagnostic est choisie à la normale de la cible. C'est cette configuration qui est présentée en figure III.4.

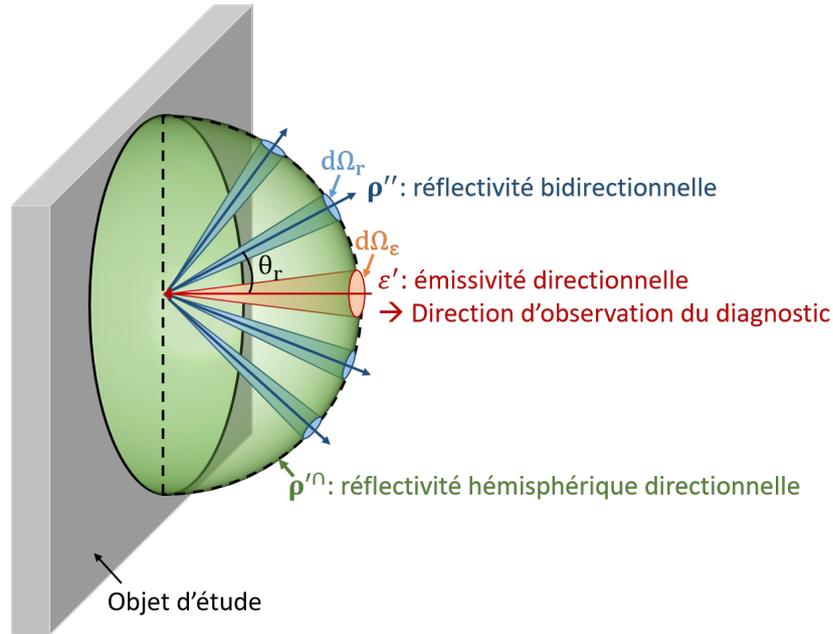
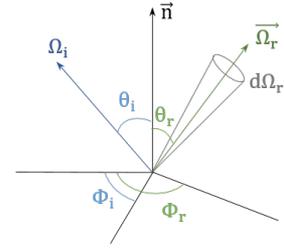


FIGURE III.4 – Représentation des liens entre émissivité directionnelle, réflectivité bidirectionnelle et réflectivité hémisphérique directionnelle III.9.

Une mesure plus complète de la réflectivité consiste en la mesure du lobe de réflectivité pour différents angles solides incidents. Si toutes les combinaisons angulaires sont mesurées, il est alors possible d'établir la BRDF (*Bidirectional Reflectance Distribution Function*). Elle est exprimée en sr^{-1} et elle est définie de la manière suivante :

$$f_r(\theta_i, \Phi_i, \theta_r, \Phi_r, d\Omega_r, \lambda) = \frac{dL_r(\theta_i, \Phi_i, \theta_r, \Phi_r, d\Omega_r, \lambda)}{dE_i(\theta_i, \Phi_i, \lambda)} \quad (\text{III.10})$$



avec dL_r la luminance réfléchie ($\text{W.m}^2.\text{sr}^{-1}$) et dE_i l'éclairement incident (W.m^2).

Elle est notamment utilisée dans les outils de génération d'image de synthèse 3D. Pour l'œil, si l'on choisit l'exemple d'une peinture, le lobe de réflexion jouera un rôle sur le rendu de la peinture. Si la peinture possède un lobe spéculaire, le rendu sera brillant. Avec un lobe diffusant, elle sera qualifiée de mate et dans le cas intermédiaire entre les deux lobes, elle sera définie comme satinée. Outre les intérêts esthétiques, la BRDF permet ainsi de connaître la répartition complète de la lumière réfléchie par la surface d'un objet. Ainsi, la BRDF fait le lien avec l'état de surface et implicitement avec l'émissivité.

Il existe de nombreux modèles [Guarnera 2016], certains empiriques, pour le rendu visuel (e.g. Phong, Blinn-Phong, Ward, ...), d'autres basés sur des modèles physiques (e.g. Cook-Torrance, He et al., Weidlich and Wilkie, ...). Cependant, ces modèles sont développés pour des matériaux statiques dans des conditions de température et pressions usuelles. Il n'existe que peu de références pour des mesures de BRDF dépendant de la température [Chen 2023] et ce uniquement pour des régimes de thermographie infrarouge qui sont éloignés du régime WDM.

Pour notre application, la mesure du lobe de réflectivité pour une seule direction incidente est suffisante, car seule l'émissivité dans la direction de mesure du diagnostic de pyrométrie est nécessaire. La prochaine section portera sur des architectures de système de mesure de réflectivité et nous présenterons celle qui semble la plus adaptée à notre application.

1.3 État de l'art de la mesure de réflectivité

Les méthodes de mesures de lobe de réflectivité peuvent être divisées en deux groupes : les mesures intégrales et les mesures discrètes. Pour les mesures intégrales, le type d'appareil utilisé est un gonio-réfectomètre. Ces appareils consistent en un détecteur et une source d'éclairement se déplaçant le long d'un cercle ou demi-cercle autour de l'objet à mesurer. Toutes les configurations angulaires entre la source et le détecteur peuvent être réalisées. Ce même principe est utilisé en ellipsométrie pour la caractérisation et l'analyse de surface. Le principal inconvénient de cette méthode est son temps de mesure lié au temps de déplacement du détecteur et/ou de la source.

La seconde méthode, dite discrète, est plus rapide, mais possède des positions angulaires fixes. Le principe consiste en un cercle ou arc de cercle avec des angles déjà repérés. Il est alors possible d'utiliser plusieurs détecteurs pour obtenir en une seule mesure le lobe de réflectivité. Cependant, à cause du caractère discret, la mesure perd en précision.

Pour trouver le système le plus adapté pour la mesure de réflectivité, il est pertinent d'identifier les outils de référence pour les mesures de lobe de réflectivité [Ouares 2015]. Ces outils sont développées par des laboratoires de métrologie comme le NIST ou le PTB (*Physikalisch-Technische Bundesanstalt*). Ils permettent d'établir des BRDF étalons pour des échantillons statiques de plusieurs centimètres. Parmi les goniomètres énoncés dans [Ouares 2015], un système a retenu notre attention. Il s'agit de celui de l'Institut de Physique du Globe (IPG) [Bousquet 2007].

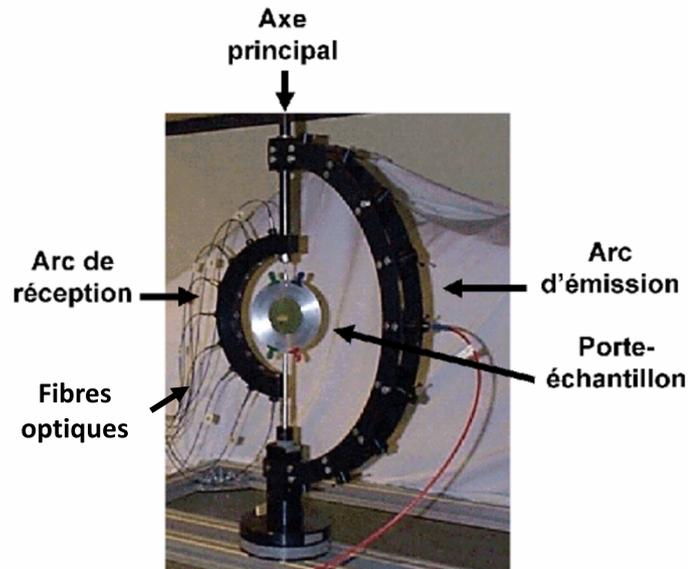


FIGURE III.5 – Goniomètre de l'Institut de Physique du Globe [Bousquet 2007].

Le principe est d'utiliser un arc de réception multi-détecteurs mesurant le lobe de réflectivité à différents angles (cf. figure III.5), à l'aide de fibres optiques. L'intérêt principal est la mesure simultanée du lobe. Tous les éléments du système (arc de réception, d'émission et porte échantillon) peuvent tourner librement (cf. figure III.6).

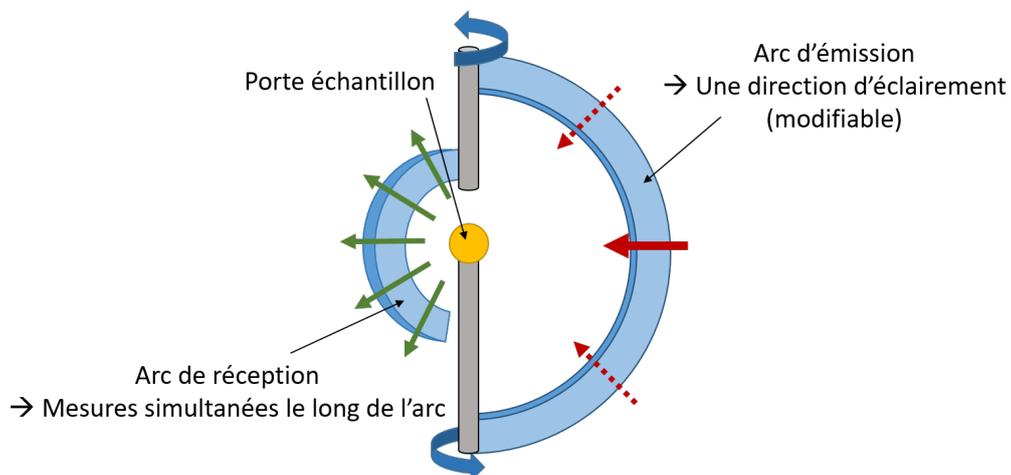


FIGURE III.6 – Schéma du principe de mesure du goniomètre de l'Institut de Physique du Globe.

De plus, il est possible d'éclairer l'échantillon pour différents angles d'incidence. Ce système permet une caractérisation complète de la BRDF.

Pour notre application, tous ces degrés de liberté ne sont pas nécessaires. Une mesure complète du lobe d'émission dans le plan équatorial pour une direction d'éclairement à la normale de la cible est déjà suffisante. Par ailleurs, à cause des contraintes liées aux temps caractéristiques des expériences (dizaine de nanosecondes) il est impossible de déplacer l'arc de réception au cours de l'expérience. Un avantage considérable des fibres optiques est d'être compatibles avec les mesures à l'intérieur de la chambre d'expérience sous vide.

Par la suite, nous allons nous intéresser à la réalisation d'un instrument de mesure de la réflectivité avec des positions angulaires discrètes et fixes.

III.2 Mesure de réflectivité

2.1 Description et dimensionnement d'un diagnostic de mesure de réflectivité

Cette section porte sur le travail effectué pour la réalisation d'un diagnostic de mesure de réflectivité hémisphérique. Le principe de la mesure a été décrit dans la section 1.3. Elle consiste en la mesure simultanée de la réflectivité pour un point donné à différents angles. Pour atteindre les conditions de la WDM, la technique dynamique de choc généré par laser est utilisée. Pour générer ces chocs, l'installation laser qui a été retenue est l'installation HERA au sein du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI).

Pour la mesure de réflectivité, nous avons conçu un diagnostic avec une forme similaire à celui utilisé à l'Institut de Physique du Globe (cf. figure III.5). Une architecture simplifiée est présentée dans la figure III.7.

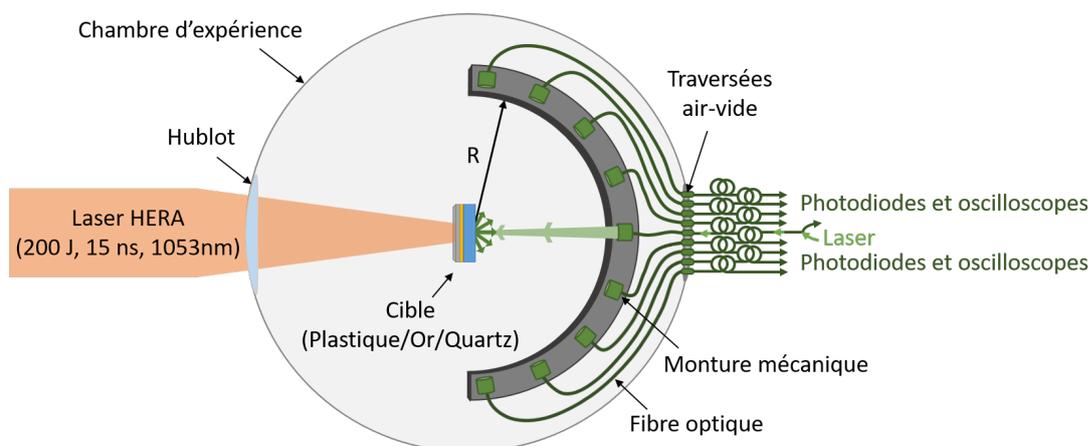


FIGURE III.7 – Schéma de principe du diagnostic de mesure de réflectivité directionnelle.

L'installation est composée actuellement d'un faisceau laser et d'une chambre à vide de diamètre environ 1 mètre. Le laser est composé d'un milieu actif en Nd:YLF, émettant à

1053 nm, qui génère des impulsions d'une énergie maximale de 200 J et d'une durée de 15 ns. La durée peut varier de 15 à 5 ns à condition de réduire l'énergie. La taille minimale de la tache focale est 500 μm de diamètre, ce qui correspond à une intensité laser de $6.8 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$.

Le matériau sélectionné pour les expériences est la silice fondue, car il s'agit d'un matériau pour lequel il existe des données et qui est plus réfléchissant que le quartz pour des températures inférieures à 20000 K [Hicks 2006 ; Millot 2015]. La cible est similaire à celle en quartz utilisée dans le chapitre II. Elle est constituée d'un ablateur en plastique (approximativement 30 μm d'épaisseur), d'un dépôt d'or (2 μm) qui va servir de bouclier vis à vis des rayons X, et enfin de silice fondue (> 100 μm).

La première étape pour dimensionner le système a été d'estimer la réflectivité attendue à l'aide du code de simulation hydrodynamique ESTHER [Colombier 2005 ; Laffite 2014]. Il s'agit d'un code permettant de décrire le passage de la phase solide à l'état de plasma d'un empilement de matériaux (divisés en mailles lagrangiennes de masse constante) soumis à une impulsion de rayonnement intense de type laser, rayonnement X ou particulaire. Pour une intensité laser donnée, il est possible de connaître la pression et la température du matériau sous choc. Pour la détermination de ces paramètres thermodynamiques utiles à l'estimation de la réflectivité, nous choisirons dans le code ESTHER d'utiliser les équations d'état SESAME de la silice fondue.

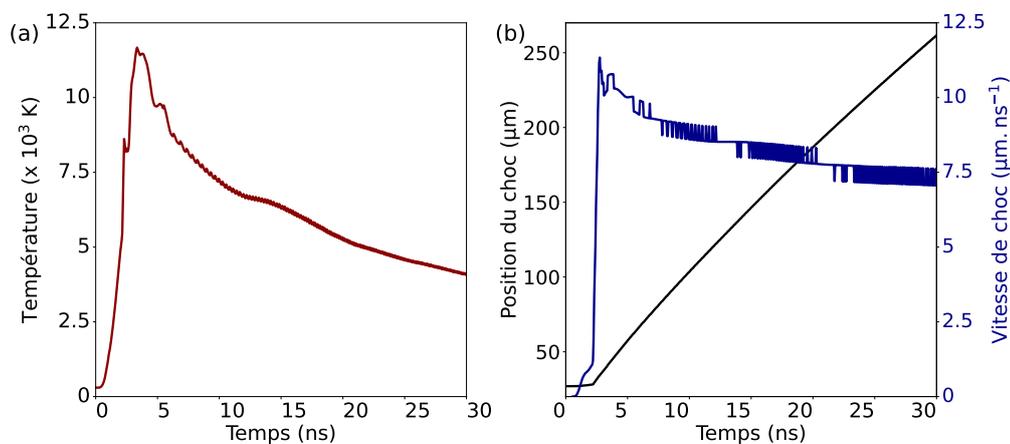


FIGURE III.8 – Ces graphiques ont été obtenus avec le code de simulation lagrangien 1D ESTHER (EffetS Thermo-mécaniques et Hydrodynamiques Engendrés par un Rayonnement). Les paramètres d'entrée choisis sont ceux de l'installation HERA (200 J, $\varnothing 500 \mu\text{m}$, 15 ns) pour une cible composée d'un ablateur en polystyrène (25 μm), une couche d'or (2 μm) servant de bouclier aux rayons X et une fenêtre de silice fondue (300 μm). (a) Variations de la température au cours du temps pour une cible en silice, soumise à une impulsion du laser de puissance HERA. (b) Variations au cours du temps de la position et la vitesse du choc se propageant dans la cible soumise à une impulsion du laser de puissance HERA. La vitesse de choc est obtenue en réalisant la dérivé discrète des points obtenus pour la position du choc.

Avec le faisceau laser HERA, la température atteinte se situe autour de 11500 K soit environ 1 eV (cf. figure III.8). En reprenant les données issues de précédentes expériences [Hicks 2006], comme illustré sur la figure III.9, la réflectivité attendue est de l'ordre de 7 %.

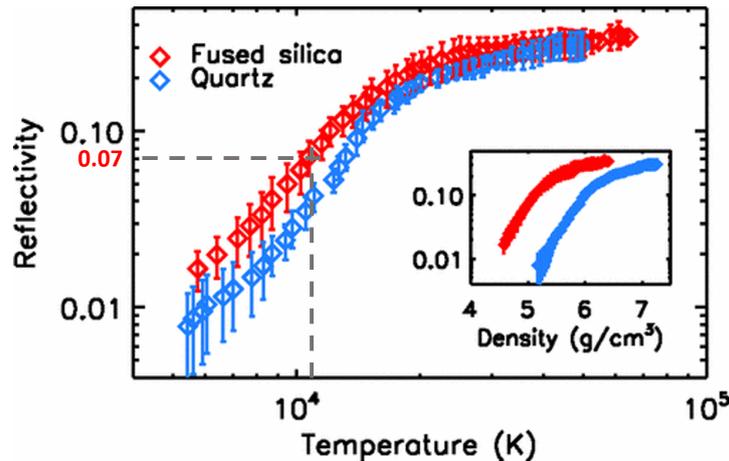


FIGURE III.9 – Variations de la réflectivité en fonction de la température pour des cibles en quartz et en silice fondue. Ce graphique est issu de l'article [Hicks 2006].

Ces premières valeurs vont permettre le dimensionnement du diagnostic dédié à la mesure de réflectivité hémisphérique. En effet, le critère le plus important pour la mesure de réflectivité est de s'assurer d'obtenir un signal plus élevé que l'émission propre de la cible sous choc. Dans notre cas, la température maximale attendue est d'approximativement 1 eV. Le choix de la longueur d'onde de mesure s'est effectué simplement en s'inspirant des mesures de réflectivité effectuées pour les installations laser de puissance. Elle est réalisée à l'aide du laser utilisé pour la mesure VISAR. Ainsi la longueur d'onde est fixée par le laser utilisé, autour de 530 nm. À cette longueur d'onde, la luminance spectrale de corps noir vaut $29.4 \text{ W.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{nm}^{-1}$ ou, en considérant une émissivité de 0.93 (ou une réflectivité de 7 %), $27.3 \text{ W.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{nm}^{-1}$. En supposant une surface émissive de même dimension que la taille de la tache focale du laser et un angle solide d'émission de π (hypothèse de corps noir), la puissance émise est de 0.18 W ou avec une émissivité de 0.93 (à 530 nm) de 0.17 W.

Pour continuer le dimensionnement, dans le cas d'une cible réfléchissante à 7 %, la puissance laser sur la cible devra être 1000 fois supérieure à celle émise par la cible. Cela correspond à une puissance de 11.8 W. Si l'on souhaite mesurer la réflectivité au cours de toute la durée de l'expérience, imposée par les 15 ns de l'impulsion laser, cela correspond à une énergie de 0.18 μJ . Ce niveau d'énergie est facilement atteignable avec un laser déclenché.

Une autre problématique pour le dimensionnement est le rayon R du diagnostic (cf. figure III.7). En effet, le compromis se situe entre un grand rayon permettant la mise en place d'un plus grand nombre d'angles de mesure possibles et un rayon court permettant une meilleure collection du flux et un niveau de signal adéquat. Pour la mesure, le choix du détecteur s'est porté sur un modèle standard possédant une résolution temporelle nanoseconde. Notre choix s'est porté sur une photodiode rapide du catalogue Thorlabs™ (cf. figure III.10). Elle possède un temps de montée de 1 ns et une réponse spectrale à 532 nm de 0.26 A/W.



FIGURE III.10 – Photodiode commercialisée par Thorlabs™ de référence DET10A2.

Pour une mesure relativement précise, il faut espérer un signal en entrée d'oscilloscope d'au moins 50 mV. Ce critère permettra d'aider à définir le rayon du diagnostic ainsi que la puissance du laser pour obtenir cette valeur de tension en sortie de détecteur. La mesure est réalisée avec des oscilloscopes possédant une bande passante suffisante (≥ 1 GHz), compatible avec la résolution souhaitée. Au niveau des fibres utilisées pour la collection de l'émission propre, si l'on ne souhaite pas utiliser d'optique pour la collection, il faut maximiser leurs diamètres et leurs ouvertures numériques (O.N.). De même que pour les photodiodes, nous souhaitons utiliser des composants standards pour les fibres optiques. Typiquement, les diamètres de fibres optiques les plus élevés sont de 1 mm avec une O.N. de 0.5.

Par ailleurs le taux de collection $\alpha_{collection}$ entre la cible et une fibre est défini par :

$$\alpha_{collection} = \frac{1}{\Omega_{cible}} \frac{\pi r_{app}^2}{(r_{fibre}^2 + d^2)} \quad \text{avec} \quad r_{app} = r_{fibre} \cos \theta \quad (\text{III.11})$$

avec r_{app} le rayon apparent de la fibre par rapport à son angle θ avec la cible, Ω_{cible} l'angle solide d'émission de la cible, r_{fibre} le rayon de la fibre et d la distance entre la fibre et la cible.

Enfin les derniers éléments à prendre en compte pour la prédiction des signaux sont : l'utilisation de l'impédance d'entrée de l'oscilloscope (50 Ω) pour permettre un échantillonnage nano-seconde de la photodiode, les pertes liées aux traversées air-vide de la chambre d'expérience et les pertes entre la fibre et la photodiode. Les pertes liées aux traversées sont généralement faibles (autour de quelques %) alors que celles entre la photodiode et la fibre peuvent s'avérer plus élevées. En tenant compte de l'espacement mécanique entre les fibres et les photodiodes, on peut estimer à 50 % le facteur de collection entre la lumière collectée par les fibres et celle collectée par les photodiodes. Avec ces conditions, les tensions théoriques pour différents angles de collection en fonction du rayon du diagnostic sont tracées dans la figure III.11.

Le dernier critère intervenant dans le dimensionnement du diagnostic est la résolution angulaire de mesure. Elle résulte du choix de la monture sélectionnée pour les fibres. Il s'agit de montures simples (référence Thorlabs™ LMR05S/M) permettant la fixation de la fibre ainsi que l'ajout d'une lame pare-éclat et d'un filtre passe-bande. La lame pare-éclat permet de protéger la fibre optique d'éventuels débris et le filtre passe-bande est centré sur la longueur d'onde du laser, afin de limiter la détection de l'émission propre de la cible.

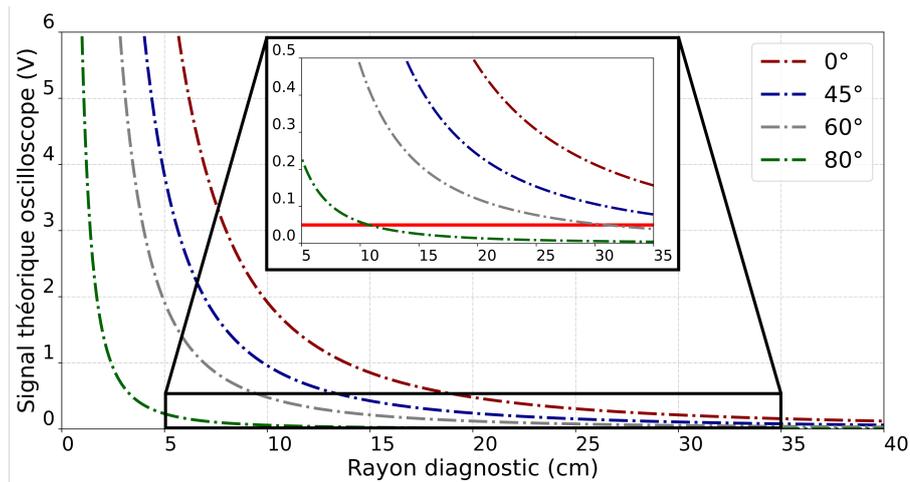


FIGURE III.11 – Signaux théoriques en entrée d'oscilloscope en fonction du rayon du diagnostic et des angles d'observation. Les signaux sont supposés pour une cible possédant une réflectivité de 7 %, une transmission fibre-photodiode de 50 %, et une puissance laser 1000 fois supérieure à celle du corps gris émettant à 532 nm. Un agrandissement de la figure est réalisé afin d'observer la limite de 50 mV (signal mesurable).

Pour déterminer la résolution angulaire, il est nécessaire de comparer la largeur de la monture avec le périmètre du diagnostic (cf. figure III.12). Pour éviter des contraintes mécaniques, la largeur de la monture est arrondie à 2.2 cm (+ 2 mm de part et d'autres de la monture). Par exemple, pour un diagnostic de rayon 20 cm, le périmètre est de 55 cm, ce qui correspond à une résolution angulaire de 6°.

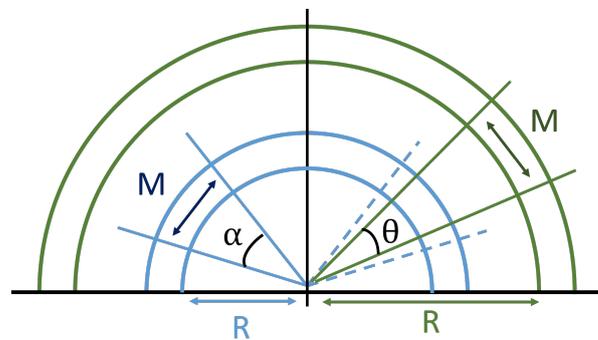


FIGURE III.12 – Schéma de principe de l'effet du rayon du diagnostic sur la résolution angulaire de mesure. On observe que, pour une largeur fixe de monture M , plus le rayon R du diagnostic augmente, plus la résolution angulaire augmente ($\theta < \alpha$).

Parmi tous ces critères, un compromis a été trouvé en choisissant une résolution angulaire de 5.5°, ce qui permet un maximum de 6 mesures entre 0 et 45°. Ce compromis est nécessaire à cause de la contrainte de ne pouvoir effectuer que 12 mesures en parallèle, donc 6 mesures de part et d'autres de la normale de la cible, ceci afin de se limiter à l'utilisation d'uniquement trois oscilloscopes (4 voies de mesure par oscilloscope). Le rayon du diagnostic pour une résolution angulaire de 5.5° est de 22 cm. Il a été réalisé à l'aide d'une imprimante 3D avec un filament de polypropylène (PP). L'avantage de ce matériau est qu'il possède une bonne résistance mécanique. Un test de mise sous vide (vide primaire) a été réalisé et le matériau n'a pas perturbé le processus (pas de dégazage). Le désavantage de ce matériau est d'être difficile à

imprimer sur des dimensions supérieures à 10 cm à cause de problèmes de *warping* (rétraction du matériau lorsqu'il se refroidit). La solution a été de diviser le diagnostic en 3 parties, assemblées par deux vis et deux écrous, dont les jonctions sont situées aux angles de 30° de la normale.

Enfin trois autres éléments de la mesure de réflectivité ont impacté la définition de l'architecture du diagnostic. Le premier est la dimension du *spot* laser. Elle doit être inférieure ou égale à la dimension de la zone émissive de la cible, afin de s'assurer de ne mesurer que la réflectivité du choc et non celle de la cible statique. Un deuxième point est de mesurer la réflectivité dans l'axe. Enfin le troisième critère est la réalisation de l'alignement entre le laser et la cible.

Pour résoudre ces problématiques, le choix a été fait d'utiliser une fibre optique pour la source laser, également. Pour l'alignement, une monture différente a été utilisée (référence Thorlabs™ KM05T/M) à l'angle de 0° . Pour s'assurer de posséder un spot laser de $400\ \mu\text{m}$, une lentille en configuration de $2f-2f$ avec une fibre optique de $400\ \mu\text{m}$ a été mise en place (cf. figure III.13). Enfin pour réaliser une mesure dans l'axe, un système de fibre optique à 2 fibres optiques a été utilisé. Ce système consiste en un seul connecteur constitué de deux cœurs et de deux connecteurs séparés à l'autre extrémité.

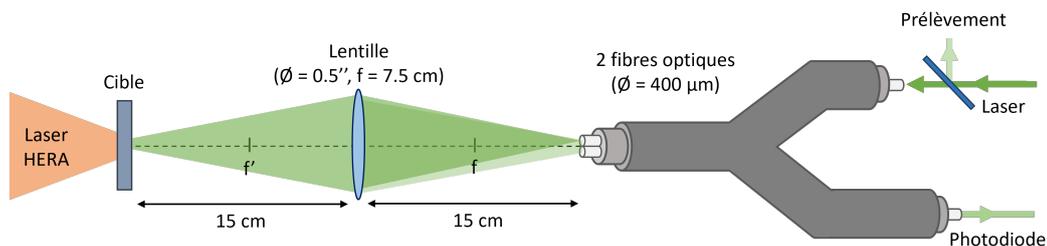


FIGURE III.13 – Schéma de principe du système à 2 fibres optiques situé dans l'axe de la cible. Un prélèvement du laser est effectué avant l'injection dans la fibre pour connaître sa stabilité tir à tir.

Le connecteur avec les deux cœurs est placé dans l'enceinte à vide, en direction de la cible au niveau du diagnostic et les deux connecteurs « simples » sont placés vers l'extérieur de la chambre d'expérience. Pour ces deux connecteurs il est possible d'injecter le laser via une des deux fibres et de placer une photodiode sur l'autre fibre optique et ainsi réaliser une mesure dans l'axe.

Un point important à noter est que l'utilisation d'une lentille pour la configuration $2f-2f$ impose l'utilisation d'un tube pour la voie centrale (cf. figure III.14). La monture KM05T/M a été reculée pour permettre la configuration $2f-2f$ avec une lentille de focale 7.5 cm.

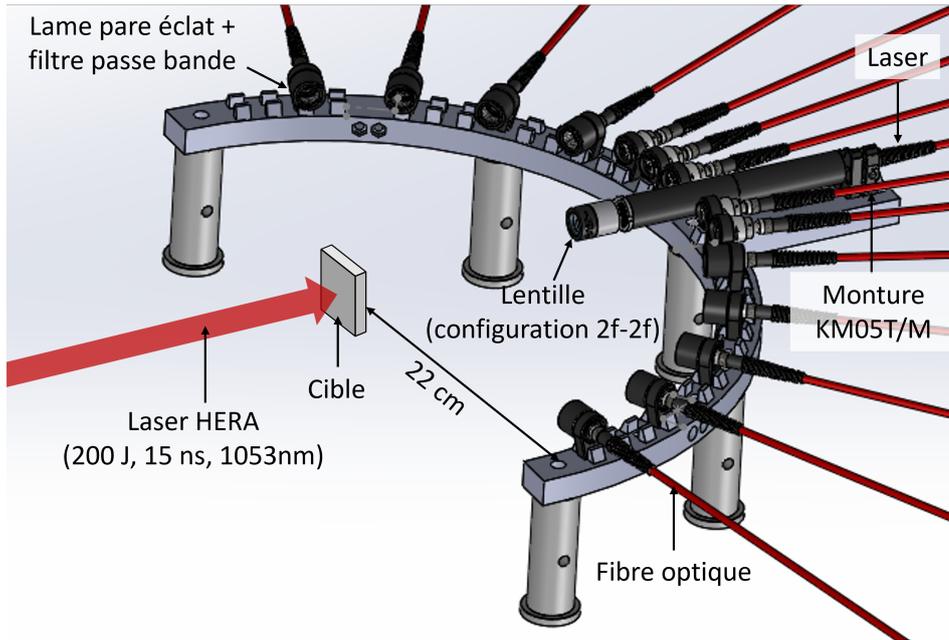


FIGURE III.14 – Vue 3D du diagnostic de mesure de réflectivité.

Une méthode d'étalonnage a été établie pour le diagnostic. Elle consiste en plusieurs étapes qui ont lieu à différents stades de l'expérience. Une première étape est l'étalonnage angulaire. Elle consiste à étalonner la réponse relative entre toutes les voies de mesure. Le but est de s'affranchir des différences de transmission entre les voies de mesure qui peuvent être liées par exemple, aux fibres optiques, aux traversées air-vide de la chambre d'expérience, aux réponses des photodiodes, ... Pour réaliser cet étalonnage angulaire, le principe repose sur l'utilisation d'un matériau qui sera placé à la position de la cible et qui possède un lobe de réflexion connu. Le matériau sélectionné est du Spectralon™ car il possède un lobe d'émission Lambertien. Une fois le diagnostic mis en place et le Spectralon™ placé en centre chambre, il faut générer des impulsions avec le laser de mesure et acquérir les signaux pour chaque détecteur. Le niveau de signal correspond alors à celui reçu pour un lobe Lambertien.

Une deuxième étape d'étalonnage consiste à s'assurer que la dimension du *spot* laser soit inférieure ou égale à celle de la zone impactée par le laser de puissance et de s'assurer que le laser de mesure soit centré avec le laser de puissance. En utilisant une pointe avec le système de porte-cible, il est possible de repérer la position de la tache focale du laser de puissance grâce à la lumière diffusée par la pointe et à des caméras situées autour de la chambre d'expérience. Une fois cette position repérée, elle est utilisée comme point de référence pour le banc d'alignement du système porte-cible. Ensuite, on utilise un diaphragme de 500 μm de diamètre avec le porte cible que l'on place au niveau de la tache focale du laser de puissance. Il faut ensuite régler la lentille et la monture d'alignement du laser de mesure pour que son *spot* passe à travers le diaphragme. Pour s'assurer que le laser traverse le diaphragme, il est possible d'utiliser un puissance-mètre que l'on va placer de part et d'autre du diaphragme et vérifier que la puissance optique est identique.

Pour l'alignement de la cible avec les deux faisceaux laser (mesure et puissance), un système d'autocollimation est utilisé avec un pointeur laser placé en dehors de la chambre. Celui-ci permet le positionnement de chaque cible pour qu'elle soit orthogonale aux deux faisceaux au niveau de leurs points de focalisation.

Enfin, les valeurs du lobe de réflectivité sont obtenues en relatif par rapport à la réflectivité centrale. Il est donc nécessaire de mesurer la réflectivité, liée au dépôt d'or, à la normale d'une cible. Pour cela, nous utiliserons un spectrophotomètre PerkinElmer™ LAMBDA 1050 disposant d'un module *Universal Reflectance Accessory* (URA). Lors du positionnement d'une cible, nous réalisons trois mesures de réflectivité avec en parallèle une mesure de la fuite du laser de mesure. Cette fuite permettra de compenser les variations entre les impulsions du laser. La première mesure de réflectivité s'effectue avant le tir pour étalonner la voie de mesure de réflectivité à la normale en considérant la réflectivité de la cible mesurée au spectrophotomètre. La deuxième mesure est celle de la cible sous choc, qui constituera les données utiles. La troisième et dernière mesure, quant à elle, sera effectuée après le choc pour estimer le signal parasite mesuré au cours de l'expérience. Afin de diminuer ce signal il est utile de placer des caches absorbants sur les zones réfléchissantes du porte-cible autour de la cible.

Enfin, le laser utilisé pour le diagnostic de réflectivité est un laser nanoseconde de marque Surelite (Amplitude). Ce système laser génère des impulsions de largeurs à mi-hauteur égales à 5 ns. Cette durée est plus courte que le laser de puissance qui possède une durée de 15 ns. Il faudra induire un décalage dans le déclenchement du laser sonde afin de pouvoir mesurer les variations de réflectivités des cibles au cours du temps. L'énergie par impulsion est supérieure à la centaine de millijoules, ce qui est largement supérieur au besoin de l'expérience. Afin d'éviter l'endommagement de la fibre et de saturer les photodiodes reliées aux mesures proches de l'axe, nous limiterons l'énergie du laser à 1 mJ.

Maintenant que nous possédons un diagnostic et une méthode pour la mesure de lobe de réflectivité, nous pouvons décrire, dans la section suivante, les diagnostics de vélocimétrie utilisées pendant l'expérience. L'objectif de ces diagnostics était de mesurer des vitesses afin de connaître le régime dans lequel se trouvait la cible sous choc.

2.2 Diagnostics de vélocimétrie

Pour que la mesure de réflectivité soit exploitable, il faut connaître le régime de température et pression atteint pendant l'expérience. Pour réaliser ces mesures, dans l'idéal, il faudrait comme pour les expériences d'équations d'état du chapitre II, un diagnostic SOP et un diagnostic VISAR. Cependant, l'installation HERA ne possède pas ces diagnostics. La solution retenue est de réaliser des mesures à l'aide d'autres diagnostics disponibles. Les diagnostics retenus sont une vélocimétrie hétérodyne, un VISAR triature et une vélocimétrie homodyne en triature. Ce type de diagnostic n'est pas utilisé pour les mesures de chocs générés par laser mais plutôt pour des expériences de détonique où les vitesses mesurées sont plus lentes. Contrairement au diagnostic VISAR mentionné précédemment, ces diagnostics ne mesurent pas une vitesse de choc mais une vitesse matérielle. Cependant, le comportement de la silice

sous choc étant connu [Qi 2015 ; Brygoo 2015], il est possible de relier la vitesse matérielle à la vitesse de choc et donc à la température.

Le principe de la vélocimétrie hétérodyne (VH) est de mesurer le battement résultant du mélange entre l'impulsion initiale du laser et l'impulsion du laser dont la longueur d'onde est décalée par effet Doppler de la cible en mouvement [Strand 2006]. Pour la triature, le principe est de diviser le laser de mesure en trois signaux avec un décalage de phase de 120° entre eux [Gallegos 2010]. En appliquant le concept de quadrature, cela permet d'obtenir une meilleure résolution temporelle car la vélocimétrie hétérodyne est limitée par l'analyse en transformée de Fourier rapide (ou FFT).

Deux configurations ont été testées. La première est constituée de deux sondes défocalisées placées à 15° selon la normale de la cible (cf. figure III.16). Le diagnostic de mesure de réflectivité étant placé dans le plan équatorial de la cible, les sondes de mesure de vélocimétrie sont situées dans le plan sagittal de celle-ci (cf. figure III.15). La seconde configuration consiste à retirer le diagnostic de mesure de réflectivité et à réaliser des mesures centrées avec la normale de la cible.

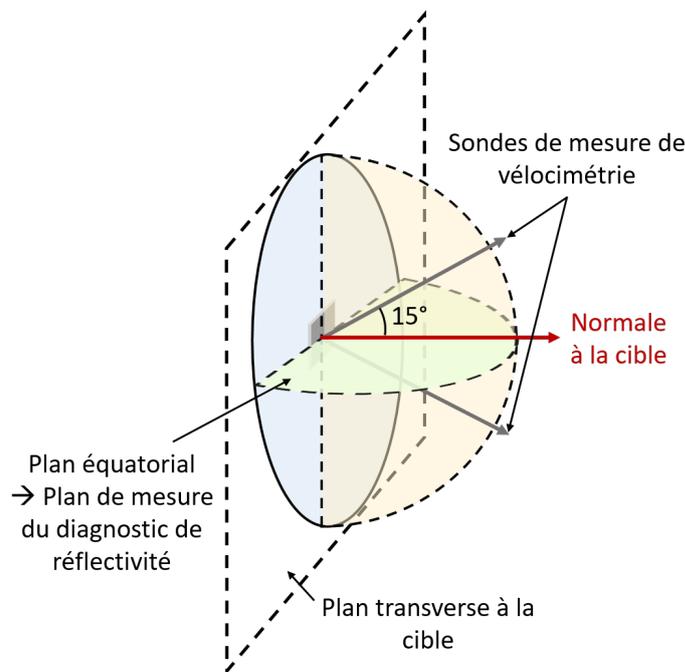


FIGURE III.15 – Schéma de principe de la configuration pour l'utilisation des diagnostics de vélocimétrie couplés au diagnostic de mesure de réflectivité.

Les vitesses matérielles attendues sont entre 5.3 et 5.6 km/s [Brygoo 2015] pour une vitesse de choc maximale autour de 11 km/s (cf. figure III.8). Les mesures de vélocimétrie n'ont cependant pas été concluantes, malgré l'utilisation d'un oscilloscope de bande passante 12 GHz (> 20 GSa/s) permettant une vitesse théorique maximale mesurée de 9.2 km/s.

Les temps caractéristiques des vitesses matérielles au cours de l'expérience étaient de quelques nanosecondes. Ces durées sont finalement trop courtes pour la réalisation d'une mesure vélocimétrie hétérodyne qui nécessite un traitement par FFT.

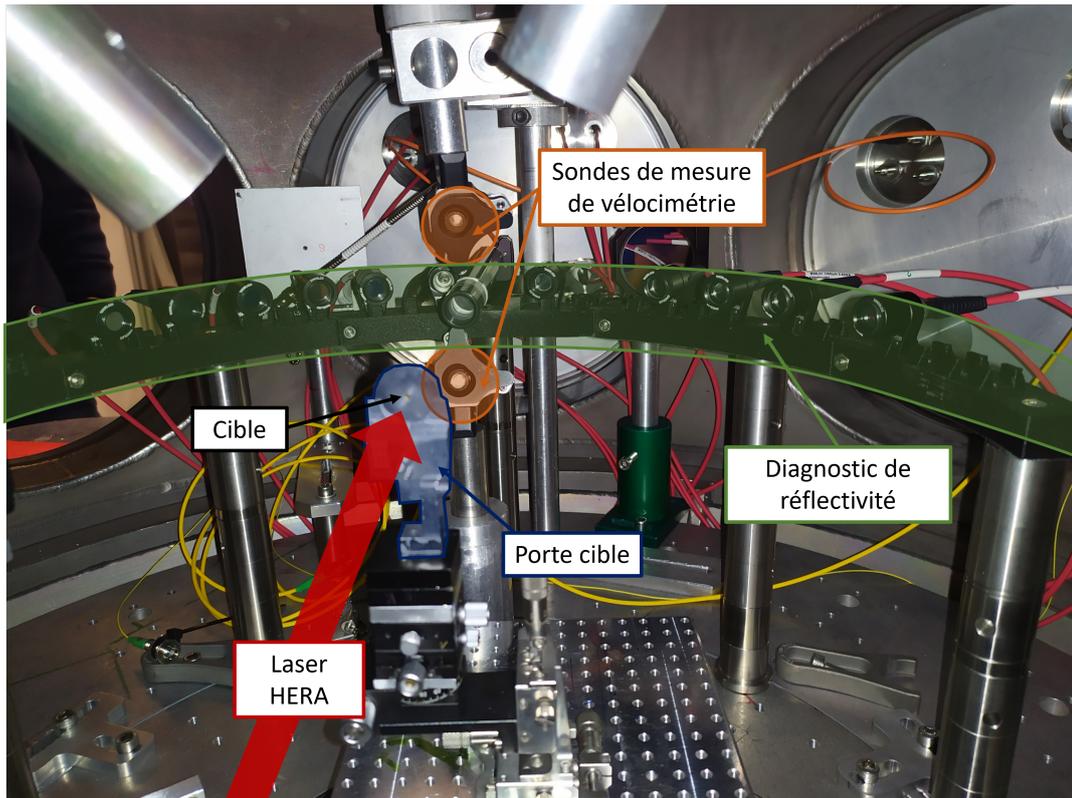


FIGURE III.16 – Photographie de la chambre d'expérience de l'installation HERA montrant l'agencement entre le diagnostic de réflectivité et les diagnostics de vélocimétrie.

Pour le VISAR triature, dans la configuration à la normale de la cible, les vitesses maximales mesurées se situaient en moyenne entre 4 et 6 km/s. Le problème majeur est que la vitesse matérielle mesurée n'était pas modifiée pour des énergies du laser de puissance HERA plus faibles.

Enfin, les mesures avec les sondes localisées à $\pm 15^\circ$ ne sont pas exploitables car le rapport signal à bruit est trop faible. La cause de ce bruit est la dimension des taches focales des sondes qui est bien supérieure à la zone de la cible sous choc. En conséquence, de la lumière se trouve réfléchiée par des zones sans intérêt, augmentant ainsi le bruit de mesure.

Dans la section suivante, nous allons présenter les mesures de réflectivité obtenues au cours de cette campagne d'expériences.

2.3 Résultats préliminaires

Les mesures de réflectivité ont été effectuées sur environ 100 cibles. Une différence de traitement anti reflet (AR) existait entre les différentes cibles utilisées. La majorité était traitée à 532 nm, afin de s'assurer de réfléchir le laser de mesure sur le choc et non sur l'interface vide-silice. Les autres cibles possédaient un traitement AR aux longueurs d'ondes des diagnostics de vélocimétrie afin de s'assurer que la mesure n'était pas perturbée par le type de traitement.

Malheureusement à cause de modulations temporelles rapides du laser, dues au fait que le laser soit multimode longitudinal, les mesures de réflectivité sont entachées de bruit. Il n'est pas possible de suivre la variation de réflectivité au cours de la durée de l'impulsion du laser de

mesure. Il n'est possible que de mesurer la valeur de réflectivité moyenne sur toute l'impulsion du laser de mesure (cf. figure III.17). Cela résulte en plusieurs points correspondants à la moyenne de réflectivité pour différents retards entre le laser de mesure de durée 5 ns et le laser de puissance HERA de durée 15 ns.

La valeur de réflectivité moyenne ρ_{axe} est donnée par :

$$\rho_{\text{axe}} = \rho_{\text{Ref}} \frac{\bar{S}_{\text{tir}} - \bar{S}_{\text{après}}}{\bar{S}_{\text{avant}} - \bar{S}_{\text{après}}} \quad (\text{III.12})$$

avec ρ_{Ref} la valeur de réflectivité de la cible mesurée au spectrophotomètre, \bar{S}_{tir} le signal moyen acquis pendant le tir, $\bar{S}_{\text{après}}$ le signal moyen de réflectivité de la cible après le tir (bruit de fond) et \bar{S}_{avant} le signal moyen de la cible avant l'impulsion du laser de puissance.

De plus, cette valeur est très peu répétable tir à tir ce qui induit des doutes sur la justesse de la mesure. Néanmoins, il est possible d'observer une chute de réflectivité qui à partir de 10 nanosecondes atteint la réflectivité attendue pour la silice fondue (7 %).

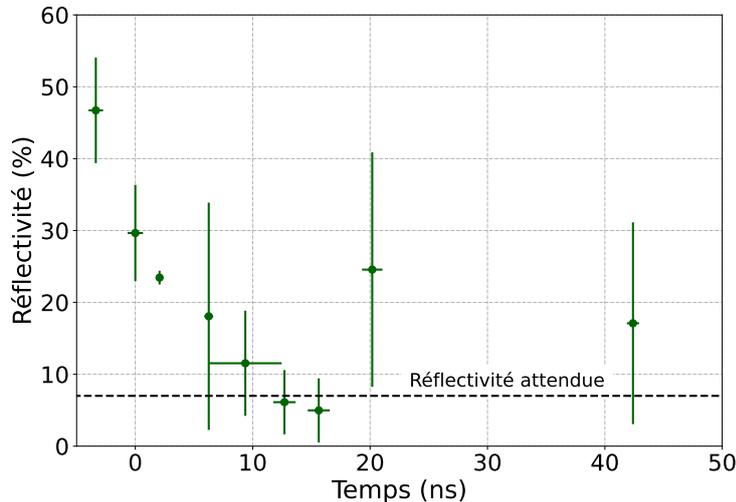


FIGURE III.17 – Variations de la réflectivité de la cible au cours du temps. La réflectivité initiale de la cible, mesurée à l'aide d'un spectrophotomètre, est de 39.5 % à 8°. Les incertitudes exprimées correspondent à l'écart type des réflectivités des différents tirs effectués avec le même décalage temporel du laser de mesure par rapport au laser de puissance. L'augmentation de réflectivité après 20 ns est non significative et potentiellement liée à la différence trop faible de signaux entre la cible sous choc, de réflectivité presque nulle et son environnement.

De manière similaire à la mesure de réflectivité, les mesures de lobe de réflectivité sont entachées d'erreurs de mesure. Il n'est donc pas possible d'obtenir des informations sur la forme ou le comportement du lobe. Deux configurations ont néanmoins pu être testées : une réalisant des mesures pour les angles de -50, -35, -25, -16.5, -11, 0, 5.5, 16.5, 25, 35 et 45 degrés et l'autre pour les angles de -65, -50, -40, -30, -11, 0, 5.5, 16.5, 25, 35 et 45 degrés. L'intérêt de ces deux configurations était de vérifier la symétrie du lobe et, dans un second temps, d'obtenir une meilleure résolution du lobe dans le cas où il est symétrique. Un résultat à retirer des mesures est que la contribution principale au signal se trouve aux faibles angles autour de la normale ($\pm 20^\circ$) de la cible. Il s'agit des mesures à favoriser et où il est nécessaire de posséder la meilleure résolution angulaire possible.

En bilan, il s'agit d'une première investigation de cette technique de mesure de réflectivité. Elle a permis de capitaliser de l'expérience pour les campagnes suivantes. Les points qu'elle a permis de relever sont les suivants :

- L'énergie du laser de puissance de l'installation HERA permet de générer un choc réfléchissant mesurable dans de la silice fondue.
- Les fibres optiques en espace libre permettent la collection d'un signal avec une photodiode. Cependant, cela les rend très sensibles aux réflexions parasites. Il serait préférable d'utiliser des fibres de plus petits coeurs conjuguées avec la cible.
- Les angles proches de la normale sont ceux où le signal est maximal. Il est donc préférable de maximiser les mesures en ces points.
- Pour la partie bouclier de la cible, il est recommandé d'utiliser une feuille d'or au lieu d'un dépôt car celui-ci peut contenir des défauts (trous) susceptibles de laisser passer le laser de puissance ou l'émission propre du plasma chauffé (ablateur). Cela provoque des dommages pour les fibres optiques de mesure proches de l'axe. Une solution s'il s'agit d'un dépôt d'or est de rajouter une couche de mylar (film polyester) aluminium.
- Le système à deux fibres optiques de la figure III.13 permet une mesure à 0 degrés.
- Un diagnostic réalisé en impression 3D est compatible avec une utilisation sur une installation laser de puissance (pas de dégazage).

Une solution complémentaire à ces problématiques de mesure d'émissivité est une mesure directe de celle-ci. Cette méthode est présentée dans la section suivante.

III.3 Mesure directe de l'émissivité

Dans cette section, nous allons présenter une méthode pour la mesure directe de l'émissivité d'une cible à l'aide d'une mesure de température de couleur. Les premières sections porteront sur l'aspect théorique de la mesure avec en dernière section une perspective d'application.

3.1 Rappel des définitions des températures de couleur et de brillance

Pour rappel, la mesure de température de couleur consiste en l'obtention de l'émission propre de l'objet étudiée à deux longueurs d'onde. La température de couleur est ensuite déduite du rapport des luminances obtenues aux deux longueurs d'onde (cf. chapitre I). Dans le cas où un diagnostic de température de couleur est étalonné en absolu pour ses deux voies de mesure, trois mesures de température peuvent être obtenues : deux températures de brillance et une température de couleur.

Les deux températures de brillance sont définies chacune pour une gamme spectrale. Ces deux gammes spectrales sont disjointes, notées "a" et "b", avec les longueurs d'onde de la bande a inférieures à celles de la bande b. La luminance intégrée dans la gamme spectrale a est notée L_a . Dans le cas d'un corps noir elle est définie comme :

$$L_a = \int_{\lambda_a^{\min}}^{\lambda_a^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} d\lambda \quad (\text{III.13})$$

avec T la température réelle de la cible, λ_a^{\min} la longueur d'onde inférieure de la bande spectrale a et λ_a^{\max} la longueur d'onde supérieure de la bande spectrale.

Si l'objet d'étude n'est pas un corps noir mais un corps gris pour la bande spectrale d'étude, nous définissons son émissivité comme ε_a . La luminance mesurée s'exprime alors comme :

$$L_a = \int_{\lambda_a^{\min}}^{\lambda_a^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_a}\right) - 1} d\lambda = \varepsilon_a \int_{\lambda_a^{\min}}^{\lambda_a^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} d\lambda \quad (\text{III.14})$$

avec T_a la température de brillance de la cible.

Or, par définition l'émissivité est inférieure à 1. L'équation III.14 s'écrit sous la forme d'une inégalité :

$$\int_{\lambda_a^{\min}}^{\lambda_a^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_a}\right) - 1} d\lambda < \int_{\lambda_a^{\min}}^{\lambda_a^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} d\lambda \quad (\text{III.15})$$

La loi de Planck est une fonction croissante avec la température, donc on a :

$$T_a < T \quad (\text{III.16})$$

Ce qui revient à dire que la température réelle de l'objet est donc toujours supérieure à la température de brillance mesurée.

La température de couleur T_c se définit de la façon suivante :

$$r_c = \frac{L_a}{L_b} = \frac{\int_{\lambda_a^{\min}}^{\lambda_a^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_c}\right) - 1} d\lambda}{\int_{\lambda_b^{\min}}^{\lambda_b^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_c}\right) - 1} d\lambda} \quad (\text{III.17})$$

avec r_c le rapport des luminances. À noter que dans le cas d'une cible se comportant comme un corps noir, la température de couleur est la température réelle ($T_c = T$).

L'intérêt principal de la mesure de température de couleur est notable lorsque le matériau étudié est un corps gris. Si l'émissivité est constante et égale pour les deux bandes de longueur d'onde de mesure ($\varepsilon_a = \varepsilon_b$), la température de couleur obtenue est égale à la température réelle de l'objet d'étude. En effet, l'équation III.17 se réécrit :

$$r_c = \frac{\varepsilon_a \int_{\lambda_a^{\min}}^{\lambda_a^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} d\lambda}{\varepsilon_b \int_{\lambda_b^{\min}}^{\lambda_b^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_a^{\min}}^{\lambda_a^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_c}\right) - 1} d\lambda}{\int_{\lambda_b^{\min}}^{\lambda_b^{\max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_c}\right) - 1} d\lambda} \quad (\text{III.18})$$

d'où :

$$T_c = T \quad \text{si} \quad \varepsilon_a = \varepsilon_b \quad (\text{III.19})$$

Dans le cas où l'objet d'étude ne possède ni un comportement de corps noir ni un comportement de corps gris, le rapport des luminances donne une température de couleur qui est à priori différente de la température réelle.

La section suivante décrit la relation qui permet l'obtention de l'émissivité dans le cas où l'hypothèse de corps gris est valide. Cette mesure se basant sur la mesure de la température de couleur, les conditions de ce type de mesure seront aussi développées.

3.2 Principe de la mesure d'émissivité

Dans cette section, nous supposons que la cible étudiée est un corps gris à toutes les longueurs d'ondes de mesure. Son émissivité est notée ε .

Le rapport des luminances permet d'obtenir la température réelle T de l'objet ; si les voies de mesure sont étalonnées de manière absolue, il est possible de réaliser deux mesures de luminances L_a et L_b . Il est alors aisé de remonter à la valeur de l'émissivité grâce à la relation suivante :

$$\varepsilon = \frac{L_a}{L_a(T)} = \frac{L_b}{L_b(T)} \quad (\text{III.20})$$

avec $L_a(T)$ la luminance de corps noir calculée à partir de la température de couleur obtenue dans la bande spectrale "a" et $L_b(T)$ la luminance pour la bande spectrale "b".

Pour obtenir la température de couleur, il faut trouver le rapport des luminances du corps noir qui correspond au rapport mesuré. On cherche T (température réelle de la cible) telle que :

$$r_c(T) - \left(\frac{L_a}{L_b} \right) = 0 \quad (\text{III.21})$$

En choisissant des bandes spectrales d'analyse a et b , nous pouvons représenter la température en fonction du rapport des luminances (cf. figure III.18). On définit comme λ_a la longueur d'onde centrale du filtre a :

$$\lambda_a = \frac{\lambda_a^{\min} + \lambda_a^{\max}}{2} \quad (\text{III.22})$$

La même définition s'applique au filtre b . La largeur du filtre est notée $\Delta\lambda$ ($\lambda^{\max} - \lambda^{\min}$). La longueur d'onde moyenne du dispositif est définie telle que :

$$\lambda_{\text{moy}} = \frac{\lambda_a + \lambda_b}{2} \quad (\text{III.23})$$

En observant la figure III.18, nous remarquons deux zones où la température de couleur varie très rapidement en fonction du ratio des luminances r_c , ainsi qu'un plateau. Ce plateau correspond à la région où la mesure de température de couleur est réalisable. En effet, en dehors

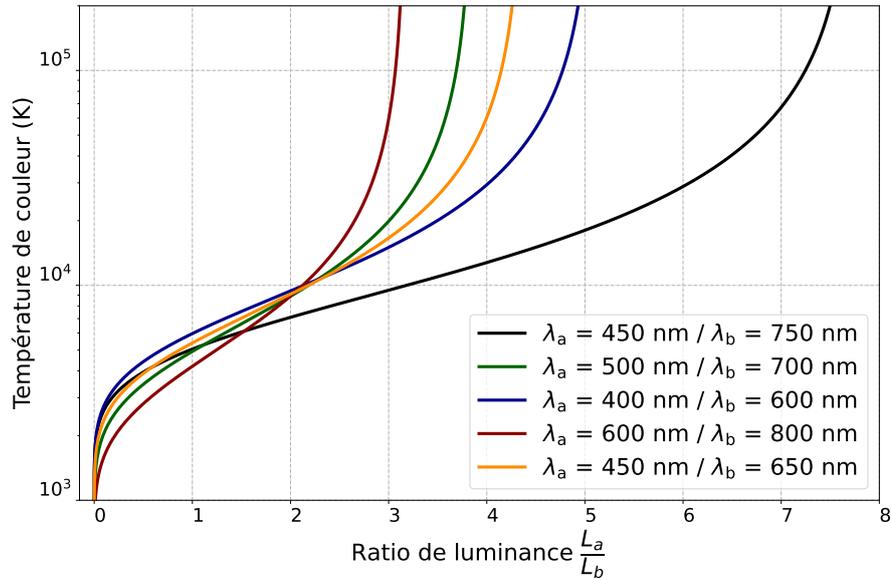


FIGURE III.18 – Variations de la température de couleur en fonction du ratio des luminances et des bandes spectrales de mesure. Chaque bande est définie pour un filtre avec une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de 40 nm dans le domaine visible.

de ce plateau, une légère différence sur le rapport des luminances impliquera des changements brusques de la valeur de température.

Un critère de définition du plateau est qu'il est situé au niveau du point d'inflexion de la courbe, défini par $T = f(r_c)$. La température correspondante à ce point permet ainsi de définir le milieu de la gamme de température de mesure du diagnostic. Ce point d'inflexion correspond au maximum de sensibilité (pente locale) pour la mesure de température. En effet, pour des faibles variations de température autour du point d'inflexion, il résultera des variations élevées du rapport des luminances. La précision pour la détermination de la température sera donc maximale.

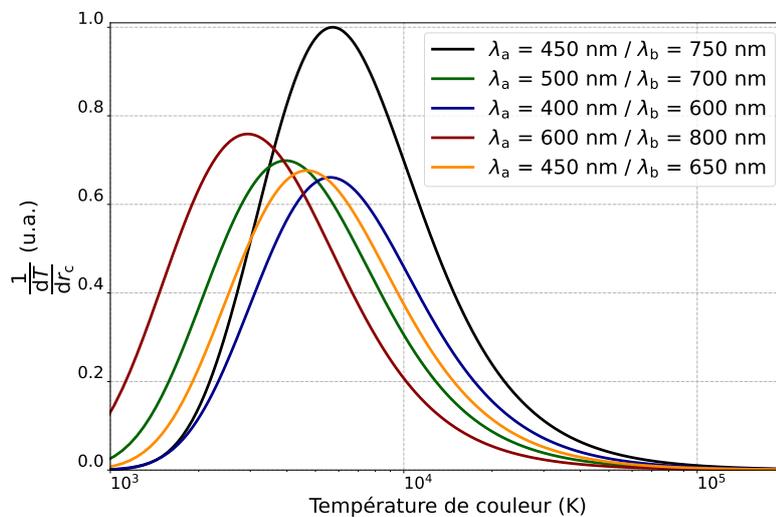


FIGURE III.19 – Variations de la sensibilité de la mesure de température de couleur en fonction de la température de couleur et des bandes spectrales de mesure de la figure III.18. Le maximum des courbes correspond au point d'inflexion de la fonction $T = f(r_c)$.

Mathématiquement, il s'agit de l'inverse de la dérivée de la température par rapport au ratio des luminances : $\frac{1}{dT/dr_c}$. En reprenant les données de la figure III.18 nous pouvons obtenir les températures moyennes de mesure en fonction des longueurs d'ondes des filtres sélectionnés. Le résultat est présenté dans la figure III.19.

Pour la mesure de la température de couleur, nous observons (cf. figure III.19) que plus l'écart entre les filtres est grand et plus la sensibilité est grande (courbe noire). Pour un écart $\lambda_b - \lambda_a$ fixé, c'est la longueur d'onde moyenne des filtres λ_{moy} qui va impacter la température. En effet, plus la longueur d'onde est située vers les longueurs d'ondes courtes, plus la température liée au maximum de sensibilité est élevée. Inversement, plus la longueur d'onde est située vers les longueurs d'ondes élevées, plus la température est basse.

Pour comprendre au mieux cet effet des longueurs d'onde, il est possible de tracer en fonction de la longueur d'onde centrale des filtres, la température liée au maximum de sensibilité. Cette représentation (cf. figure III.20) permet de faciliter le choix des filtres en fonction de la température attendue pendant les expériences.

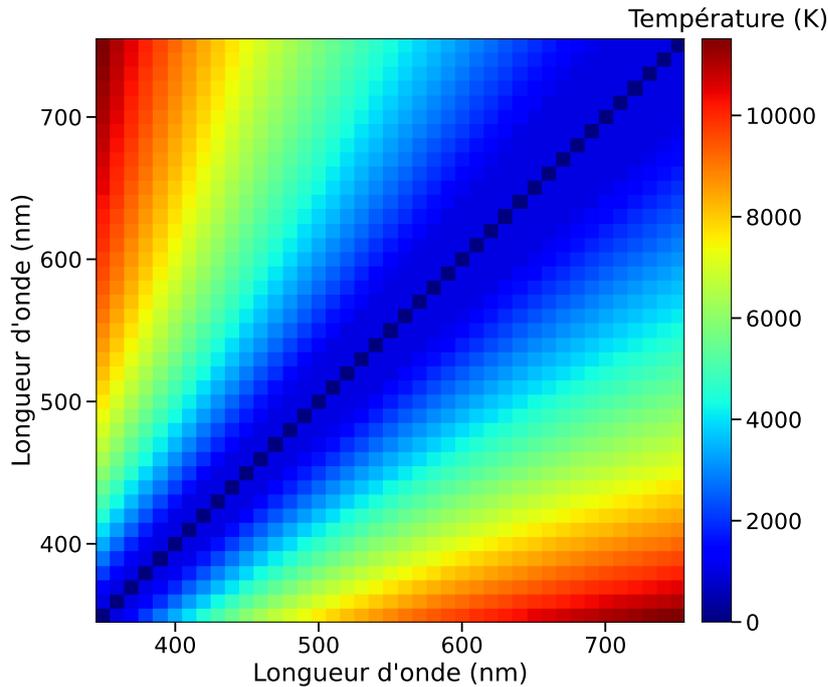


FIGURE III.20 – Variations de la température correspondant au point d'inflexion en fonction des longueurs d'onde centrales des filtres sélectionnés pour le diagnostic de température de couleur. Chaque filtre est supposé avec une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de 40 nm.

Maintenant que nous sommes capables de déterminer le milieu de la gamme de mesure de température, il est important d'établir les températures minimale et maximale mesurables. La température minimale mesurable est définie, de manière similaire à celle du chapitre II, par la transmission du système optique du diagnostic et de la sensibilité du détecteur associé. Pour la température maximale, il est intéressant de regarder le rapport des variations relatives du rapport des luminances $\left(\frac{dr_c}{r_c}\right)$ aux variations relatives de la température $\left(\frac{dT}{T}\right)$ en fonction

de la température. Cette relation est représentée dans la figure III.21.

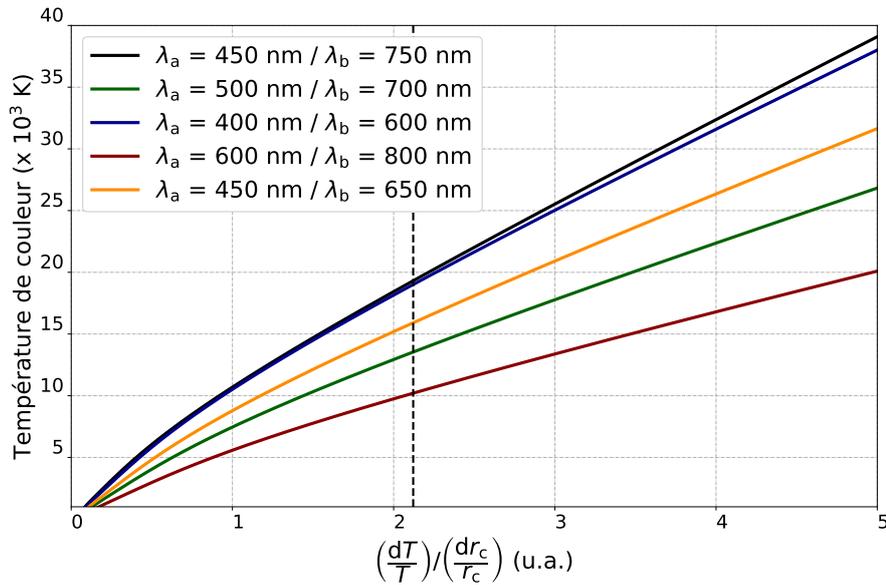


FIGURE III.21 – Température de couleur en fonction du ratio des variations relatives de la température et des variations relatives du rapport des luminances, et en fonction des bandes spectrales de mesure de la figure III.18. La droite en pointillée correspond à la température maximale mesurable pour une incertitude relative de 30 % sur la température pour une incertitude relative de 10 % sur les luminances.

Pour définir un critère de température mesurable maximale, nous pouvons nous référer aux données du chapitre II. L'incertitude relative de mesure de la luminance se situe autour de 10 % (en majorité liée à la CBF). L'incertitude relative du rapport des luminances est donc la somme quadratique des deux incertitudes relatives des luminances (égale à 14 %). L'incertitude relative maximale acceptable pour la température est estimée à 30 %. Avec ces valeurs, nous obtenons une valeur seuil à partir de laquelle la mesure de température de couleur n'est plus pertinente. Elle est représentée sur la figure III.21 par la ligne verticale en pointillée.

Nous pouvons observer l'effet du choix des bandes spectrales de mesure sur la gamme de température de couleur accessible (cf. figure III.21). Nous remarquons que plus l'écart entre les longueurs d'ondes centrales de mesure est grand, plus la gamme de température mesurable est grande. Un second point est que plus le filtre avec la longueur d'onde centrale la plus basse est petite, plus la valeur maximale de température est élevée.

De manière analogue à la figure III.20, il est possible de représenter la valeur de température maximale mesurable en fonction des longueurs d'onde centrales des filtres. Le résultat est affiché dans la figure III.22.

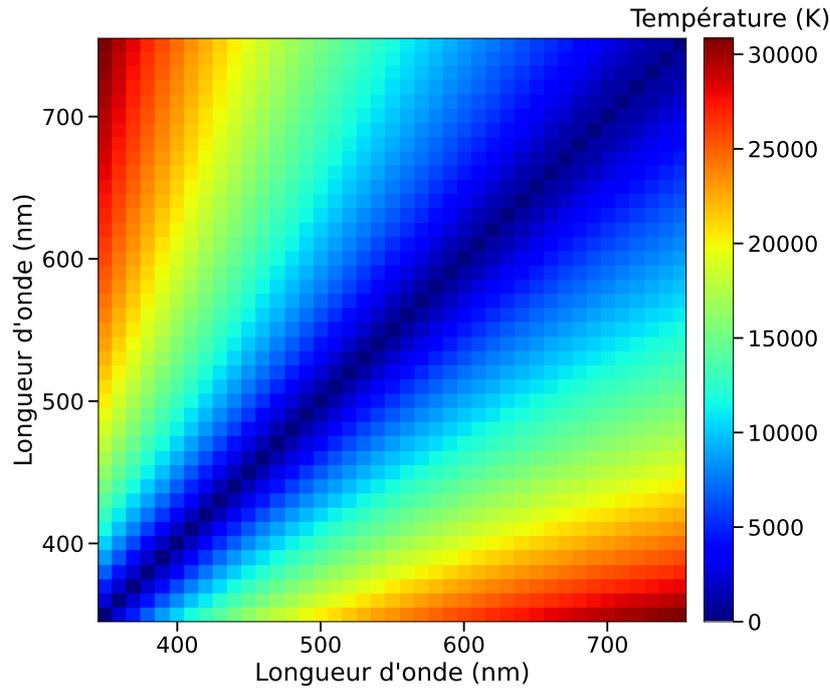


FIGURE III.22 – Variations de la température maximale mesurable en fonction des longueurs d'onde centrales des filtres sélectionnés pour le diagnostic de température de couleur. Le critère pour définir la température maximale est le même que celui de la figure III.21 (10 % d'incertitude relative sur la luminance et 30 % sur la température). Chaque filtre est supposé avec une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de 40 nm.

Un dernier élément à étudier est la largeur des filtres. Tous les exemples précédents sont calculés pour des filtres avec une largeur à mi-hauteur de 40 nm. Si la largeur des filtres est augmentée de manière égale pour chaque voie de mesure, nous n'observons pas, dans les calculs, de modifications par rapport aux résultats précédents. Dans le cas où la largeur des filtres varie de manière inégale, des changements surviennent. Ces modifications sont présentées dans les figures suivantes (cf. figures : III.23 et III.24).

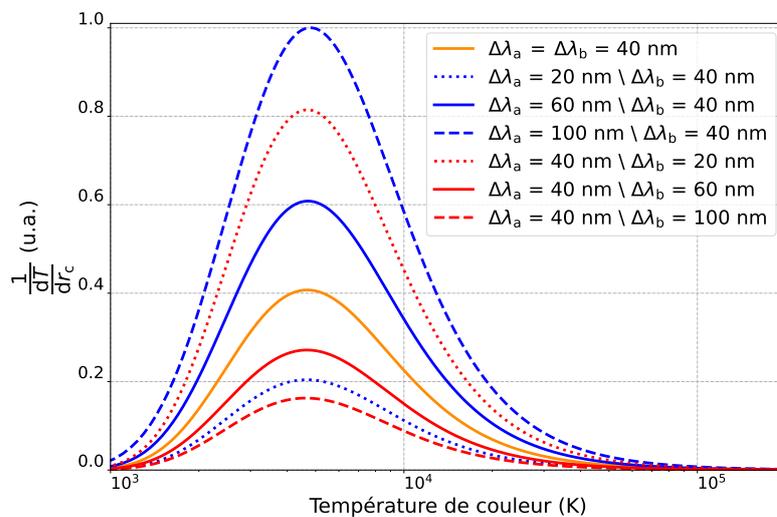


FIGURE III.23 – Variations de la température correspondant au point d'inflexion en fonction des largeurs à mi-hauteur des filtres sélectionnés pour le diagnostic de température de couleur. Les longueurs d'onde centrales choisies sont $\lambda_a = 450$ et $\lambda_b = 650$ nm.

Dans la figure III.23, nous pouvons observer qu'il est favorable d'élargir la gamme de mesure pour le filtre aux basses longueurs d'onde et de rétrécir la gamme de mesures aux hautes longueurs d'onde. Le cas le plus favorable est représenté dans la figure III.24, avec une largeur à mi-hauteur de 100 nm pour les longueurs d'onde les plus faibles et une largeur à mi-hauteur de 10 nm aux longueurs d'onde les plus élevées.

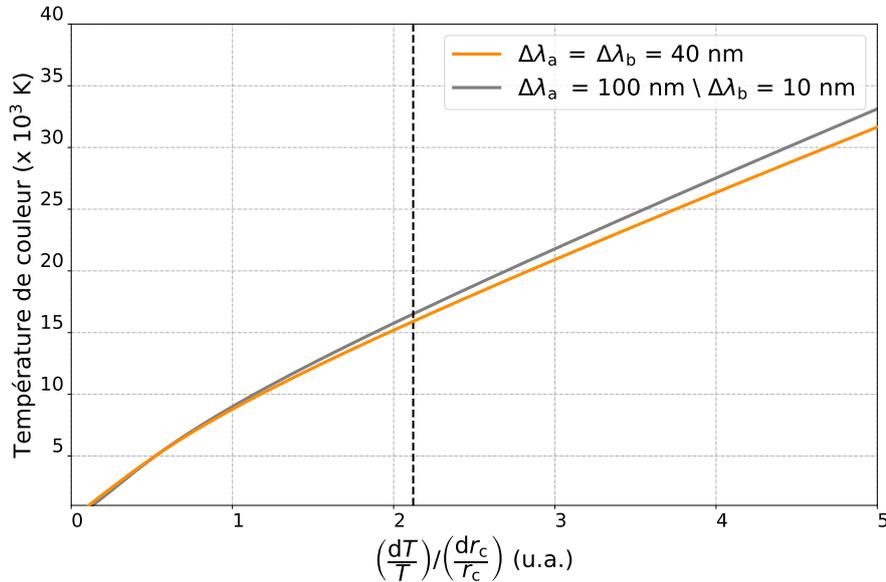


FIGURE III.24 – Température de couleur en fonction du ratio des variations relatives de la température et des variations relatives du rapport des luminances et en fonction des largeurs à mi-hauteur. La droite en pointillée correspond à la température maximale mesurable pour une incertitude relative de 30 % sur la température et pour une incertitude relative de 10 % sur les luminances. Les longueurs d'onde centrales choisies sont 450 nm et 650 nm.

L'utilisation de filtres de largeur à mi-hauteur différent permet d'augmenter la température maximale mesurable d'environ 1000 K (cf. figure III.24).

Maintenant que nous avons déterminé les paramètres influençant la mesure de température de couleur, et donc la mesure d'émissivité, nous allons étudier les incertitudes liées à ces mesures.

3.3 Étude de l'impact des incertitudes pour la mesure d'émissivité

Les paramètres influençant la précision de mesure de la température sont connus. L'incertitude introduite par la détermination de la température de couleur, en plus de celles des luminances des deux voies de mesure, vont impacter la détermination de l'émissivité (cf. équation III.24). En effet, en repartant de l'expression III.20, l'erreur sur l'émissivité va dépendre de l'incertitude de mesure de luminance pour l'une des voies, par exemple la voie a (ΔL_a) et de l'incertitude sur la luminance issue de la température de couleur calculée ($\Delta L_a(T)$). L'expression de l'incertitude de l'émissivité, s'écrit :

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L_a}{L_a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_a(T)}{L_a(T)}\right)^2} \quad (\text{III.24})$$

Le terme ΔL_a est issu de l'étalonnage de la voie a alors que $\Delta L_a(T)$ provient de la température de couleur déduite du ratio de luminance. Le terme $\Delta L_a(T)$ est obtenu de l'équation suivante :

$$\Delta L_a(T) = \frac{\partial L}{\partial T} \Delta T \quad \text{avec} \quad \frac{\partial L}{\partial T} = \frac{h^2 c^3 \exp\left(\frac{hc}{\lambda_a k_B T}\right)}{k_B \lambda_a^6 T^2 \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda_a k_B T}\right) - 1\right)^2} \quad (\text{III.25})$$

avec λ_a la longueur d'onde centrale de la voie.

Nous établirons les zones de validité de mesure de l'émissivité dans un cas réel car il existe trop de paramètres en fonction de la longueur d'onde pour établir une tendance (cf. section 3.4).

En résumé, pour procéder aux mesures les plus précises, il faut : un écart le plus grand possible entre les longueurs d'onde centrales des filtres, un filtre le plus large possible aux longueurs d'onde les plus courtes et un filtre le plus étroit possible aux longueurs d'onde les plus élevées. Toutefois, plus l'écart entre les longueurs d'onde centrales est grand, plus des interrogations apparaîtront quant à l'approximation de corps gris. De manière similaire, si le filtre est trop étroit pour les longueurs d'onde les plus élevées, des problèmes de détection peuvent apparaître. Un compromis doit donc être trouvé entre les températures souhaitant être mesurées et les conditions expérimentales de la mesure (seuil de détection, validité de l'hypothèse de corps gris), se traduisant sur le choix des filtres de mesure.

Dans la prochaine section, nous allons présenter une source et un diagnostic qui pourraient permettre une mesure directe de l'émissivité.

3.4 Vers une application pratique de la mesure d'émissivité

Pour réaliser une mesure d'émissivité, il faut deux sources d'étalonnage émettant dans les bandes spectrales des filtres a et b . La gamme spectrale b se situe dans la partie jaune-orange du spectre visible. La source à base de Ce:YAG du chapitre II est donc adaptée. La gamme spectrale a possède une transmission aux longueurs d'ondes bleues. Nous avons donc cherché une source émettant dans le bleu.

Source à concentrateur luminescent en Ce:LYSO

Une nouvelle source à concentrateur luminescent utilisant un cristal de Ce:LYSO [Lopez 2023b] a été développée. Comme pour la source à base de Ce:YAG (cf. chapitre II), elle utilise le pompage par LEDs. Dans la suite de cette section, nous allons étudier si cette source peut être utilisée comme source d'étalonnage et les avantages liés à son utilisation conjointe à celle à base de Ce:YAG, selon la méthode décrite précédemment.

Le Ce:LYSO est un cristal de lutécium yttrium oxyorthosilicate dopé avec des atomes de cérium. Comme pour le Ce:YAG, il s'agit d'un matériau utilisé pour ses propriétés de scintillation. Il possède une bande d'absorption qui se recouvre avec l'émission des LEDs UV (365 nm) et son spectre d'émission s'étend dans le bleu de 380 à 470 nm (cf. figure III.25).

Cette source possède une efficacité plus faible que celle à base de Ce:YAG.

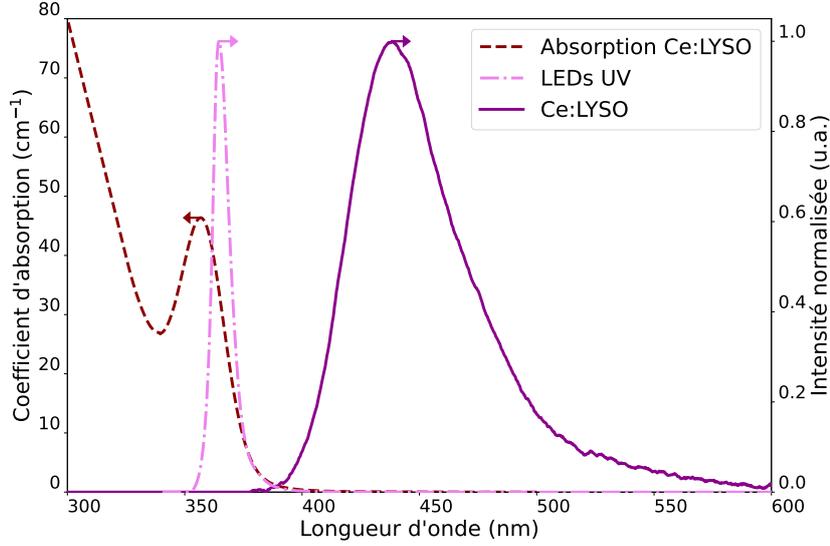


FIGURE III.25 – Spectres d'émission du Ce:LYSO et des LEDs UV (référence NVCUQ096A-U365 commercialisées par Nichia™) ainsi que le spectre d'absorption du Ce:LYSO.

Pour comprendre la différence d'efficacité entre ces deux sources à concentrateurs luminescents, il est utile de connaître l'équation exprimant la puissance optique en sortie d'un concentrateur P_{sortie} . Une modélisation simple donne :

$$P_{\text{sortie}} = t t_{\text{LED}} \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} (1 - e^{-\alpha_p e}) \frac{1 - \cos \theta_{\text{RTI}}}{2} \frac{1}{\alpha \ell} (1 - e^{-\alpha \ell}) P_{\text{pompe}} \quad (\text{III.26})$$

avec t la transmission de Fresnel en sortie du concentrateur, t_{LED} la transmission de Fresnel entre les LEDs et le concentrateur, η_r le rendement de fluorescence, $\frac{\lambda_p}{\lambda_{em}}$ le défaut quantique, $(1 - e^{-\alpha_p e})$ l'absorption, $\frac{1 - \cos \theta_{\text{RTI}}}{2}$ la dimension du cône d'extraction, $\frac{1}{\alpha \ell} (1 - e^{-\alpha \ell})$ les pertes par propagation, avec α le coefficient de pertes par propagation, P_{pompe} la puissance de pompe, e l'épaisseur, et ℓ la longueur.

Les données pour le calcul de la puissance de sortie pour chaque matériau sont regroupées dans le tableau III.1.

	t	t_{LED}	η_r	λ_p	λ_{em}	α_p	n	α_0	α_r
Ce:YAG	0.91	0.88	0.95	440 nm	550 nm	18 cm^{-1}	1.82	$7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$1.9 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$
Ce:LYSO	0.91	0.91	0.51	365 nm	450 nm	17.7 cm^{-1}	1.83	10^{-3} cm^{-1}	$1.77 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$

TABLE III.1 – Résumé des données présentes dans l'équation III.26 pour les concentrateurs en Ce:YAG et en Ce:LYSO [Lopez 2023b]. Le coefficient de pertes par propagation α correspond à la somme des pertes par diffusion α_0 et des pertes par réabsorption α_r .

En comparaison du Ce:YAG, le cristal de Ce:LYSO possède de moins bonnes propriétés physico-chimiques pour une utilisation en tant que concentrateur de lumière. En effet, le rendement de fluorescence est deux fois plus faible que celui du Ce:YAG et ses pertes par réabsorption sont un ordre de grandeur plus élevé. Ces différences ont pour conséquence une

plus faible puissance optique générée par fluorescence pour une même puissance de pompe et des pertes plus importantes pour une même distance de parcours des rayons lumineux.

Un autre aspect important qui va impacter la géométrie du concentrateur luminescent est le niveau de maturité technologique des LEDs. Les LEDs UV sont moins performantes que les LEDs bleues et il existe une différence de compacité entre les LEDs UV et les LEDs bleues. Un exemple concret est de comparer les deux types de LEDs utilisées.

- ☞ LED UV (cf. figure III.26 (a)) : référence NVCUQ096A-U365 produit par Nichia™. Possède un facteur de remplissage de 17 % et une puissance optique crête de 4.4 W pour des impulsions minimales de 18 μ s.
- ☞ LED bleue (cf. figure III.26 (b)) : référence Luxeon Z produit par Lumileds™. Possède un facteur de remplissage de 45 % et une puissance optique crête de 3.1 W pour des impulsions minimales de 10 μ s.

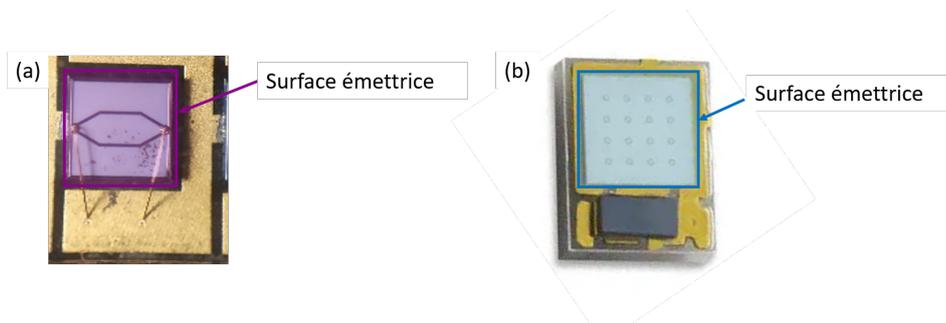


FIGURE III.26 – (a) LED UV : référence NVCUQ096A-U365 commercialisée par Nichia™ directement sur PCB avec une matrice de 96 éléments (12 x 8 LEDs pour une dimension totale de 24.9 mm x 45 mm). (b) LED bleue : référence Luxeon Z commercialisée par Lumileds™ (dimensions : 1.3 mm x 1.7 mm).

La solution pour obtenir une source fonctionnelle est d'adapter la taille du concentrateur luminescent en Ce:LYSO. Pour diminuer les pertes par propagation, le concentrateur est réduit à une longueur de 105 mm, en comparaison de 200 mm de la source à base de Ce:YAG. Pour s'adapter à la largeur des PCBs des LEDs UV, le concentrateur est élargi à 22 mm au lieu de 2.5 mm. En résultat, la puissance optique crête est de 116 W comparée aux 90 W de la source à base de Ce:YAG.

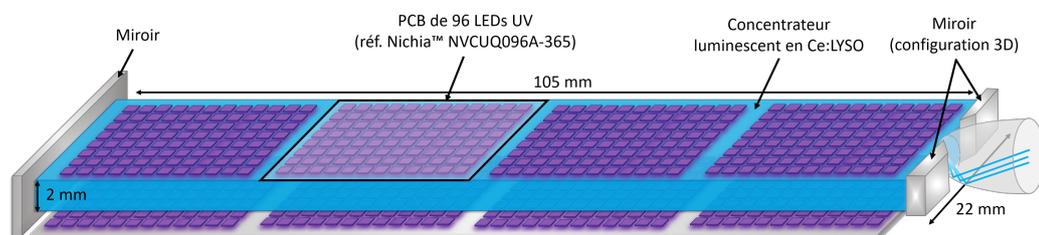


FIGURE III.27 – Schéma de la source à concentrateur de lumière à base de Ce:LYSO.

Pour les mêmes raisons d'adaptation d'étendue géométrique et d'extraction des rayons que la source à base de Ce:YAG, le choix de rajouter un CPC a été effectué. De plus, du fait de la largeur du cristal, une partie de la lumière n'est pas collectée par le CPC. La solution choisie est donc de placer des miroirs sur les faces de sortie non occupées par le CPC (cf.

figure III.27). En effet, cette configuration appelée « 3D », permet un recyclage de la lumière grâce au guidage par réflexion dans les trois dimensions, ce qui provoque une augmentation de la luminance [Pichon 2021 ; Nourry-Martin 2021]. La luminance étant augmentée pour une même surface de collection, la puissance utile l'est aussi. Une description plus détaillée de la concentration 3D est réalisée dans l'annexe B.

La source est utilisée comme source d'étalonnage. Il est nécessaire, comme pour la source à base de Ce:YAG, de réaliser des mesures de stabilité et de répétabilité. Ces mesures sont affichées dans la figure III.28. Pour la longueur d'onde moyenne, les variations sont de 0.04% et celles de la puissance optique en sortie du concentrateur sont de 1.5 %. La chute de puissance optique constatée en début de fonctionnement de la source à base de Ce:YAG n'est pas observée pour celle à base de Ce:LYSO. Nous observons néanmoins une légère diminution de la puissance optique qui peut être due aux variations de température de la salle d'expérience. En effet, les performances du Ce:LYSO sont sensibles à la température. Les variations spatiales sont identiques à celles du Ce:YAG (0.7 %) car ce sont le même CPC (ref. Edmund Optics™ #17-709) et le même guide de lumière (réf. Thorlabs™ LLG3-6H) qui ont été utilisés.

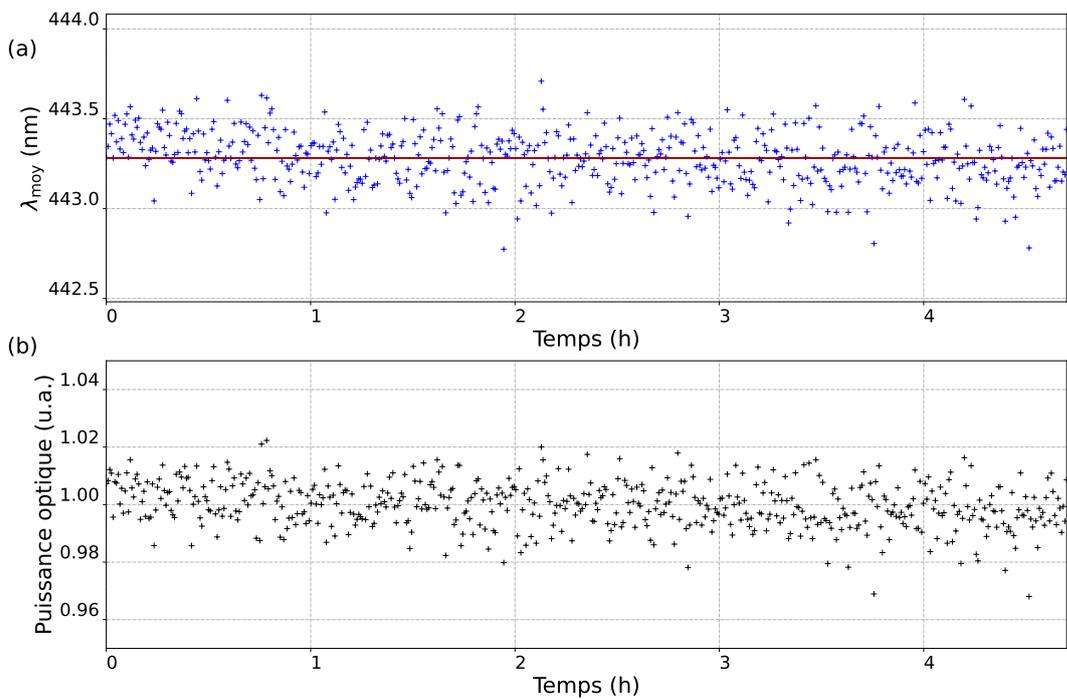


FIGURE III.28 – Les données ont été mesurées sur une durée supérieure à 4 heures avec une durée d'impulsion des LEDs de 18 μs , une fréquence de 1 Hz et une mesure toutes les 30 secondes. (a) Variations de la longueur d'onde moyenne au cours du temps. (b) Variations de la puissance moyenne au cours du temps.

Enfin, les variations temporelles au cours d'une impulsion des LEDs sont de 0.1 % (comme pour la source à Ce:YAG), une fois que le temps de montée est dépassé (cf. figure III.29).

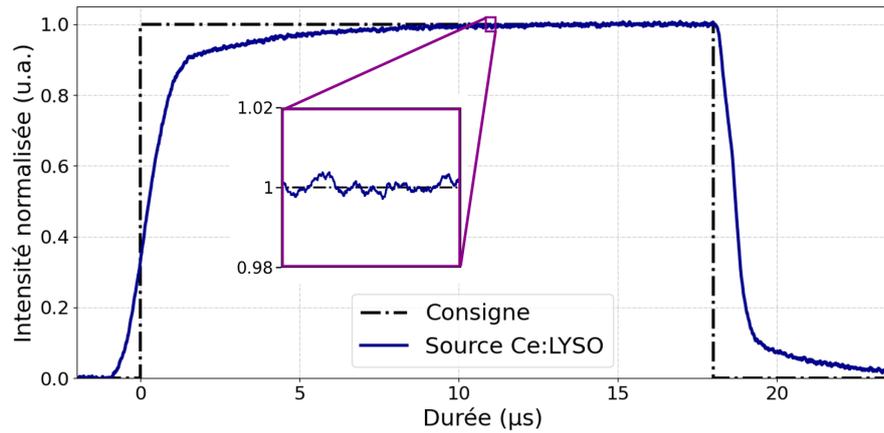


FIGURE III.29 – Stabilité temporelle de la source à concentrateur lumineux de Ce:LYSO durant une impulsion de 18 μs .

Similairement à l'étalonnage du chapitre II, nous avons choisi d'utiliser un guide de lumière liquide pour fibrer la source à Ce:LYSO. L'avantage principale du fibrage est d'être identique pour les deux sources. Pour une mise en œuvre des deux sources sur une installation laser de puissance, le changement de source se retrouve facilité si l'on utilise une seule fibre pour injecter la lumière jusqu'au centre de la chambre d'expérience. En effet, ce changement peut s'effectuer à l'extérieur de la chambre d'expérience et l'alignement entre la fibre de diamètre 3 mm et les sorties des CPC de diamètre 5 mm n'est pas critique (cf. figure III.30).

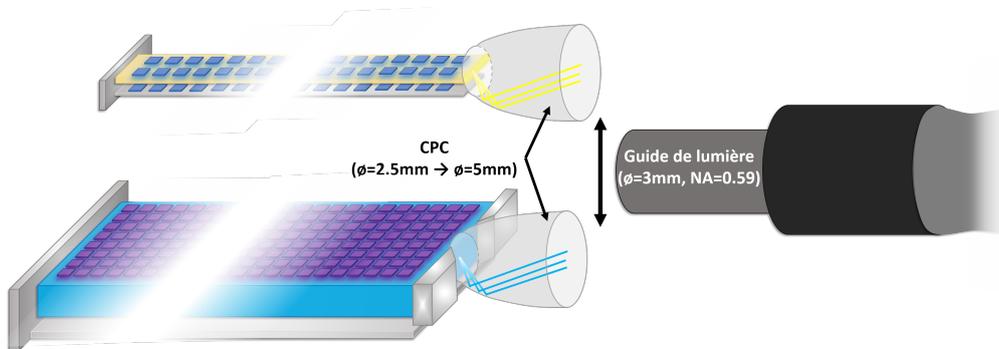


FIGURE III.30 – Utilisation des sources à concentrateur de lumière de Ce:YAG et Ce:LYSO pour l'étalonnage d'un diagnostic de mesure de température de couleur. Dans le cas de l'expérience, en sortie du guide de lumière, la puissance optique crête pour la source à base de Ce:LYSO est de 8.2 W et pour la source à base de Ce:YAG est de 42 W.

Nous possédons désormais deux sources à concentrateur lumineux émettant aux longueurs d'ondes de 450 et 550 nm. Dans la section suivante, nous allons décrire le diagnostic de température de couleur qui sera étalonné en absolu grâce à ces deux sources.

Description du diagnostic de température de couleur

Une campagne de mesures de chauffage protonique a été réalisée au LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses). Le principe consiste en l'interaction d'un laser de classe terawatt avec un matériau cible. L'interaction du laser avec le plasma va accélérer des électrons qui vont se propager à travers ce même matériau et générer une accumulation de charges sur la face opposée à celle du laser. Cette accumulation va alors provoquer un puissant champ électrique qui va permettre l'accélération des protons [Snavely 2000; Wilks 2001]. Ce mécanisme est connu sous le nom de *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA).

Un matériau d'intérêt est placé dans le flux de protons, ce qui va provoquer son échauffement sur une durée suffisamment brève pour que son volume soit quasi constant [Pelka 2010] (chauffage isochore). Cette montée en température va permettre d'atteindre le régime WDM. Les éléments qui ont été étudiés au cours de cette campagne sont le carbone, le cuivre et l'aluminium. Les résultats présentés dans la suite de la section ne seront consacrés qu'à l'aluminium.

L'objectif est de mesurer des paramètres utiles (émissivité, densité, température, ...) pour l'amélioration des équations d'état de ce matériau. Un autre point important à caractériser est le spectre de protons. En effet, il s'agit de la grandeur qui va déterminer l'énergie incidente apportée à la cible.

Pour caractériser la cible au cours de l'expérience, le choix a été fait d'utiliser quatre diagnostics (cf. figure III.31). Ces diagnostics sont les suivants :

- Une parabole Thomson : elle est située en face arrière de la cible, à sa normale. Le principe consiste en un système, muni d'un diaphragme, appliquant un champ magnétique puis un champ électrique parallèle [Thomson 1907; Cobble 2011] afin de dévier les ions incidents. Les ions seront ensuite déviés selon leur nature et selon leurs degrés d'ionisation.
- Un empilement de films radiochromiques : comme la parabole Thomson, il est situé en face arrière de la cible à sa normale. Il s'agit de films sensibles au passage des ions qui, en fonction de la profondeur impactée, permettent de remonter à l'énergie des ions. Ce type de diagnostic réalise une mesure de la distribution spatiale de l'énergie des ions.
- Une radiographie X : ce diagnostic est situé orthogonalement au flux de protons. Le système fonctionne à l'aide d'une source X générée par un laser nanoseconde et une caméra à balayage de fente sensible aux rayons X. Le principe est le même que pour le domaine médical ; grâce au fort pouvoir pénétrant des rayons X, cela permet de suivre au cours du temps l'évolution du matériau étudié après son chauffage par les protons.
- Une voie de pyrométrie (mesure de température de couleur) : le système est situé en face arrière de la cible avec un angle de 31° par rapport à sa normale à cause de la présence de la parabole Thomson et l'empilement de films radiochromiques dans l'axe. Dans la suite de la section, nous aborderons ce diagnostic plus en détail.

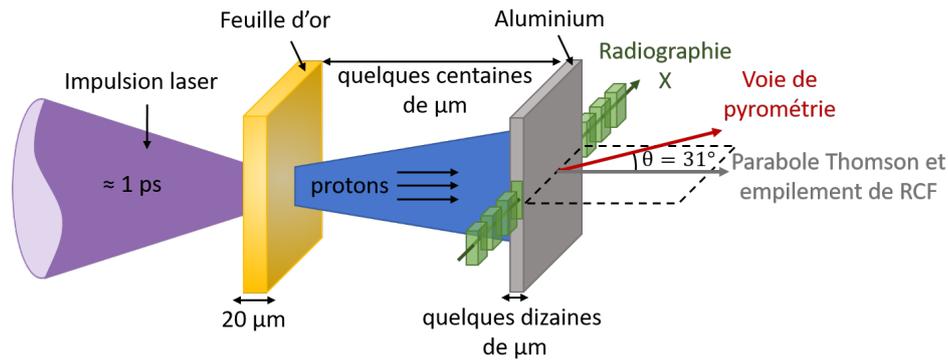


FIGURE III.31 – Architecture des expériences de chauffage protonique et représentation des quatre diagnostics utilisés.

Le diagnostic employé pour la mesure de température est un diagnostic de mesure de température de couleur. Il se compose, comme affiché en figure III.32, d'un relais optique couplé à deux caméras à balayage de fente (CBF). Le relais optique réalise l'image de la cible sur la fente de chaque CBF. Un miroir dichroïque est utilisé pour diviser le flux optique provenant du centre chambre en deux voies de longueurs d'onde différentes. Un filtre passe-bande est mis en place devant les fentes des caméras pour limiter la bande spectrale de mesure. L'un des filtres passe-bande est centré à 450 nm avec une largeur à mi-hauteur (ou *Full Width Half Maximum*, FWHM) de 40 nm. Cette voie de mesure sera identifiée comme la voie bleue et la longueur d'onde centrale est définie comme λ_a . Le second filtre passe-bande est centré à 600 nm avec une FWHM de 40 nm. De la même manière, cette voie de mesure sera identifiée comme la voie rouge et la longueur d'onde centrale est définie comme λ_b . Le grossissement moyen entre la cible et ses deux images est de 9.3. L'élément qui limite l'ouverture (i.e. le diaphragme d'ouverture) est la première lentille.

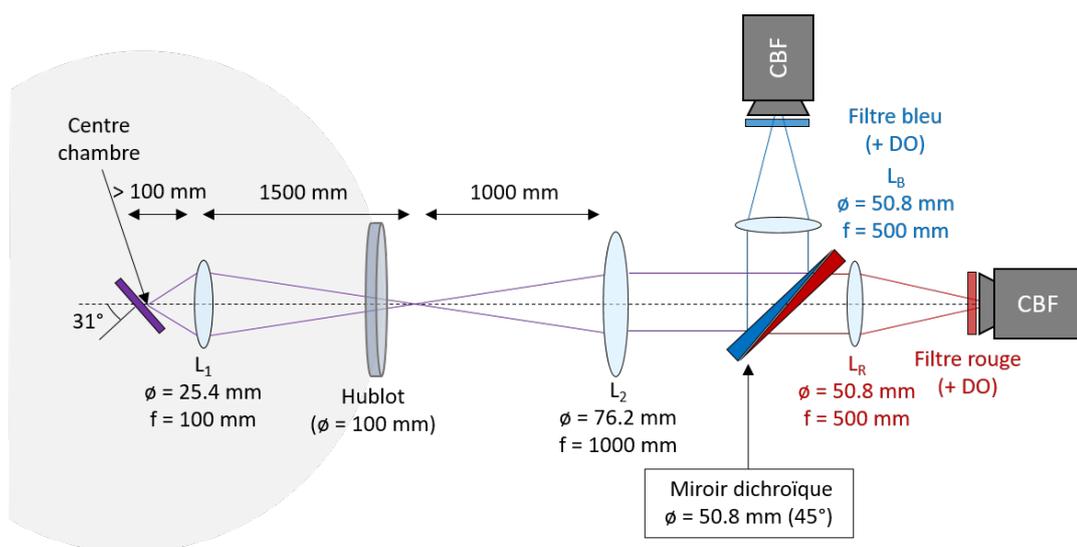


FIGURE III.32 – Architecture du diagnostic de pyrométrie optique utilisé pour la mesure de température.

La collection de l'émission propre de la voie de pyrométrie possèdera un angle de 31° à la normale de l'échantillon. Ce paramètre essentiel devra être pris en compte pour le calcul du taux de collection. Ce taux est défini par l'équation III.11, avec à la place de r_{fibre} le rayon de la première lentille du diagnostic et d la distance entre la cible et cette lentille.

Pour l'étalonnage absolu du diagnostic nous allons utiliser les deux sources à concentrateur luminescent décrites précédemment. En effet, les spectres d'émission des sources à Ce:YAG et Ce:LYSO possèdent un recouvrement avec les spectres de transmission des filtres utilisés (cf. figure III.33). Il est donc possible de réaliser un étalonnage absolu pour chaque voie de mesure de manière identique à celui du chapitre II. La différence est que, cette fois-ci, l'étalonnage est réalisé avec deux sources pour deux caméras.

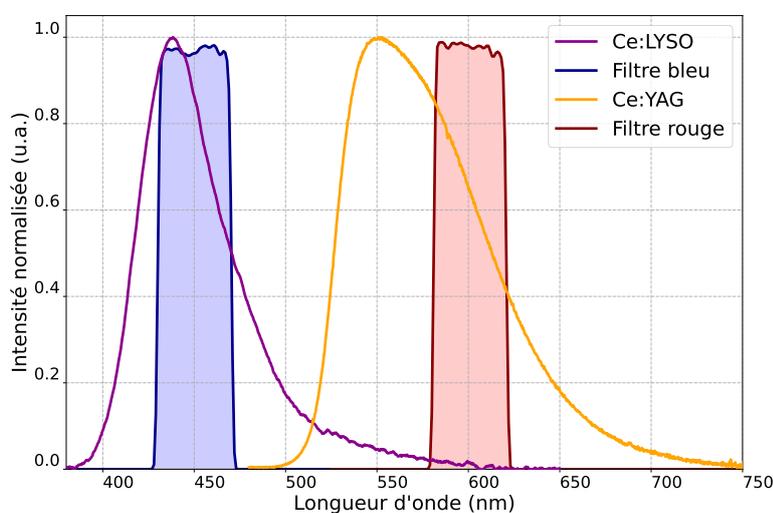


FIGURE III.33 – Comparaison des spectres d'émission des sources à concentrateurs luminescents avec les filtres utilisés sur chaque voie.

Maintenant que les bandes spectrales de mesure ont été choisies, nous allons pouvoir employer la méthode développée dans la section 3.1. Nous réalisons l'hypothèse que la cible possède un comportement de corps gris. D'après l'équation III.17, le rapport des luminances s'écrit :

$$r_c = \frac{\int_{430 \text{ nm}}^{470 \text{ nm}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_c}\right) - 1} d\lambda}{\int_{580 \text{ nm}}^{620 \text{ nm}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_c}\right) - 1} d\lambda} \quad (\text{III.27})$$

Les variations de la température en fonction du rapport des luminances sont tracées dans la figure III.34.

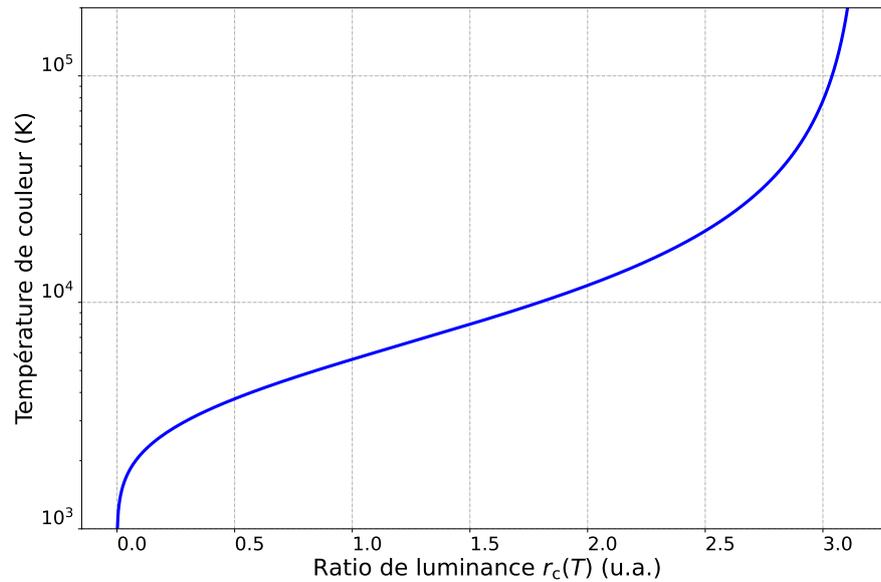


FIGURE III.34 – Variations de la température de couleur en fonction du rapport de luminance de la voie bleue (430-470 nm) et la voie rouge (580-620 nm), dans le cas d'un corps noir ou gris (c'est à dire $\varepsilon_a = \varepsilon_b$).

En reprenant les données établies dans la section 3.1, la température maximale mesurable avec ce choix de filtres est de 13640 K avec un milieu de gamme de mesure à 5090 K (pour des incertitudes relatives sur les luminances de 10 % et sur la température de 30 %).

Nous avons donc réalisé une description complète du diagnostic de mesure de température de couleur et dressé les zones de validité des mesures de température. Estimons maintenant le potentiel de cette nouvelle méthode.

Potentiel de la méthode de mesure directe d'émissivité

Appliquons maintenant la méthode développée dans la section 3.1 à des données issues des expériences de chauffage protonique.

Les incertitudes relatives obtenues par la méthode de Monte Carlo pour les luminances sont en moyenne de 13 % pour les voies bleue et rouge.

Avec ces valeurs d'incertitude sur les luminances, analysons maintenant la température maximale atteignable avec le diagnostic décrit dans la section 3.4. La température correspondant au point d'inflexion reste inchangée à 5090 K et la température maximale mesurable en considérant 30 % d'incertitude relative sur la température augmente jusqu'à 11100 K. On peut donc tracer l'incertitude de la mesure de température en fonction de la température. Le résultat est présenté dans la figure III.35.

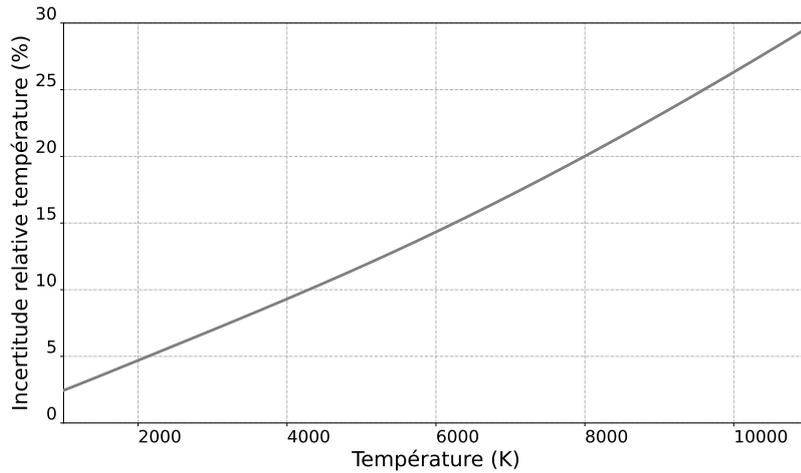


FIGURE III.35 – Variation de l'incertitude relative de la température de couleur en fonction de la température de couleur. Les courbes sont tracées pour des longueurs d'onde centrales de filtre de 450 et 600 nm avec une incertitude relative de luminance de 13 %. Les incertitudes sont établies pour un intervalle de confiance de 95 % (2σ).

Maintenant que nous connaissons la température maximale mesurable ainsi que les variations de l'incertitude relative de température pour les gammes spectrales choisies, nous pouvons établir les zones de validité de la mesure d'émissivité. Pour cela, nous allons tracer les variations de l'incertitude de l'émissivité en fonction de la température (cf. figure III.36).

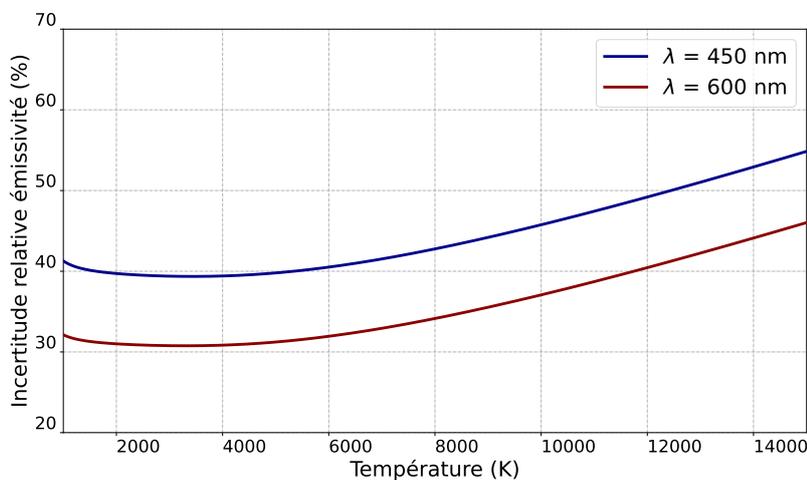


FIGURE III.36 – Variation de l'incertitude relative de l'émissivité en fonction de la température pour les deux longueurs d'onde centrales des filtres. Les courbes sont données pour $\varepsilon = 1$. Les incertitudes sont établies pour un intervalle de confiance de 95 % (2σ).

Nous pouvons observer dans la figure III.36 que l'incertitude sur l'émissivité diminue lorsque la longueur d'onde augmente. Cela résulte du fait que l'incertitude relative sur la luminance déduite de la température de couleur est inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Plus précisément, cette dépendance est liée au terme $\frac{\partial L}{\partial T}$ de l'équation III.25. Il est cependant nécessaire de rester prudent pour le choix de longueur d'onde pour le calcul de l'émissivité. En effet, les incertitudes relatives obtenues, de l'étalonnage sur les luminances sont égales. Cependant, les CBFs (phototube S20) sont plus sensibles autour de 450 nm et

l'émission de corps noir est plus élevée pour les courtes longueurs d'onde que les plus élevées. Ainsi, cela résulte en un signal plus important et donc un meilleur rapport signal à bruit pour les longueurs d'onde courtes. Expérimentalement, cela pour résulter en une plus petite incertitude relative pour la voie possédant les longueurs d'ondes les plus courtes.

De plus, nous pouvons observer dans la figure III.36 que l'incertitude sur l'émissivité possède un minimum pour des températures de couleur proches du point d'inflexion défini par le maximum de sensibilité.

Enfin, il reste un paramètre à étudier pour l'incertitude relative de mesure d'émissivité qui est la valeur d'émissivité. Ces variations sont tracées dans la figure III.37.

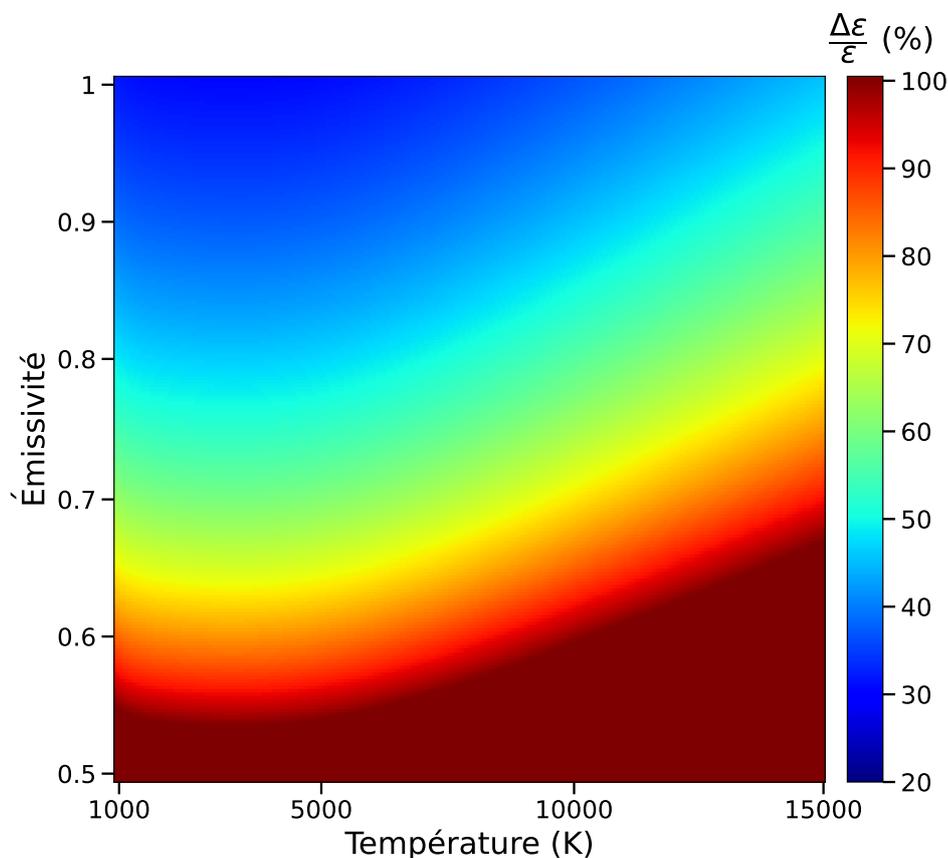


FIGURE III.37 – Variations de l'incertitude relative de l'émissivité en fonction de la température et la valeur de l'émissivité. Les courbes ont été tracées avec une incertitude relative sur la mesure de luminance de 13 % et une longueur d'onde de 600 nm. Les incertitudes sont établies pour un intervalle de confiance de 95 % (2σ)

Nous pouvons observer à l'aide de la figure III.37 que le cas le plus favorable arrive lorsque l'objet étudié se comporte comme un corps noir. À nouveau, nous remarquons que la mesure d'émissivité la plus précise se situe au maximum de sensibilité de la mesure de température (autour de 5100 K) pour les gammes spectrales d'études choisies. Enfin, il apparaît que lorsque l'émissivité de la cible chute (dans cette configuration, inférieure à 0.5), il ne devient plus possible de la mesurer.

La méthode de mesure d'émissivité en conditions réelles : cas de l'aluminium

Le résultat des températures obtenues pour les voies a et b d'une expérience est présenté dans la figure III.38. Nous remarquons que $T_a = T_b$. Les émissivités sont donc égales, ce qui permettrait d'appliquer la méthode décrite précédemment, car la cible est au minimum un corps gris (potentiellement un corps noir).

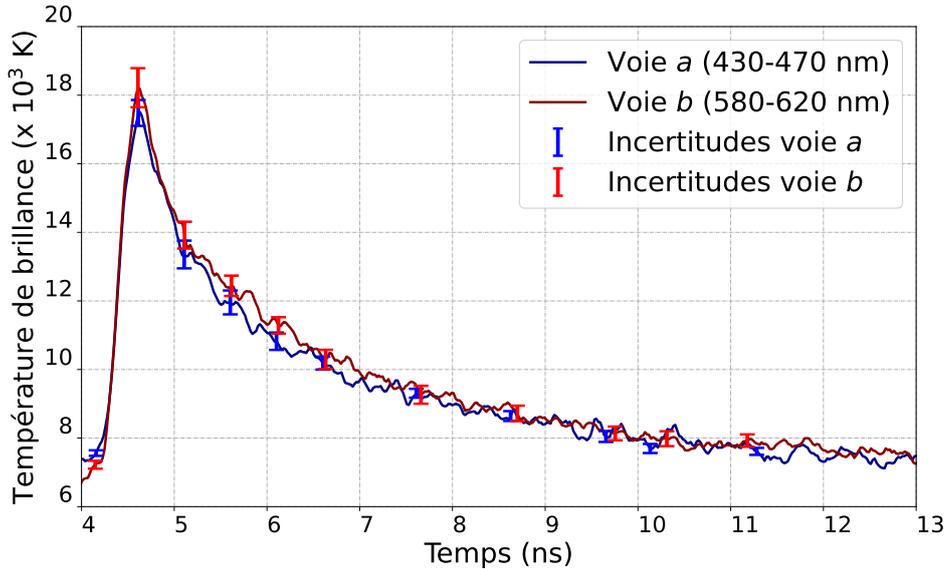


FIGURE III.38 – (a) Variation des températures de brillance pour chaque voie au cours du temps. Les incertitudes sont données à l'aide d'une simulation de Monte Carlo pour un tirage de 100000 points. Elles sont annoncées avec un intervalle de confiance de 95 % (2σ).

Cependant, il n'a pas été possible d'utiliser cette méthode. En effet, T_a et T_b sont inférieures à la température réelle de la cible T (cf. équation III.16). Comme les températures de brillance sont supérieures 17000 K, le corps observé est très chaud et ne rentre malheureusement pas dans la gamme de détection de l'instrument (jusqu'à 11100 K).

Les difficultés à obtenir une mesure de température de couleur précise dépendent de trois points. Le premier est liée aux températures atteintes par le matériau d'étude. En effet, les gammes de longueurs d'onde choisies pour le diagnostic ne sont pas adaptées.

Le deuxième point est que l'aluminium est un matériau opaque. Son émission propre ne peut être mesurée que lorsque que le choc débouche. Les durées des signaux sont alors très courtes (i.e. centaines de picosecondes) ce qui rend difficile le recalage temporel entre les deux voies de mesures. Cela a pour conséquence d'augmenter l'incertitude sur le rapport de luminance r_c en fonction du temps.

Le troisième point est lié au détecteur. En effet, les variations pixel à pixel de la caméra introduisent un écart strictement aléatoire pour le ratio des signaux acquis entre les deux voies. Il est donc difficile de donner les variations au cours de l'expérience de la température de couleur car elle est entachée d'erreurs importantes.

Cette méthode de mesure directe de l'émissivité reste néanmoins intéressante pour donner une première estimation de l'émissivité et dans l'éventualité que les précisions sur les mesures de luminance s'améliorent. Une perspective serait d'utiliser des cibles en quartz et une CBF divisée en deux selon son axe spatial pour deux gammes spectrales différentes afin d'éviter un recalage temporel entre les deux CBF. L'avantage du quartz est que le choc est observable plus longtemps et pour des larges gammes de température. Ainsi, au cours de l'expérience, il existera forcément une zone de température où la mesure est adaptée.

Conclusion générale

Conclusion du manuscrit

L'objectif de ce travail était de contribuer à l'étalonnage des diagnostics dans le domaine de l'optique visible sur les installations laser de puissance. Le chapitre I rappelle le contexte d'utilisation de ces lasers pour créer des régimes de forte pression et de forte température. Ces régimes sont une des clefs de compréhension pour la fusion par confinement inertiel. Pour simuler la matière dans ces conditions, il existe des codes de simulation hydrodynamique reposant sur des équations d'état qui décrivent des relations entre pression, densité, énergie interne et température. Dans ce manuscrit, le paramètre étudié est la température, car il est souvent le plus mal connu. Une description générale des mesures de pyrométrie optique pour les installations laser de puissance a été effectuée. Les limites actuelles liées à cette mesure de température ont été développées et deux points ont été mis en avant : l'étalonnage photométrique absolu du diagnostic de mesure et la mesure d'émissivité.

Le chapitre II est consacré à l'étalonnage photométrique absolu. Le chapitre précédent a montré que les sources de lumière existantes ne permettent pas d'étalonner les voies de pyrométrie dans les conditions des expériences. Pour cela, l'utilisation d'une nouvelle source de lumière est nécessaire. Cette source est un concentrateur luminescent à base de Ce:YAG pompé par LEDs. Elle permet l'obtention d'une combinaison de luminance et de puissance supérieure à celles des sources incohérentes existantes. Pour la qualification en tant que source d'étalonnage, nous avons quantifié et validé les paramètres de stabilité et répétabilité de la source à concentrateur. Une procédure d'étalonnage comprenant une caractérisation complète du système optique et de sa caméra à balayage de fente a été établie. Un étalonnage photométrique absolu a donc pu être réalisé pour le diagnostic de pyrométrie de l'installation LULI2000. Des mesures sur des cibles en quartz ont permis l'obtention d'une température avec une incertitude relative de 5.4 %. À notre connaissance, il s'agit du premier étalonnage réalisé dans les conditions nominales de fonctionnement du diagnostic.

Le chapitre III porte sur le second élément nécessaire à la mesure de température : la mesure d'émissivité. Un état de l'art des mesures inspirées de la pyrométrie infrarouge a été dressé. Deux méthodes ont été retenues pour la mesure d'émissivité : une mesure directe et une mesure indirecte. La méthode indirecte consiste à mesurer le lobe de réflectivité de la cible sous choc. Pour cela, nous avons développé un banc de mesures de réflectivité par valeurs angulaires discrètes permettant une mesure lors de l'interaction de la cible avec le laser de

puissance. Une première campagne a été effectuée. Elle a permis de pointer les éléments importants pour réaliser ce type de mesure : stabilité du laser de mesure, choix du bouclier en or de la cible et couplage entre le lobe de réflectivité et les fibres optiques de mesure. La mesure directe de l'émissivité consiste en l'utilisation d'une mesure de température de couleur basée sur la mesure du flux dans deux bandes spectrales simultanément. Grâce à un étalonnage photométrique absolu sur les deux bandes spectrales il est possible, si l'hypothèse de corps gris est valide, de remonter à la température réelle de la cible au cours de l'expérience. Cette donnée, en plus de la température de brillance issue de l'étalonnage, permet de remonter directement à l'émissivité de la cible. Une analyse théorique approfondie a permis de définir les domaines de validité de la méthode. Elle a mis en évidence le fait qu'elle ne peut être appliquée que sur un domaine bien défini de température, qui dépend des deux bandes spectrales d'analyse. Cette méthode originale a été mise en place en utilisant deux concentrateurs luminescents différents (Ce:LYSO et Ce:YAG) pour étalonner les deux voies de mesures du diagnostic de température de couleur de l'installation LULI2000. Une première expérience de chauffage protonique sur des cibles en aluminium a révélé les points importants en vue d'obtenir des résultats probants avec cette méthode.

Ainsi, cette thèse a ouvert des voies concernant l'instrumentation des installations laser de puissance pour la mesure de température à des régimes particuliers de fonctionnement (nanosecondes et des températures de plusieurs milliers de Kelvin). La première voie concerne la mesure d'émissivité par deux méthodes originales : la mesure de réflectivité et la mesure directe d'émissivité. Des instruments ont été développés et des premiers tests au sein d'installations laser de puissance ont été réalisés. Même si les mesures ne sont pas encore concluantes, elles constituent une base solide pour élaborer les prochaines expériences et trouver les bonnes conditions de fonctionnement. L'effort fourni pour l'amélioration de la mesure d'émissivité doit être poursuivi. En effet, ce paramètre dépend d'un nombre important de propriétés du matériau émissif (état de surface, opacité, ...) et reste un contributeur majeur de l'incertitude liée à la mesure de température. L'étape suivante, après l'amélioration de la mesure d'émissivité, serait de réaliser une caractérisation complète d'un matériau de référence tel que le quartz en réalisant des mesures de réflectivité, d'émissivité et d'émission propre sur tout le domaine visible. En utilisant ces deux méthodes pour la même campagne de mesure, il sera possible de tester leur fiabilité.

La deuxième voie concerne l'utilisation de concentrateurs luminescents pour l'étalonnage de voies de pyrométrie dans leurs conditions nominales de fonctionnement. Le succès de l'étalonnage sur une chaîne laser de puissance de « petite dimension » ouvre de multiples perspectives décrites dans la suite.

Perspectives sur les concentrateurs luminescents

Sur des chaînes de plus grande dimension comme Omega, le NIF ou le LMJ, les sources d'étalonnage à concentrateurs devront être plus puissantes et plus lumineuses. En effet, les chambres d'expérience sont beaucoup plus grandes (10 m contre 1 m) et les chemins optiques à parcourir sont beaucoup plus importants (> 20 m). De plus, la technique de mise en place d'une fibre optique, guidant la lumière du concentrateur au centre de la chambre d'expérience, n'est pas envisageable facilement dans ce type d'installation, et encore moins à pression atmosphérique. Deux solutions sont alors possibles :

- Soit on place l'ensemble de la source à concentrateur au niveau du centre de la chambre, ce qui pose des problèmes techniques de mise sous vide et de refroidissement,
- Soit on place un miroir au centre de la chambre et le concentrateur se trouve au niveau de la table d'analyse avec le faisceau d'étalonnage, qui fait alors un aller et retour. La mise en œuvre expérimentale est plus facile, mais au prix d'une augmentation de la puissance du concentrateur pour réaliser l'aller-retour au sein du système optique, qui possède généralement une transmission plutôt faible à cause de ses dimensions. Nos estimations indiquent qu'il faudra des sources à concentrateurs plus puissantes et plus lumineuses d'un ordre de grandeur.

Ces exigences nous ont amené à réfléchir aux possibilités d'augmentation des performances des concentrateurs.

La première possibilité est d'augmenter la puissance en augmentant le nombre de LEDs pour le pompage du concentrateur et d'augmenter la luminance par un processus de recyclage spatial comme présenté dans la partie III sur le Ce:LYSO [Pichon 2021]. Nous avons fait des investigations sur ce sujet avec un concentrateur en Ce:YAG pompé par 2240 LEDs au lieu de 512. En sortie, sur une surface de 1 mm^2 , la puissance crête atteint 145 W et la luminance $4.6 \text{ kW/cm}^2/\text{sr}$ [Nourry-Martin 2021], ce qui représente un record pour un concentrateur luminescent. Cette valeur de luminance se rapproche des luminances de corps noir typique (1 eV) que l'on cherche à analyser (cf. figure 1). Cependant, les performances ne seront pas suffisantes pour répondre aux besoins des grandes installations laser de puissance.

Nous nous sommes donc penchés sur une autre possibilité en utilisant un pompage optique par laser impulsif plutôt que par LEDs. Ainsi, la concentration temporelle nécessaire pour atteindre une grande puissance crête est réalisée au niveau de la source de pompage, via un régime déclenché sur le laser de pompe. En utilisant des concentrateurs luminescents en PMMA (poly(méthacrylate de méthyle)) dopés par des colorants organiques, nous avons obtenu des résultats très encourageants, avec des puissances crête de plusieurs kilowatts et des luminances atteignant $20 \text{ kW/cm}^2/\text{sr}$. Ces résultats n'ont pas été encore publiés car ils ont servi à étayer une invention qui vient d'être déposée (numéro d'enregistrement brevet : FR2307457).

Il faut noter qu'avec un pompage par laser, ce concentrateur devient un objet « passif » qui peut être activé à distance et donc placé facilement au centre de la chambre d'expérience : ceci offre des degrés de liberté pour la configuration de l'étalonnage.

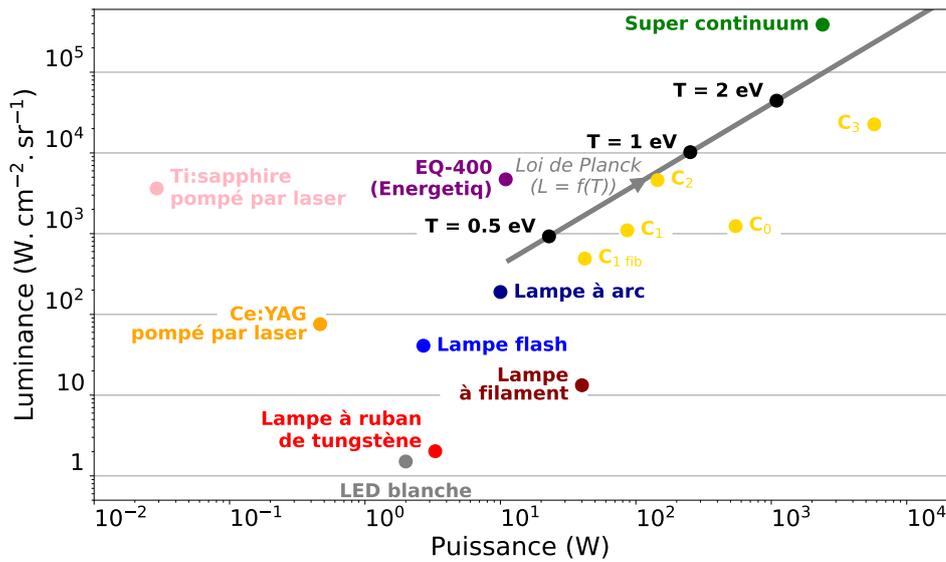


FIGURE 1 – Comparaison des résultats pour les sources à concentrateur luminescent pompé par LEDs dans le domaine visible pour les sources existantes. Le point C_0 correspond au point de départ de la thèse avec l'article [Pichon 2018]. Le point C_1 sont les caractéristiques de la source utilisée dans le chapitre II et le point $C_{1\text{ fib}}$ correspond à cette même source fibrée. Le point C_2 sont les données obtenues grâce à la configuration "3D" et présentées dans l'article [Nourry-Martin 2021]. Enfin le point C_3 sont les résultats atteints avec les concentrateurs luminescents en PMMA pompés par laser.

Une autre perspective associée aux concentrateurs concerne l'élargissement du spectre d'émission. En effet, le chapitre III a montré que plus les deux sources d'étalonnage sont écartées spectralement et plus la mesure d'émissivité sera possible dans une large gamme de températures. De plus, une large bande spectrale serait aussi un atout pour l'étalonnage d'autres diagnostics visibles de mesure de rétrodiffusion Raman (351–700 nm) ou Brillouin (349–353 nm). Elle pourrait aussi être très utile pour une mesure de réflectivité. Nous nous sommes donc interrogé sur comment élargir la bande spectrale d'une source à concentrateur. Comme les bandes spectrales sont limitées, l'idée est de combiner plusieurs concentrateurs sous la forme d'un assemblage comme montré sur la figure 2.

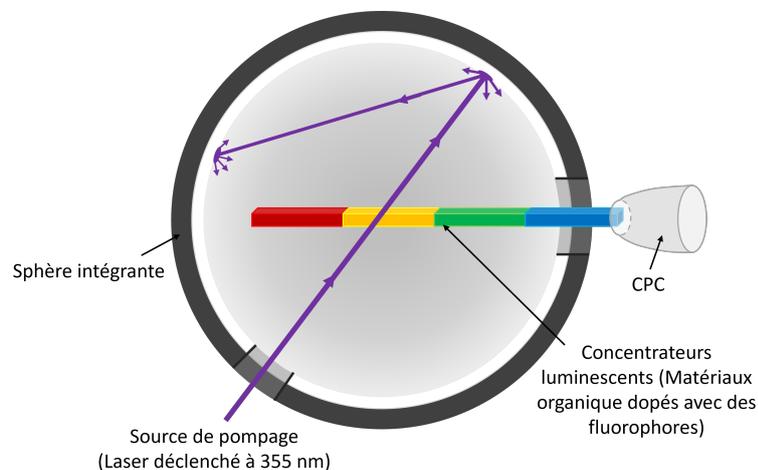


FIGURE 2 – Schéma de principe d'une source d'étalonnage utilisant un pompage laser et des concentrateurs luminescents en PMMA.

Pour éviter les effets de réabsorption, l'assemblage doit être réalisé dans le bon ordre, la longueur d'onde d'émission la plus courte étant placée le plus près de la sortie. Nous avons réalisé un premier assemblage avec 4 concentrateurs en PMMA utilisant des colorants différents (rouge, orange, vert et bleu). Cette configuration permet d'obtenir une source émettant un spectre de 380 nm de large s'étendant de 400 à 680 nm pour des impulsions de 15 ns (cf. figure 3). Ces résultats ont fait l'objet d'un dépôt de brevet très récent (numéro d'enregistrement brevet : FR2310762).

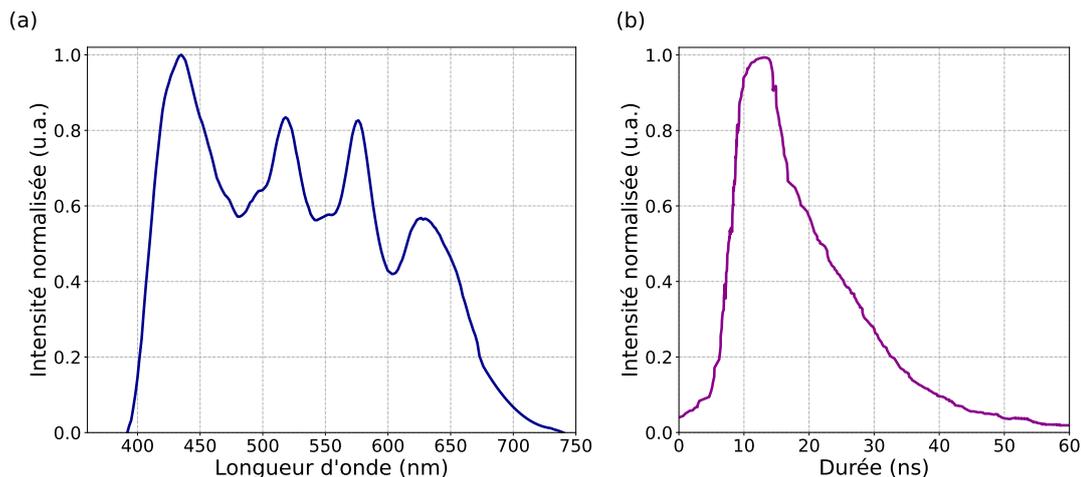


FIGURE 3 – (a) Spectre obtenu avec l'assemblage des différents PMMA. (b) Impulsion mesurée en sortie du CPC.

Ainsi les concentrateurs luminescents présentent un très fort potentiel pour l'étalonnage de multiples voies de mesures. Ces sources permettent en théorie un étalonnage des voies de pyrométrie optique sur d'autres installations (canons à gaz, XFEL, enceinte à plasma, ...). Les résultats très prometteurs présentés dans cette thèse ont ouvert la voie d'un nouveau champ de recherche qui ne fait que commencer.

Annexe A : Formalisme des concentrateurs luminescents

Pour pouvoir simuler numériquement un concentrateur de lumière, il est nécessaire de générer une approche théorique et mathématique du comportement des rayons au sein du concentrateur. Cette modélisation est issue de celle réalisée dans le manuscrit de thèse [Lopez 2023a].

Effet concentrateur

La lumière produite dans le concentrateur luminescent lors de la fluorescence ne possède pas de direction privilégiée (isotrope). On considère les rayons sortant par la face de sortie. Du fait de la réflexion totale interne, seule une partie des rayons émis par un point du concentrateur peut sortir : cet ensemble est appelé « cône de transmission ». Du fait de la géométrie du concentrateur, 6 faces perpendiculaires et parallèles deux à deux, un rayon appartenant au cône de transmission reste dans ce cône tant qu'il n'a pas atteint la face de sortie (cf. figure 1).

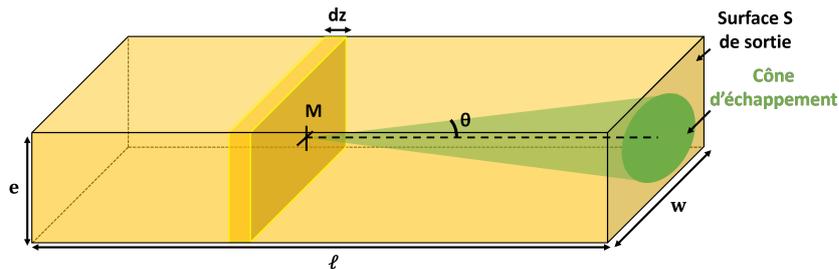


FIGURE 1 – Schéma d'un cône d'échappement de rayons dans un concentrateur sur une face latérale.

Pour mieux comprendre l'origine du terme concentrateur, examinons la nature de la lumière émise. Étant donné que la lumière émise est isotrope, les cônes de transmission renferment une puissance équivalente. Chaque face du concentrateur émet une puissance totale P_{totale} dans un angle solide Ω correspondant à un cône de transmission, avec P_{totale} représentant la puissance totale émise par le concentrateur. Si l'on examine l'émittance E sur une face de surface S du concentrateur, on obtient l'équation suivante :

$$E = \frac{P_{\text{totale}}\Omega}{4\pi S} \quad (1)$$

Pour maximiser l'émittance, il est donc préférable de choisir la face de sortie avec la plus petite surface, notée S dans la figure 1. Si P_{totale} est constant, il est possible de modifier l'émittance en ajustant la forme du concentrateur, car l'émittance est inversement proportionnelle à la surface de sortie du concentrateur (cf. équation 1). Considérons un exemple de concentrateur éclairé de manière homogène sur sa grande face par un flux lumineux E_{pompe} . En supposant que toute la puissance de pompe incidente soit convertie en lumière dans le concentrateur, nous avons :

$$P_{\text{totale}} = \frac{\lambda_p}{\lambda_{\text{em}}} P_{\text{pompe}} \quad (2)$$

Cela donne une émittance sur la petite face de sortie :

$$E_{\text{sortie}} = \frac{P_{\text{totale}} \Omega}{4\pi w e} = \frac{\lambda_p}{\lambda_{\text{em}}} \frac{\Omega}{4\pi w e} \quad (3)$$

En comparant l'émittance de la pompe à celle en sortie, nous obtenons :

$$\frac{E_{\text{sortie}}}{E_{\text{pompe}}} = \frac{\lambda_p}{\lambda_{\text{em}}} \frac{\Omega}{4\pi e} \quad (4)$$

En ajustant le rapport $\frac{\ell}{e}$, correspondant au facteur de forme du concentrateur, il est possible d'obtenir une émittance en sortie plus élevée que l'émittance de la pompe, illustrant ainsi l'effet « concentrateur ».

Indicatrice d'émission

Pour mieux appréhender la répartition de l'émission à la sortie du concentrateur, on évalue l'intensité émise dans une direction θ' à l'aide de la relation $I(\theta') = \frac{dP}{d\Omega}$, où dP représente la puissance émise dans l'angle solide élémentaire $d\Omega$ autour de la direction θ' . L'angle θ désigne l'angle d'incidence du rayon avant la sortie, et θ' est l'angle réfracté, relié à θ par la relation de Descartes : $n \sin \theta = n' \sin \theta'$. Dans le concentrateur, l'émission est isotrope, mais à la sortie, il est essentiel de prendre en considération les réflexions de Fresnel, variables selon l'incidence :

$$R_{TE}(\theta) = \left(\frac{n \cos \theta - n' \cos \theta'}{n \cos \theta + n' \cos \theta'} \right)^2 \quad \text{et} \quad R_{TM}(\theta) = \left(\frac{n \cos \theta' - n' \cos \theta}{n \cos \theta' + n' \cos \theta} \right)^2 \quad (5)$$

La transmission de Fresnel pour un angle d'incidence θ , moyennée sur les deux polarisations, se définit comme :

$$T(\theta) = 1 - \frac{1}{2}(R_{TE}(\theta) + R_{TM}(\theta)) \quad (6)$$

L'intensité dans la direction de sortie θ' correspondant à une direction incidente θ sur l'interface est ainsi exprimée par :

$$I(\theta') = I_0 T(\theta) \quad (7)$$

Ici, I_0 symbolise l'intensité émise dans le concentrateur dans toutes les directions. En raison des réflexions de Fresnel, l'émission à la sortie n'affiche pas une distribution isotrope, mais plutôt similaire à celle d'une source Lambertienne (cf. figure 2).

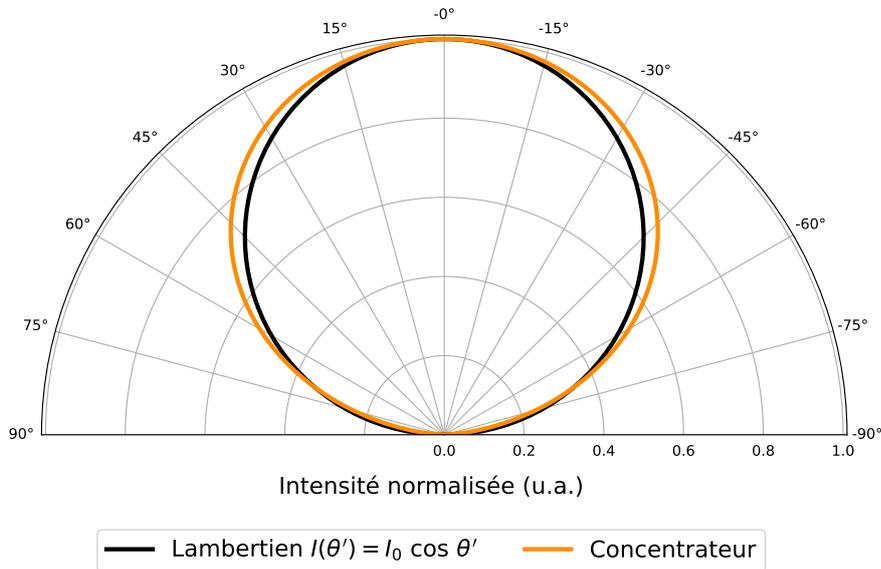


FIGURE 2 – Comparaison de l'indicatrice de sortie d'une source à concentrateur lumineux avec celle d'une source Lambertienne.

Puissance en sortie du concentrateur

Pour calculer la puissance contenue dans le cône de transmission de la face de sortie, nous nous référons à la figure 1. En supposant un éclairage uniforme sur la face de pompe, la puissance de pompe reçue par la tranche dz est donnée par :

$$dP_{dz} = TP_{\text{pompe}} \frac{wdz}{w\ell} = P_{\text{pompe}} \frac{dz}{\ell} \quad (8)$$

où T est la transmission de Fresnel de la face pompée en tenant compte de toutes les incidences.

$$T = \frac{\int_0^{\theta_{\text{RTI}}} I_0 T(\theta) 2\pi \sin \theta \cos \theta d\theta}{\pi I_0} = 2 \int_0^{\theta_{\text{RTI}}} T(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (9)$$

Il est également nécessaire de tenir compte de la puissance absorbée par le concentrateur. On utilise pour cela son absorption moyenne α_p (en cm^{-1}) qui se calcule en intégrant le spectre de la source de pompe sur le spectre d'absorption du concentrateur lumineux utilisé. La puissance absorbée par le concentrateur d'une épaisseur e s'écrit alors :

$$dP_{\text{absorbée}} = TP_{\text{pompe}} \frac{dz}{\ell} (1 - e^{-e\alpha_p}) \quad (10)$$

En utilisant les longueurs d'onde moyennes de pompe et d'émission, la puissance émise par la tranche dz s'exprime comme :

$$dP = T\eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} P_{pompe} (1 - e^{-t\alpha_p}) \frac{dz}{\ell} \quad (11)$$

La puissance émise par la tranche dz dans le cône de sortie est alors :

$$dP_{c\hat{o}ne} = dP \frac{2\pi(1 - \cos\theta_{RTI})}{4\pi} = dP \frac{1 - \cos\theta_{RTI}}{2} \quad (12)$$

Cette lumière se propage jusqu'à la face de sortie et subit des pertes par propagation, prises en compte via un coefficient α . Les pertes peuvent avoir plusieurs origines : diffusion, réabsorption, absorption par l'état excité. Ainsi, la transmission jusqu'à la face de sortie est $e^{-\alpha d(z)}$, avec $d(z)$ la distance moyenne de propagation dans le cône de sortie :

$$d(z) = z \frac{-\ln(\cos\theta_{RTI})}{1 - \cos\theta_{RTI}} \quad (13)$$

Pour simplifier les calculs, notons $k = \frac{-\ln(\cos\theta_{RTI})}{(1 - \cos\theta_{RTI})}$. Finalement, la puissance atteignant la surface de sortie venant de la tranche dz est donnée par :

$$dP_{c\hat{o}ne} = T\eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} P_{pompe} (1 - e^{-e\alpha_p}) \frac{1 - \cos\theta_{RTI}}{2} e^{-\alpha k z} \frac{dz}{\ell} \quad (14)$$

En intégrant et en tenant compte de la transmission par la face de sortie (qui vaut aussi T), la puissance de sortie est donnée par :

$$P_{sortie} = T^2 \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} (1 - e^{-e\alpha_p}) \frac{1 - \cos\theta_{RTI}}{2} \frac{1}{\alpha k} (1 - e^{-\alpha k}) P_{pompe} \quad (15)$$

L'efficacité du concentrateur est alors donnée par le rapport de la puissance de sortie sur la puissance de pompe.

Annexe B : Concentration 3D

Cette modélisation est à nouveau issue de celle réalisée dans le manuscrit de thèse [Lopez 2023a].

Un concentrateur luminescent réalise un confinement de la lumière par réflexions totales internes sur les faces latérales et les grandes faces, donnant ainsi lieu à une concentration selon deux dimensions. Dans cette annexe, nous introduisons un miroir qui recouvre partiellement la face de sortie, réduisant ainsi sa surface à S' . De ce fait, les rayons lumineux sont confinés dans les trois dimensions de l'espace, justifiant ainsi le terme de concentration « 3D ». Le parcours des rayons à travers la structure, afin d'atteindre la position propice pour sortir, est qualifié de recyclage spatial de la lumière.

Étant donné que le concentrateur est supposé lambertien, la luminance en sortie s'exprime simplement comme suit :

$$L_{2D} = \frac{P}{S\pi} \quad (1)$$

Afin de démontrer l'efficacité de la concentration "3D" en augmentant la luminance, nous devons maintenant calculer la luminance L_{3D} pour la face rétrécie à une surface S' . Nous commençons par déterminer la puissance en sortie. Introduisons le rapport d'ouverture $r = S/S'$. Contrairement au cas "2D", de nombreux rayons seront piégés par le miroir supplémentaire à l'intérieur du concentrateur luminescent et subiront de multiples réflexions supplémentaires sur les faces $w \times e$ avant d'atteindre l'ouverture.

Considérons les rayons se propageant directement vers la face de sortie. En supposant une distribution homogène des rayons à l'intérieur du concentrateur luminescent, un rayon incident sur la face de sortie a une probabilité de traverser l'ouverture donnée par le rapport des surfaces :

$$\frac{S'}{S} = \frac{1}{r} \quad (2)$$

Cela signifie que la puissance incidente sur l'ouverture liée à ce premier rayon atteignant la surface de sortie est de $\frac{1}{r}P_1$. En raison de la réflexion de Fresnel, la puissance de sortie est donnée par :

$$P_{3D,1} = \frac{T}{r}P_1 \quad (3)$$

La puissance recyclée dans le concentrateur luminescent après ce premier impact se divise en deux parties : $\left(1 - \frac{1}{r}\right)RP_1$, correspondant à la probabilité de réflexion sur le miroir (R) couvrant la face de sortie, et $\frac{(1-T)}{r}P_1$, correspondant aux réflexions de Fresnel au niveau

de l'ouverture. Ces rayons reviennent sur la face de sortie après une réflexion sur le miroir arrière et une distance moyenne de propagation dans le concentrateur luminescent de $2lk$. Par conséquent, la puissance de sortie après le deuxième impact sur la face de sortie est donnée par :

$$P_{3D,2} = \frac{T}{r} e^{-2\alpha k \ell} \left[\frac{(1-T)}{r} R + \frac{(1-\frac{1}{r})R^2}{r} \right] P_1 \quad (4)$$

Par récurrence, la puissance de sortie totale $P_{3D,tot}$ est la somme de toutes les puissances incidentes sur la sortie :

$$P_{3D,tot} = \sum_{j=1}^{\infty} P_{3D,j} = \frac{T}{r} P_1 \frac{1}{1 - e^{-2\alpha k \ell}} \left[\frac{(1-T)}{r} R + \frac{(1-\frac{1}{r})R^2}{r} \right] \quad (5)$$

La même méthode peut être utilisée pour trouver la contribution des rayons d'abord réfléchis sur le miroir arrière, c'est-à-dire ceux correspondant à $P'_{3D,tot}$. En additionnant toutes les puissances, on obtient la puissance totale incidente sur l'ouverture de sortie provenant du cône de la face opposée :

$$P'_{3D,tot} = P_{3D,tot} R e^{-\alpha k \ell} \quad (6)$$

En sommant les deux contributions, on retrouve la puissance en sortie de l'ouverture qui est :

$$P_{3D} = P_{3D,tot} + P'_{3D,tot} \quad (7)$$

En utilisant la formule 1, on peut donc remonter à la luminance :

$$L_{3D} = \frac{P_{3D}}{S' \pi} \quad (8)$$

L'amélioration de la luminance est donnée par le rapport entre la luminance des surfaces de sortie :

$$\frac{L_{3D}}{L_{2D}} = \frac{(1 - e^{-2\alpha k \ell}) R (1 - T)}{(1 - e^{-2\alpha k \ell}) \left[\frac{(1-T)}{r} R + \frac{(1-\frac{1}{r})R^2}{r} \right]} \quad (9)$$

Cette équation est représentée sur la figure II.19 pour différentes valeurs de $\alpha k \ell$. Les courbes montrent que la luminance augmente lorsque l'ouverture est réduite. Ceci est contre-intuitif, car dans le cas habituel, la luminance d'une surface émettrice reste la même même si la surface est réduite. En effet, l'amélioration de la luminance a lieu ici en raison du recyclage de la lumière. L'ouverture étant réalisée à l'aide de miroirs, la lumière peut être recyclée par les miroirs sur les faces $w \times e$ jusqu'à ce que les rayons atteignent la sortie à travers l'ouverture. Si la valeur de $\alpha k \ell$ est suffisamment faible, l'amélioration de la luminance peut être supérieure à un ordre de grandeur.

L'amélioration de la luminance possède néanmoins une valeur maximale lorsque r devient trop grand et tend vers une limite fixée par l'équation 10, qui est liée aux pertes par propagation :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left(\frac{L_{3D}}{L_{2D}} \right) = \frac{(1 - e^{-2\alpha k \ell}) R (1 - T)}{(1 - e^{-2\alpha k \ell}) R^2} \quad (10)$$

Liste des publications et conférences

Revue scientifique avec comité de lecture

Nourry-Martin, M., Pichon, P., Druon, F., Darbon, S., Balembois, F., & Georges, P. (2021). *Light recycling in LED-pumped Ce:YAG luminescent concentrators*. Optics Express, 29(16), 25302-25313.

Pichon, P., Lopez, L., Nourry-Martin, M., Darbon, S., Druon, F., Georges, P., & Balembois, F. (2022). *Light Extraction and Brightness Enhancement of Luminescent Rectangular Slabs*. Advanced Photonics Research, 3(7), 2100356.

Nourry-Martin, M., Denoeud, A., Chollet, C., Bonneau, M., Vinci, T., Ravasio, A., Brygoo, S., Darbon, S., & Balembois, F. (2023). *Absolute calibration of a streaked optical pyrometer at nanosecond time scale with a luminescent concentrator*. Review of Scientific Instruments, 94(8).

Congrès

Nourry-Martin, M., Pichon, P., Druon, F., Darbon, S., Georges, P., & Balembois, F. (2021). *Incoherent light source exceeding the brightness of 18 suns using light recycling in LED-pumped luminescent concentrators*. OSA Advanced Photonics Congress (pp. PvTu2E-5). **Oral**.

Nourry-Martin, M., Pichon, P., Darbon, S., Druon, F., Georges, P., & Balembois, F. (2021). *Influence de l'ESA dans les concentrateurs Ce:YAG pompés par LED*. SFO Optique Dijon. **Poster**.

Nourry-Martin, M., Denoeud, A., Chollet, C., Bonneau, M., Vinci, T., Ravasio, A., Brygoo, S., Darbon, S., & Balembois, F. (Juin 2023). *LED-pumped Ce:YAG luminescent concentrator for absolute calibration of streaks cameras at nanosecond sweep durations*. Optica CLEO/Europe-EQEC. **Poster**.

Nourry-Martin, M., Denoeud, A., Chollet, C., Bonneau, M., Vinci, T., Ravasio, A., Brygoo, S., Darbon, S., & Balembois, F. (Août 2023). *LED-pumped Ce:YAG luminescent concentrator for absolute calibration of a streaked optical pyrometer*. International Conference on Luminescence. **Oral**.

Brevets

Balembois, F., Nourry-Martin, M., & Darbon, S. (déposé le 12/07/2023), *Dispositif d'émission lumineuse amélioré comprenant un concentrateur de lumière luminescent*, N° de dépôt : FR2307457, 92 INPI.

Balembois, F., Nourry-Martin, M., & Darbon, S. (déposé le 09/10/2023), *Ensemble de concentrateurs de lumière luminescents, Dispositif d'émission lumineuse et Méthode pour générer un faisceau de sortie avec un spectre large*, N° de dépôt : FR2310762, 92 INPI.

Bibliographie

- [Amiel 2014] S. AMIEL. “Mesures de température de surface des composants face au plasma dans les tokamaks”. Thèse de doct. Aix-Marseille, 2014 (cf. p. 60).
- [Antonis 2017] P. ANTONIS, D. DE BOER, R. KOOLE, S. KADIJK, Y. LI, V. VANBROEKHOVEN, P. VAN DE VOORDE et C. G. A. HOELEN. “Progress in extremely high brightness LED-based light sources”. *Sixteenth International Conference on Solid State Lighting and LED-based Illumination Systems*. SPIE, 2017, p. 23 (cf. p. 33).
- [Barbet 2016a] A. BARBET. “Pompage par LED de matériaux laser émettant dans le visible ou l’infrarouge proche.” Thèse de doct. Université Paris-Saclay (ComUE), 2016 (cf. p. 33).
- [Barbet 2016b] A. BARBET, A. PAUL, T. GALLINELLI, F. BALEMBOIS, J.-P. BLANCHOT, S. FORGET, S. CHÉNAIS, F. DRUON et P. GEORGES. “Light-emitting diode pumped luminescent concentrators : a new opportunity for low-cost solid-state lasers”. *Optica* Vol. 3, No. 5, (2016), p. 465-468 (cf. p. 33).
- [Bedford 1988] R. BEDFORD, C. MA, C. ZAIXIANG et S. YUXING. “Calculation of the radiant characteristics of a plane diffuse surface covered by a specular hemisphere”. *Journal of Physics E : Scientific Instruments* Vol. 21, No. 8, (1988), p. 785 (cf. p. 62).
- [Benuzzi 1998] A. BENUZZI, M. KOENIG, B. FARAL, J. KRISHNAN, F. PISANI, D. BATANI, S. BOSSI, D. BERETTA, T. HALL, S. ELLWI, S. HÜLLER, J. HONRUBIA et N. GRANDJOUAN. “Preheating study by reflectivity measurements in laser-driven shocks”. *Physics of Plasmas* Vol. 5, No. 6, (1998), p. 2410-2420 (cf. p. 62).
- [Boer 2016] D. K. de BOER, D. BRULS et H. JAGT. “High-brightness source based on luminescent concentration”. *Optics Express* Vol. 24, No. 14, (2016), A1069-A1074 (cf. p. 33).
- [Bousquet 2007] L. A. BOUSQUET. “Mesure et modélisation des propriétés optiques spectrales et directionnelles des feuilles”. Thèse de doct. Paris 7, 2007 (cf. p. 67).
- [Brygoo 2006] S. BRYGOO. “Chocs laser sur le diamant, l’hélium et l’hydrogène : une étude expérimentale de la "Warm Dense Matter"”. Thèse de doct. Ecole Polytechnique X, 2006 (cf. p. 13).
- [Brygoo 2015] S. BRYGOO, M. MILLOT, P. LOUBEYRE, A. E. LAZICKI, S. HAMEL, T. QI, P. M. CELLIERS, F. COPPARI, J. H. EGGERT, D. E. FRATANDUONO, D. G. HICKS, J. R. RYGG, R. F. SMITH, D. C. SWIFT, G. W. COLLINS et R. JEANLOZ. “Analysis of laser shock experiments on precompressed samples using a quartz reference and application to warm dense

- hydrogen and helium”. *Journal of Applied Physics* Vol. 118, No. 19, (2015), p. 195901 (cf. p. 29, 52, 64, 76).
- [Cabannes 1996] F. CABANNES. “Température de surface : mesure radiative”. *Mesures physiques* (1996) (cf. p. 61-62).
- [Casey 2017] D. CASEY, D. SAYRE, C. BRUNE, V. SMALYUK, C. WEBER, R. TIPTON, J. PINO, G. GRIM, B. REMINGTON, D. DEARBORN et al. “Thermonuclear reactions probed at stellar-core conditions with laser-based inertial-confinement fusion”. *Nature Physics* Vol. 13, No. 12, (2017), p. 1227-1231 (cf. p. 9).
- [Casner 2015] A. CASNER, T. CAILLAUD, S. DARBON, A. DUVAL, I. THFOUIN, J. JADAUD, J. LEBRETON, C. REVERDIN, B. ROSSE, R. ROSCH, N. BLANCHOT, B. VILLETTE, R. WROBEL et J. MIQUEL. “LMJ/PETAL laser facility : Overview and opportunities for laboratory astrophysics”. *High Energy Density Physics* Vol. 17, (2015). 10th International Conference on High Energy Density Laboratory Astrophysics, p. 2-11 (cf. p. 19).
- [Celliers 1993] P. CELLIERS et A. NG. “Optical probing of hot expanded states produced by shock release”. *Physical Review E* Vol. 47, No. 5, (1993), p. 3547-3565 (cf. p. 62).
- [Celliers 2010] P. M. CELLIERS, P. LOUBEYRE, J. H. EGGERT, S. BRYGOO, R. S. MCWILLIAMS, D. G. HICKS, T. R. BOEHLY, R. JEANLOZ et G. W. COLLINS. “Insulator-to-Conducting Transition in Dense Fluid Helium”. *Phys. Rev. Lett.* Vol. 104, (18 2010), p. 184503 (cf. p. 64).
- [Celliers 2023] P. M. CELLIERS et M. MILLOT. “Imaging velocity interferometer system for any reflector (VISAR) diagnostics for high energy density sciences”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 94, No. 1, (2023), p. 011101 (cf. p. 15).
- [Chen 2023] Z. CHEN, Y. LIU, J. LIU, Z. YUAN et Y. LIU. “The measurement and modeling investigation on the BRDF of brass under variable temperature”. *Infrared Physics & Technology* Vol. 128, (2023), p. 104505 (cf. p. 66).
- [Coates 1988] P. B. COATES. “Tungsten Ribbon Lamps”. *Theory and Practice of Radiation Thermometry*. John Wiley & Sons, Ltd, 1988. Chap. 13, p. 773-819 (cf. p. 25, 27).
- [Cobble 2011] J. COBBLE, K. FLIPPO, D. OFFERMANN, F. LOPEZ, J. OERTEL, D. MASTROSIMONE, S. LETZRING et N. SINENIAN. “High-resolution Thomson parabola for ion analysis”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 82, No. 11, (2011) (cf. p. 92).
- [Collins 2001] G. COLLINS, P. CELLIERS, L. DA SILVA, R. CAUBLE, D. GOLD, M. FOORD, N. HOLMES, B. HAMMEL, R. WALLACE et A. NG. “Temperature measurements of shock compressed liquid deuterium up to 230 GPa”. *Physical Review Letters* Vol. 87, No. 16, (2001), p. 165504 (cf. p. 56).
- [Colombier 2005] J.-P. COLOMBIER, P. COMBIS, F. BONNEAU, R. LE HARZIC et E. AUDOUARD. “Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation”. *Physical review B* Vol. 71, No. 16, (2005), p. 165406 (cf. p. 69).

- [Davidson 2004] R. C. DAVIDSON, T. KATSOULEAS, J. ARONS, M. BARING, C. DEENEY, L. DI MAURO, T. DITMIRE, R. FALCONE, D. HAMMER, W. HILL et al. *Frontiers for discovery in high energy density physics*. Rapp. tech. DOESC (USDOE Office of Science (SC)), 2004 (cf. p. 10-11).
- [De Boer 2017] D. K. G. DE BOER, D. BRULS, C. HOELEN et H. JAGT. “High lumen density sources based on LED-pumped phosphor rods : opportunities for performance improvement”. *Sixteenth International Conference on Solid State Lighting and LED-based Illumination Systems*. Sous la dir. de N. DIETZ et I. T. FERGUSON. San Diego, United States : SPIE, 2017, p. 22 (cf. p. 35, 38).
- [Debras 2012] G. DEBRAS. “Etude expérimentale du séquençage des chocs pour la Fusion par Confinement Inertiel”. Thèse de doct. Ecole Polytechnique X, 2012 (cf. p. 10).
- [Desjarlais 2009] M. P. DESJARLAIS et K. B. FOURNIER. “Quantum Molecular Dynamics Simulations for Generating Equation of State Data”. *AIP Conference Proceedings*. Monterey (California) : AIP, 2009, p. 32-38 (cf. p. 13).
- [Drake 2010] R. P. DRAKE. “High-energy-density physics”. *Physics Today* Vol. 63, No. 6, (2010), p. 28-33 (cf. p. 1).
- [Duvaut 2008] T. DUVAUT. “Comparison between multiwavelength infrared and visible pyrometry : Application to metals”. *Infrared Physics & Technology* Vol. 51, No. 4, (2008), p. 292-299 (cf. p. 21).
- [Falk 2014] K. FALK, C. A. MCCOY, C. L. FRYER, C. W. GREEFF, A. L. HUNGERFORD, D. S. MONTGOMERY, D. W. SCHMIDT, D. G. SHEPPARD, J. R. WILLIAMS, T. R. BOEHLY et J. F. BENAGE. “Temperature measurements of shocked silica aerogel foam”. *Physical Review E* Vol. 90, No. 3, (2014), p. 033107 (cf. p. 16, 29, 52, 64).
- [Fatyanov 2015] O. V. FAT’YANOV et P. D. ASIMOW. “Contributed Review : Absolute spectral radiance calibration of fiber-optic shock-temperature pyrometers using a coiled-coil irradiance standard lamp”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 86, No. 10, (2015), p. 101502 (cf. p. 24).
- [Floyd 2016] E. FLOYD, E. T. GUMBRELL, J. FYRTH, J. D. LUIS, J. W. SKIDMORE, S. PATANKAR, S. GILTRAP et R. SMITH. “A high spatio-temporal resolution optical pyrometer at the ORION laser facility”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 87, No. 11, (2016), 11E546 (cf. p. 19).
- [Frieman 1953] E. A. FRIEMAN et L. MOTZ. “The Proton-Proton Reaction and Energy Production in the Sun”. *Phys. Rev.* Vol. 89, (3 1953), p. 648-650 (cf. p. 2).
- [Fu 2006] L. FU, R. LEUTZ et H. RIES. “Beating the brightness theorem : thermodynamics of light recycling (experimental)”. *ICO20 : Illumination, Radiation, and Color Technologies*. T. 6033. SPIE. 2006, p. 23-28 (cf. p. 34).
- [Gallegos 2010] C. H. GALLEGOS, B. MARSHALL, M. TEEL, V. T. ROMERO, A. DIAZ et M. BERNINGER. “Comparison of triature Doppler velocimetry and visar”. *Journal of Physics : Conference Series*. T. 244. 3. IOP Publishing. 2010, p. 032045 (cf. p. 76).
- [Gallinelli 2017] T. GALLINELLI. “Les concentrateurs luminescents pour l’amplification de la brillance des diodes électroluminescentes : application au pompage laser”. Thèse de doct. Université Paris 13, 2017 (cf. p. 33).

- [Glasstone 1960] S. GLASSTONE et R. LOVBERG. “Controlled Thermonuclear Reactions Van Nostrand”. *Princeton, New Jersey* (1960) (cf. p. 7).
- [Gregor 2016] M. C. GREGOR, R. BONI, A. SORCE, J. KENDRICK, C. A. MCCOY, D. N. POLSIN, T. R. BOEHLY, P. M. CELLIERS, G. W. COLLINS, D. E. FRATANDUONO, J. H. EGGERT et M. MILLOT. “Absolute calibration of the OMEGA streaked optical pyrometer for temperature measurements of compressed materials”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 87, No. 11, (2016), p. 114903 (cf. p. 28-29, 52).
- [Guarnera 2016] D. GUARNERA, G. GUARNERA, A. GHOSH, C. DENK et M. GLENCROSS. “BRDF Representation and Acquisition”. *Computer Graphics Forum* Vol. 35, No. 2, (2016), p. 625-650 (cf. p. 66).
- [Hall 1997] T. A. HALL, A. BENUZZI, D. BATANI, D. BERETTA, S. BOSSI, B. FARAL, M. KOENIG, J. KRISHNAN, T. LÖWER et M. MAHDIEH. “Color temperature measurement in laser-driven shock waves”. *Phys. Rev. E* Vol. 55, (6 1997), R6356-R6359 (cf. p. 21).
- [He 2019] Z. HE, G. JIA, F. ZHANG, X. HUANG, Z. FANG, J. DONG, H. SHU, J. YE, Z. XIE, Y. TU et et AL. “Calibration and verification of streaked optical pyrometer system used for laser-induced shock experiments”. *High Power Laser Science and Engineering* Vol. 7, (2019), e49 (cf. p. 21, 28, 54).
- [Hervé 2005] P. HERVÉ. *Mesure de l'émissivité thermique*. Ed. Techniques Ingénieur, 2005 (cf. p. 62).
- [Hicks 2006] D. G. HICKS, T. R. BOEHLY, J. H. EGGERT, J. E. MILLER, P. M. CELLIERS et G. W. COLLINS. “Dissociation of Liquid Silica at High Pressures and Temperatures”. *Physical Review Letters* Vol. 97, No. 2, (2006), p. 025502 (cf. p. 29, 48, 51, 55-56, 64, 69-70).
- [Hoelen 2017] C. HOELEN, P. ANTONIS, D. de BOER, R. KOOLE, S. KADIJK, Y. LI, V. VANBROEKHOVEN et P. VAN DE VOORDE. “Progress in extremely high brightness LED-based light sources”. *Sixteenth International Conference on Solid State Lighting and LED-based Illumination Systems*. T. 10378. SPIE. 2017, p. 74-92 (cf. p. 35).
- [Huser 2004] G. HUSER. “Equation d'état du fer comprimé par choc laser”. Thèse de doct. Ecole Polytechnique X, 2004 (cf. p. 13).
- [Huser 2015] G. HUSER, V. RECOULES, N. OZAKI, T. SANO, Y. SAKAWA, G. SALIN, B. ALBERTAZZI, K. MIYANISHI et R. KODAMA. “Experimental and ab initio investigations of microscopic properties of laser-shocked Gedoped ablator”. *Physical Review E* Vol. 92, No. 6, (2015), p. 063108 (cf. p. 55).
- [Jaanimagi 2005] P. A. JAANIMAGI, R. BONI, D. BUTLER, S. GHOSH, W. R. DONALDSON et R. L. KECK. “The streak camera development program at LLE”. *26th International Congress on High-Speed Photography and Photonics*. T. 5580. SPIE. 2005, p. 408-415 (cf. p. 55).
- [Johnston 2012] M. D. JOHNSTON, B. V. OLIVER, D. W. DROEMER, B. FROGGET, M. D. CRAIN et Y. MARON. “Absolute calibration method for nanosecond-resolved, time-streaked, fiber optic light collection, spectroscopy systems”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 83, No. 8, (2012), p. 083108 (cf. p. 27).

- [Jones 2019] J. JONES, P. MASON et A. WILLIAMS. "A compilation of data on the radiant emissivity of some materials at high temperatures". *Journal of the Energy Institute* Vol. 92, No. 3, (2019), p. 523-534 (cf. p. 60).
- [Kakani 2008] S. KAKANI et S. KAKANI. *Nuclear and particle physics*. 2008 (cf. p. 7).
- [Kirenkov 1959] I. I. KIRENKOV. "Metrological features of color pyrometry". *Measurement Techniques* Vol. 2, No. 1, (1959), p. 33-38 (cf. p. 20).
- [Kniazev 2000] A. Y. KNIAZEV, S. A. PUSTILNIK, J. MASEGOSA, I. MARQUEZ, A. V. UGRYUMOV, J. -. MARTIN, Y. I. IZOTOV, D. ENGELS, N. BROSCHE, U. HOPP, S. MERLINO et V. A. LIPOVETSKY. *HS 0822+3542 - a new nearby extremely metal-poor galaxy*. 2000 (cf. p. 1).
- [Koechner 2003] W. KOECHNER et M. BASS. *Solid-state lasers : a graduate text*. Advanced texts in physics. New York : Springer, 2003 (cf. p. 25).
- [Krane 1991] K. S. KRANE. *Introductory nuclear physics*. John Wiley & Sons, 1991 (cf. p. 2).
- [Kraus 2012] R. G. KRAUS, S. T. STEWART, D. C. SWIFT, C. A. BOLME, R. F. SMITH, S. HAMEL, B. D. HAMMEL, D. K. SPAULDING, D. G. HICKS, J. H. EGGERT et G. W. COLLINS. "Shock vaporization of silica and the thermodynamics of planetary impact events". *Journal of Geophysical Research : Planets* Vol. 117, No. E9, (2012) (cf. p. 29).
- [Kritcher 2020] A. L. KRITCHER, D. C. SWIFT, T. DÖPPNER, B. BACHMANN, L. X. BENEDICT, G. W. COLLINS, J. L. DUBOIS, F. ELSNER, G. FONTAINE, J. A. GAFFNEY et al. "A measurement of the equation of state of carbon envelopes of white dwarfs". *Nature* Vol. 584, No. 7819, (2020), p. 51-54 (cf. p. 12).
- [Laffite 2014] S. LAFFITE, S. BATON, P. COMBIS, J. CLEROUIN, M. KOENIG, V. RECOULES, C. ROUSSEAU et L. VIDEAU. "Velocity Interferometer blanking due to preheating in a double pulse planar experiment". *Physics of Plasmas* Vol. 21, No. 8, (2014) (cf. p. 69).
- [Lamps 1964] I. LAMPS. "Publication Number TP-110". *General Electric Company, Nela Park, Cleveland, OH (1964) pg* Vol. 3, (1964) (cf. p. 24).
- [Laudernet 2004] Y. LAUDERNET, J. CLÉROUIN et S. MAZEVET. "Ab initio simulations of the electrical and optical properties of shock-compressed SiO₂". *Physical Review B* Vol. 70, No. 16, (2004), p. 165108 (cf. p. 29).
- [Lawson 1957] J. D. LAWSON. "Some criteria for a power producing thermonuclear reactor". *Proc. Phys. Soc. (London)* Vol. B70, (1957) (cf. p. 7).
- [Lerche 2004] R. LERCHE, D. ANDREWS, P. BELL, R. GRIFFITHS, A. HUEY, J. McDONALD et G. de DIOS. *Comparison of streak tube performance*. Rapp. tech. Lawrence Livermore National Lab.(LLNL), Livermore, CA (United States), 2004 (cf. p. 42).
- [Leutz 2006] R. LEUTZ, L. FU et H. RIES. "Carambola optics for recycling of light". *Applied optics* Vol. 45, No. 12, (2006), p. 2572-2575 (cf. p. 34).
- [Li 2018] S. LI, L. WANG, N. HIROSAKI et R.-J. XIE. "Color conversion materials for high-brightness laser-driven solid-state lighting". *Laser & Photonics Reviews* Vol. 12, No. 12, (2018), p. 1800173 (cf. p. 34).
- [Lindl 1995] J. LINDL. "Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain". *Physics of plasmas* Vol. 2, No. 11, (1995), p. 3933-4024 (cf. p. 9).

- [Lopez 2023a] L. LOPEZ. “Concentrateurs luminescents pour l’imagerie active dans le SWIR”. Thèse de doct. Université Paris-Saclay, 2023 (cf. p. 107, 111).
- [Lopez 2023b] L. LOPEZ, P. PICHON, P. LOISEAU, B. VIANA, R. MAHIOU, F. DRUON, P. GEORGES et F. BALEMBOIS. “Ce : LYSO, from scintillator to solid-state lighting as a blue luminescent concentrator”. *Scientific Reports* Vol. 13, No. 1, (2023), p. 7199 (cf. p. 87-88).
- [Loubeyre 2012] P. LOUBEYRE, S. BRYGOO, J. EGGERT, P. M. CELLIERS, D. K. SPAULDING, J. R. RYGG, T. R. BOEHLY, G. W. COLLINS et R. JEANLOZ. “Extended data set for the equation of state of warm dense hydrogen isotopes”. *Phys. Rev. B* Vol. 86, (14 2012), p. 144115 (cf. p. 64).
- [Lyzenga 1979] G. A. LYZENGA et T. J. AHRENS. “Multiwavelength optical pyrometer for shock compression experiments”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 50, No. 11, (1979), p. 1421-1424 (cf. p. 18, 21, 56).
- [Lyzenga 1983] G. A. LYZENGA, T. J. AHRENS et A. C. MITCHELL. “Shock temperatures of SiO₂ and their geophysical implications”. *Journal of Geophysical Research* Vol. 88, No. B3, (1983), p. 2431 (cf. p. 29).
- [MacIsaac 1999] D. MACISAAC, G. KANNER et G. ANDERSON. “Basic physics of the incandescent lamp (lightbulb)”. *The Physics Teacher* Vol. 37, No. 9, (1999), p. 520-525 (cf. p. 25).
- [Manuel 2015] A. M. MANUEL, M. MILLOT, L. G. SEPPALA, G. FRIEDERS, Z. ZEID, K. CHRISTENSEN et P. M. CELLIERS. “Upgrades to the VISAR-streaked optical pyrometer (SOP) system on NIF”. Sous la dir. de J. A. KOCH et G. P. GRIM. San Diego, California, United States, 2015, p. 959104 (cf. p. 19).
- [Matteï 2005] S. MATTEÏ. *Rayonnement thermique des matériaux opaques*. Ed. Techniques Ingénieur, 2005 (cf. p. 60, 65).
- [McIntire 2019] J. MCINTIRE, S. KITCHEN-MCKINLEY, D. TODARO et G. MEISTER. “Simulating response versus scan angle characterization on OCI for the upcoming PACE mission”. *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XXIII*. Sous la dir. de S. P. NEECK, P. MARTIMORT et T. KIMURA. T. 11151. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2019, p. 111511D (cf. p. 26).
- [Meyzonnette 1999] J.-L. MEYZONNETTE et T. LÉPINE. *Bases de radiométrie optique*. Cépaduès, 1999 (cf. p. 43).
- [Miller 2007a] J. E. MILLER, T. R. BOEHLY, A. MELCHIOR, D. D. MEYERHOFER, P. M. CELLIERS, J. H. EGGERT, D. G. HICKS, C. M. SORCE, J. A. OERTEL et P. M. EMMEL. “Streaked optical pyrometer system for laser-driven shock-wave experiments on OMEGA”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 78, No. 3, (2007), p. 034903 (cf. p. 19).
- [Miller 2007b] J. E. MILLER, T. R. BOEHLY, A. MELCHIOR, D. D. MEYERHOFER, P. M. CELLIERS, J. H. EGGERT, D. G. HICKS, C. M. SORCE, J. A. OERTEL et P. M. EMMEL. “Streaked optical pyrometer system for laser-driven shock-wave experiments on OMEGA”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 78, No. 3, (2007), p. 034903 (cf. p. 28, 56).

- [Millot 2015] M. MILLOT, N. DUBROVINSKAIA, A. ČERNOK, S. BLAHA, L. DUBROVINSKY, D. G. BRAUN, P. M. CELLIERS, G. W. COLLINS, J. H. EGGERT et R. JEANLOZ. “Shock compression of stishovite and melting of silica at planetary interior conditions”. *Science* Vol. 347, No. 6220, (2015), p. 418-420 (cf. p. 29, 51-52, 64, 69).
- [Miniscalco 1978] W. MINISCALCO, J. PELLEGRINO et W. YEN. “Measurements of excited-state absorption in Ce³⁺ : YAG”. *Journal of Applied Physics* Vol. 49, No. 12, (1978), p. 6109-6111 (cf. p. 33).
- [Monchau 2018] J.-P. MONCHAU et J. HAMEURY. “Mesure de l'émissivité thermique” (2018) (cf. p. 65).
- [More 1988] R. M. MORE, K. H. WARREN, D. A. YOUNG et G. B. ZIMMERMAN. “A new quotidian equation of state (QEOS) for hot dense matter”. *The Physics of Fluids* Vol. 31, No. 10, (1988), p. 3059-3078 (cf. p. 13).
- [Morita 2012] T. MORITA, Y. SAKAWA, Y. KURAMITSU, S. DONO, T. IDE, S. SHIBATA, H. AOKI, H. TANJI, T. SANO, A. SHIROSHITA, J. N. WAUGH, C. D. GREGORY, N. C. WOOLSEY et H. TAKABE. “Optical pyrometer system for collisionless shock experiments in high-power laser-produced plasmas”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 83, No. 10, (2012), p. 10D514 (cf. p. 19).
- [Ni 2014] P. NI, F. BIENIOSEK, E. HENESTROZA et S. LIDIA. “A multi-wavelength streak-optical-pyrometer for warm-dense matter experiments at NDCX-I and NDCX-II”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* Vol. 733, (2014), p. 12-17 (cf. p. 21).
- [Nourry-Martin 2021] M. NOURRY-MARTIN, P. PICHON, F. DRUON, S. DARBON, F. BALEMBOIS et P. GEORGES. “Light recycling in LED-pumped Ce : YAG luminescent concentrators”. *Optics Express* Vol. 29, No. 16, (2021), p. 25302-25313 (cf. p. 90, 103-104).
- [Ojanen 2012] M. OJANEN, P. KÄRHÄ, S. NEVAS, A. SPERLING, H. MÄNTYNEN et E. IKONEN. “Double-coiled tungsten filament lamps as absolute spectral irradiance reference sources”. *Metrologia* Vol. 49, No. 2, (2012), S53 (cf. p. 24).
- [Opachich 2020] Y. P. OPACHICH, R. S. CRUM, M. W. DAENE, E. C. DUTRA, H. N. MEHTA, H. L. SHELTON, P. WATTS et M. C. AKIN. “A multi-wavelength streaked optical pyrometer for dynamic shock compression measurements above 2500 K”. *Review of Scientific Instruments* Vol. 91, No. 3, (2020), p. 033108 (cf. p. 21).
- [Ouarets 2015] S. OUARETS. “Conception de la détection d'un goniorelectromètre métrologique pour mesurer la BRDF des surfaces”. Thèse de doct. Paris, CNAM, 2015 (cf. p. 67).
- [Parfeniuk 1986] D. PARFENIUK, A. NG, L. DASILVA et P. CELLIERS. “Reflectivity of a shocked solid surface”. *Optics Communications* Vol. 56, No. 6, (1986), p. 425-429 (cf. p. 62).
- [Patankar 2017] S. PATANKAR, E. T. GUMBRELL, T. S. ROBINSON, E. FLOYD, N. H. STUART, A. S. MOORE, J. W. SKIDMORE et R. A. SMITH. “Absolute calibration of optical streak cameras on picosecond time scales using supercontinuum generation”. *Applied Optics* Vol. 56, No. 24, (2017), p. 6982 (cf. p. 28-29, 56).

- [Pelka 2010] A. PELKA, G. GREGORI, D. O. GERICKE, J. VORBERGER, S. H. GLENZER, M. M. GÜNTHER, K. HARRES, R. HEATHCOTE, A. L. KRITCHER, N. L. KUGLAND, B. LI, M. MAKITA, J. MITHEN, D. NEELY, C. NIEMANN, A. OTTEN, D. RILEY, G. SCHAUMANN, M. SCHOLLMEIER, A. TAUSCHWITZ et M. ROTH. “Ultrafast Melting of Carbon Induced by Intense Proton Beams”. *Phys. Rev. Lett.* Vol. 105, (26 2010), p. 265701 (cf. p. 92).
- [Phillips 1997] K. J. H. PHILLIPS, C. J. GREER, A. K. BHATIA, I. H. COFFEY, R. BARNSELY et F. P. KEENAN. “Fe XVII X-ray lines in solar coronal and laboratory plasmas” (1997) (cf. p. 8).
- [Pichon 2018] P. PICHON, A. BARBET, J.-P. BLANCHOT, F. DRUON, F. BALEMBOIS et P. GEORGES. “Light-emitting diodes : a new paradigm for Ti : sapphire pumping”. *Optica* Vol. 5, No. 10, (2018), p. 1236-1239 (cf. p. 35-36, 104).
- [Pichon 2019] P. PICHON. “Pompage par LED de concentrateurs luminescents et de lasers dopés aux métaux de transition”. Thèse de doct. Université Paris Saclay (COmUE), 2019 (cf. p. 33).
- [Pichon 2021] P. PICHON, F. BALEMBOIS, F. DRUON et P. GEORGES. “3D luminescent concentrators”. *Optics Express* Vol. 29, No. 5, (2021), p. 6915-6926 (cf. p. 90, 103).
- [Qi 2015] T. QI, M. MILLOT, R. G. KRAUS, S. ROOT et S. HAMEL. “Optical and transport properties of dense liquid silica”. *Physics of Plasmas* Vol. 22, No. 6, (2015) (cf. p. 56, 76).
- [Ravasio 2021] A. RAVASIO, M. BETHKENHAGEN, J.-A. HERNANDEZ, A. BENUZZI-MOUNAIX, F. DATCHI, M. FRENCH, M. GUARGUAGLINI, F. LEFEVRE, S. NINET, R. REDMER et al. “Metallization of shock-compressed liquid ammonia”. *Physical Review Letters* Vol. 126, No. 2, (2021), p. 025003 (cf. p. 56).
- [Riley 2017] D. RILEY. “Generation and characterisation of warm dense matter with intense lasers”. *Plasma Physics and Controlled Fusion* Vol. 60, No. 1, (2017), p. 014033 (cf. p. 12).
- [Roelandt 2015] S. ROELANDT, Y. MEURET, D. K. de BOER, D. BRULS, P. VAN DE VOORDE et H. THIENPONT. “Incoupling and outcoupling of light from a luminescent rod using a compound parabolic concentrator”. *Optical Engineering* Vol. 54, No. 5, (2015), p. 055101-055101 (cf. p. 38).
- [Ross 2021] S. ROSS. *The National Diagnostic Plan (NDP) for HED Science September 2021*. Rapp. tech. Lawrence Livermore National Lab. (LLNL), Livermore, CA (United States), 2021 (cf. p. 10).
- [Roycroft 2020] R. ROYCROFT, B. BOWERS, H. SMITH, E. MCCARY, F. AYMOND, G. M. DYER, H. J. QUEVEDO, P. A. BRADLEY, E. L. VOLD, L. YIN et B. M. HEGELICH. “Streaked optical pyrometer for proton-driven isochoric heating experiments of solid and foam targets”. *AIP Advances* Vol. 10, No. 4, (2020), p. 045220 (cf. p. 19).
- [Ryutov 2000] D. D. RYUTOV, R. P. DRAKE et B. A. REMINGTON. “Criteria for Scaled Laboratory Simulations of Astrophysical MHD Phenomena”. *The Astrophysical Journal Supplement Series* Vol. 127, No. 2, (2000), p. 465 (cf. p. 11).

- [Sacchet 2010] D. SACCHET. “Tomographie par cohérence optique plein champ linéaire et non linéaire”. Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI, 2010 (cf. p. 26-27).
- [Sathian 2017] J. SATHIAN, J. D. BREEZE, B. RICHARDS, N. M. ALFORD et M. OXBORROW. “Solid-state source of intense yellow light based on a Ce : YAG luminescent concentrator”. *Optics Express* Vol. 25, No. 12, (2017), p. 13714-13727 (cf. p. 33, 35).
- [SESAME 1992] SESAME. “Sesame : The Los Alamos National Laboratory Equation of State Database” (1992) (cf. p. 12-13).
- [Snavely 2000] R. SNAVELY, M. KEY, S. HATCHETT, T. COWAN, M. ROTH, T. PHILLIPS, M. STOYER, E. HENRY, T. SANGSTER, M. SINGH et al. “Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids”. *Physical review letters* Vol. 85, No. 14, (2000), p. 2945 (cf. p. 92).
- [Strand 2006] O. T. STRAND, D. GOOSMAN, C. MARTINEZ, T. WHITWORTH et W. KUHLOW. “Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques”. *Review of Scientific instruments* Vol. 77, No. 8, (2006) (cf. p. 76).
- [Taleb 2023] H. TALEB. “Amplificateurs laser femtosecondes pompés par LED à base de Cr : LiSAF”. Thèse de doct. université Paris-Saclay, 2023 (cf. p. 33).
- [Thomson 1907] J. THOMSON. “XLVII. On rays of positive electricity”. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* Vol. 13, No. 77, (1907), p. 561-575 (cf. p. 92).
- [Wang 2015] S.-C. WANG, T.-I. YANG, D.-Y. JHENG, C.-Y. HSU, T.-T. YANG, T.-S. HO et S.-L. HUANG. “Broadband and high-brightness light source : glass-clad Ti :sapphire crystal fiber”. *Optics Letters* Vol. 40, No. 23, (2015), p. 5594 (cf. p. 26-27).
- [Weber 1976] W. H. WEBER et J. LAMBE. “Luminescent greenhouse collector for solar radiation”. *Applied optics* Vol. 15, No. 10, (1976), p. 2299-2300 (cf. p. 32).
- [Weisse 2000] J. WEISSE. *Fusion thermonucléaire*. Ed. Techniques Ingénieur, 2000 (cf. p. 6).
- [Wilks 2001] S. WILKS, A. LANGDON, T. COWAN, M. ROTH, M. SINGH, S. HATCHETT, M. KEY, D. PENNINGTON, A. MACKINNON et R. SNAVELY. “Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions”. *Physics of plasmas* Vol. 8, No. 2, (2001), p. 542-549 (cf. p. 92).
- [Yablonovitch 1980] E. YABLONOVITCH. “Thermodynamics of the fluorescent planar concentrator”. *JOSA* Vol. 70, No. 11, (1980), p. 1362-1363 (cf. p. 32).
- [Yamada 2007] M. YAMADA. “Progress in understanding magnetic reconnection in laboratory and space astrophysical plasmas”. *Physics of Plasmas* Vol. 14, No. 5, (2007), p. 058102 (cf. p. 8).
- [ZelDovich 2002] Y. B. ZEL’DOVICH et Y. P. RAIZER. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. Courier Corporation, 2002 (cf. p. 64).

Titre : Concentrateurs luminescents pour l'étalonnage de diagnostics de pyrométrie optique : application aux plasmas créés par lasers

Mots clés : Concentrateurs luminescents, Pyrométrie Optique, Métrologie, Émissivité, Plasmas générés par lasers

Résumé : Ces travaux de thèse portent sur le développement d'une méthode d'étalonnage des voies de pyrométrie des installations laser de puissance. La connaissance de la température est un élément clef pour la compréhension du comportement des matériaux dans les conditions extrêmes générées par ce type d'installation. En effet, il s'agit du paramètre le plus discriminant pour les modèles d'équations d'état. Cependant, la température est encore mal connue et possède des incertitudes relatives de mesure élevées (30 %). Il est donc nécessaire d'améliorer la précision de la mesure de température. Deux axes d'amélioration possibles sont : l'étalonnage photométrique du système de mesure et la détermination de l'émissivité.

La première partie porte sur le développement d'une nouvelle source d'étalonnage. Cette source

est un concentrateur luminescent en Ce:YAG pompé par LEDs. Elle permet une combinaison unique de puissance et de luminance, qui ne sont pas atteintes par les sources incohérentes existantes. Cette source a permis le premier étalonnage, en condition nominale, d'un diagnostic de pyrométrie optique. Grâce à cet étalonnage, l'incertitude relative moyenne obtenue pour la mesure de température d'une cible en quartz est de 5.4 %.

La seconde partie du manuscrit consiste dans le développement de deux méthodes de mesure de l'émissivité. En s'inspirant de la thermographie infrarouge, une première méthode de mesure via la réflectivité a été réalisée. Enfin, une seconde méthode, qui consiste en la mesure directe de l'émissivité, a été élaborée.

Title: Luminescent concentrators for calibration of Streaked Optical Pyrometer: application to laser-driven plasmas

Keywords: Luminescents Concentrators, Streaked Optical Pyrometer, Calibration, Emissivity, laser-driven plasmas

Abstract: This thesis focuses on the development of a method for the calibration of a streaked optical pyrometer in high energy laser facilities. Knowledge of the temperature is a key parameter in understanding the behaviour of materials in the extreme conditions generated by this type of facility. Indeed, the temperature is the most discriminating parameter in equation of state models. However, it is still poorly understood and has high relative measurement uncertainties (30 %). It is therefore necessary to improve the accuracy of temperature measurements. Two possible areas for improvement are: the photometric calibration of the measurement system and the emissivity determination.

The first part concerns the development of a

new calibration source. This source is a Ce:YAG luminescent concentrator pumped by LEDs. It provides a unique combination of power and luminance not achieved by existing incoherent sources. This source was used for the first time to calibrate a streaked optical pyrometer under nominal conditions, resulting in an average relative uncertainty of 5.4 % for the temperature measurement of a quartz target.

The second part of the manuscript deals with the development of two methods for measuring emissivity. Inspired by infrared thermography, a first method was developed using reflectivity. Finally, a second method was developed using direct emissivity measurements.