

MESURE DES CHAMPS DE TEMPÉRATURE LORS D'UNE SOLLICITATION À GRANDE VITESSE DE DÉFORMATION - APPLICATION AUX TEMPÉRATURES ATTEINTES DANS LES BANDES DE CISAILLEMENT ADIABATIQUE

N. Ranc, *Laboratoire PIMM, Arts et Métiers ParisTech, 151 boulevard de l'Hôpital, 75013 Paris. Téléphone : 01 44 24 61 45, Télécopie : 01 44 24 68 64, Adresse électronique : nicolas.ranc@ensam.eu*

Mots clés : Pyrométrie courte longueur d'onde, Cisaillement adiabatique, Dissipation plastique, Couplage thermoplastique

1 INTRODUCTION

Les systèmes de mesure de la température par thermographie ou pyrométrie se sont fortement développés depuis déjà plusieurs dizaines d'années. Dans le domaine de l'infrarouge, les détecteurs quantiques disponibles actuellement dans le commerce permettent de faire des mesures lors de sollicitations dynamiques avec des résolutions temporelles de l'ordre du mégahertz. De plus, le développement de barrettes et de matrices de détecteurs permet d'accéder à de l'imagerie ultra rapide avec des résolutions spatiales pouvant aller jusqu'à quelques dizaines de micromètres. On trouve dans la littérature un certain nombre de travaux utilisant ces techniques (Zehnder *et al.*, 2000, Guduru *et al.*, 2001). Dans le cas de températures plus élevées, c'est-à-dire au-delà de quelques centaines de degrés, des capteurs avec des longueurs d'onde plus courtes (dans le domaine du visible ou de l'ultraviolet) sont généralement utilisés dans le domaine du comportement dynamique des matériaux pour faire de la mesure ponctuelle ou de l'imagerie (Ranc *et al.*, 2004, Ranc *et al.*, 2008).

Une première partie de cette contribution concernera la présentation de la technique de mesure par thermographie ou pyrométrie et son application aux courtes durées. Après avoir détaillé les principes de cette technique, nous évoquerons les difficultés et les intérêts associés au choix de la longueur d'onde d'observation, aux limites de détection et à l'effet des propriétés de surface sur la mesure de la température.

Une application aux bandes de cisaillement adiabatique sera ensuite détaillée en vue de mesurer à la fois les températures au moment de la localisation de la déformation plastique (gamme de température comprise entre 50 °C et 250 °C) mais également l'estimation des températures maximales atteintes dans la bande (températures comprises entre 800 °C et 1200 °C). Nous détaillerons les principes de dimensionnement et de choix des matériels pour ces deux gammes de température. Les conséquences des résultats expérimentaux sur les modèles d'écoulement plastique classiques couramment utilisés seront ensuite discutés.

2 TECHNIQUES DE MESURE DE TEMPERATURE PAR THERMOGRAPHIE OU PYROMÉTRIE

2.1 Principe des techniques

La thermographie est une technique de mesure des champs de température à partir de l'émission des corps dans le domaine infrarouge (Gaussorgues, 1999). Pour des températures plus élevées on parle plutôt de pyrométrie. Ces deux techniques sont basées sur l'interprétation du rayonnement des corps associé à leur température dans le domaine spectral infrarouge pour la première ou visible et ultraviolet dans le cas de la deuxième (Ranc, 2004). Le principe de la thermographie et de la pyrométrie est d'estimer la température d'un solide à partir de la mesure de la puissance qu'il rayonne.

2.2 Rayonnement des solides

Pour bien comprendre la technique de mesure par thermographie ou pyrométrie, il est donc nécessaire de revenir aux principes de base de rayonnement des solides. En effet tout solide à une température

T émet un rayonnement électromagnétique dont les longueurs d'onde sont essentiellement comprises entre $0,1 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$. La puissance rayonnée par un corps est quantifiée par une grandeur appelée luminance notée L et définie comme la puissance rayonnée par une surface unitaire de normal \vec{n} dans un angle solide unitaire suivant une direction $\vec{\delta}$. Le rayonnement des solides étant polychromatique avec un spectre d'émission continu, on définit également la luminance monochromatique, que l'on note L_λ , comme la luminance émise dans une plage de longueur d'onde unitaire centrée sur une longueur d'onde donnée λ . On obtient donc la relation suivante entre la luminance et la luminance monochromatique :

$$L = \int_0^\infty L_\lambda(\lambda) d\lambda. \quad (1)$$

La luminance constitue donc une donnée intrinsèque à la surface qui ne dépend uniquement des propriétés de celle-ci (température, rugosité...). Cette définition de la luminance permet donc de remonter simplement à la puissance émise $d\mathcal{P}$ par une surface dS dans un angle solide $d\Omega$ suivant une direction $\vec{\delta}$ et dans une plage de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ (figure 1) :

$$d\mathcal{P} = L_\lambda(\vec{\delta}) \vec{\delta} \cdot \vec{n} dS d\Omega d\lambda, \quad (2)$$

avec $\vec{\delta} \cdot \vec{n} dS$ représentant la surface apparente dans la direction $\vec{\delta}$.

Pour estimer la puissance émise par une surface en fonction de la température, il est maintenant nécessaire de caractériser ses propriétés radiatives en explicitant sa luminance. Pour définir les propriétés radiatives d'une surface, on se ramène en général au rayonnement d'un corps idéal appelé corps noir considéré comme un émetteur parfait. Un corps noir a la propriété d'absorber tout rayonnement incident. Par définition, le coefficient de réflexion d'un tel corps est donc égal à zéro d'où la dénomination de corps noir. Comme toute surface, un corps noir émet un rayonnement du fait de sa température. Si l'on suppose sa température stationnaire, un bilan énergétique permet de montrer qu'un corps noir réémet d'intégralité de l'énergie qu'il absorbe. C'est pour cela que l'on dit qu'un corps noir est un émetteur parfait.

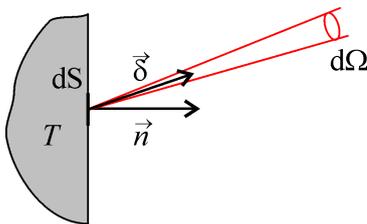


FIGURE 1 – Définition de la luminance.

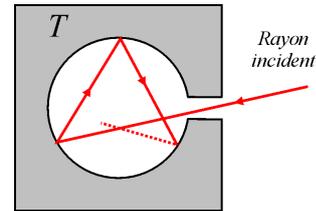


FIGURE 2 – Réalisation d'un corps noir approché : cavité thermostatée.

Un corps noir est donc un idéal qu'il est quasiment impossible de trouver dans la nature. Cependant, une manière d'obtenir un corps noir approché est de réaliser une cavité thermostatée à la température T (figure 2). L'intérêt du corps noir est qu'il est possible de déterminer sa luminance monochromatique. Celle-ci est donnée par la loi de Planck (Planck, 1901) :

$$L_\lambda^0(T, \lambda) = \frac{C_1 \lambda^5}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1}. \quad (3)$$

Dans cette relation l'exposant zéro de la luminance indique qu'elle correspond au corps noir. Les constantes $C_1 = 1,191 \times 10^{-16} \text{ Js}^{-1}\text{m}^2$ et $C_2 = 14\,388 \mu\text{mK}$ sont appelées constantes radiométriques. La luminance du corps noir ne dépend que de la température de la surface et de la longueur d'onde considérée. Elle est par exemple indépendante de la direction d'observation $\vec{\delta}$.

Une surface réelle se comporte cependant différemment d'une surface corps noir. Pour caractériser ses propriétés radiatives, on compare sa luminance à la luminance d'une surface corps noir à la même température. Ceci permet de définir une grandeur appelée facteur d'émission monochromatique :

$$\varepsilon_\lambda = \frac{L_\lambda(\lambda, T, \dots)}{L_\lambda^0(\lambda, T)}. \quad (4)$$

Il est donc possible d'estimer la luminance monochromatique d'une surface réelle par la relation suivante :

$$L_\lambda(\lambda, T, \dots) = \varepsilon_\lambda(\lambda, T, \dots) L_\lambda^0(\lambda, T). \quad (5)$$

Le facteur d'émission monochromatique est une propriété thermo-optique de la surface qui peut dépendre de beaucoup de paramètres :

- la température de la surface (Piriou, 1973),
- la longueur d'onde (Palik, 1985),
- la direction de rayonnement considérée (Birkebak et Eckert, 1965),
- les propriétés de la surface : matériaux constitutif (Palik, 1985), rugosité (Hervé, 1977, phases (Antoni-Zdziobek *et al.*, 1997))...

On trouve dans la littérature des valeurs de ce facteur d'émission (Touloukian et DeWitt, 1970). Il existe également des modèles permettant de retranscrire les évolutions (modèle de Drude par exemple pour les métaux). Ces modèles sont souvent difficiles à mettre en œuvre car ils nécessitent une identification de paramètres.

2.3 Dispositif pyrométrique

Le principe de la pyrométrie est donc d'estimer la température d'une surface à partir de la puissance qu'elle émet. Une chaîne pyrométrique est donc composée d'un système optique, d'un détecteur et d'un système d'amplification et d'acquisition du signal délivré par le capteur (figure 3).

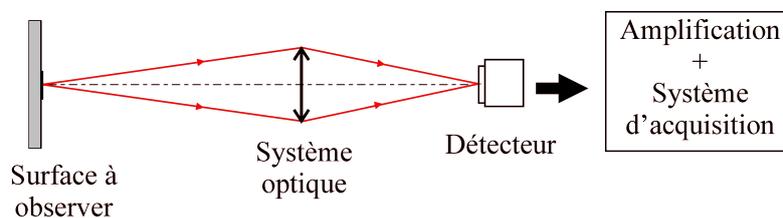


FIGURE 3 – Schématisation d'une chaîne pyrométrique.

- Le système optique a pour objectif de focaliser la puissance émise sur la surface sensible du détecteur. Il est caractérisé par sa distance focale et son ouverture optique. Le grandissement et donc la résolution spatiale sont en partie liés à la distance focale. Une diminution de celle-ci facilite des grandissements élevés. La capacité d'un système optique à focaliser le maximum de la puissance émise par la surface est caractérisée par son ouverture optique définie comme le rapport entre la distance focale et le diamètre d'ouverture de l'optique. Une diminution de l'ouverture optique permet de focaliser une puissance plus importante mais engendre des problèmes d'aberrations géométriques limitant la résolution spatiale ou la profondeur de champ du système.
- Le détecteur convertit le signal optique reçu en un signal électrique (courant ou tension). Les caractéristiques d'un détecteur sont sa taille, son temps de réponse, et sa plage spectrale de sensibilité.
- Le système d'amplification et d'acquisition amplifie et numérise le signal délivré par le détecteur. Il est en partie caractérisé par sa bande passante, limitant la résolution temporelle, et le nombre de niveaux de numérisation.

Dans le cas des phénomènes dynamiques avec des temps caractéristiques de l'ordre de la microseconde, la première difficulté vient du temps de réponse des capteurs et de la bande passante du système d'amplification. Dans le domaine infrarouge, par exemple, on utilise des détecteurs quantiques ayant en général des temps de réponse de l'ordre de la centaine de nanoseconde. Dans le domaine des plus courtes longueurs d'onde, on utilise plutôt des photomultiplicateurs ayant des temps de réponse de quelques nanosecondes. En ce qui concerne les systèmes de mesure matriciels comme les caméras, les temps de lecture des matrices CCD restent actuellement trop lents (quelques centaines de Hz) pour espérer faire de l'imagerie thermique résolue en temps. On les utilise donc pour faire une seule image pendant le phénomène.

La deuxième difficulté associée à la thermographie ou à la pyrométrie ultra rapide est le niveau très faible de l'énergie émise par la surface pendant les temps d'intégration du système. Ce point sera un critère de choix important du détecteur et de détermination de ses limites.

2.4 Choix d'un détecteur

Le point le plus important dans la conception d'un système pyrométrique est le choix du détecteur et notamment de sa plage spectrale de sensibilité. Si l'on suppose pour simplifier que la surface observée se comporte comme un corps noir, il est possible d'estimer son spectre d'émission en fonction de sa température. La figure 4 représente l'évolution de la luminance en fonction de la longueur d'onde pour les deux températures correspondant au dispositif basse température (200 °C) et au dispositif hautes températures (1000 °C).

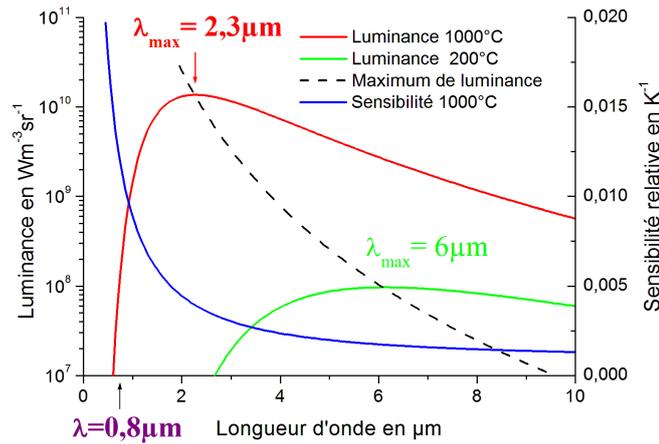


FIGURE 4 – Distribution spectrale de la luminance.

Nous pouvons déjà remarquer que quelque soit la température, cette distribution spectrale présente un maximum d'émission pour une longueur d'onde λ_{max} par la loi de déplacement de Wien :

$$\lambda_{max} = \frac{C_2}{5} \frac{1}{T} \quad (6)$$

Pour des températures de 200 °C et 1000 °C ce maximum se situe dans le domaine du proche infrarouge respectivement à des longueurs d'onde de 6 μm et 2,3 μm . Plus la température augmente plus ce maximum se décale vers les courtes longueurs d'onde.

Une autre grandeur importante et thermographie est la sensibilité relative de la luminance par rapport à la température $\frac{1}{L_\lambda^0} \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}$. Cette sensibilité est représentée en bleu sur la figure 4. On peut constater qu'elle augmente lorsque la longueur d'onde diminue. Pour améliorer un dispositif pyrométrique et obtenir un système très sensible aux variations de température il est donc nécessaire de choisir une longueur d'onde la plus courte possible. Cependant pour les courtes longueurs d'ondes, la puissance émise par la surface décroît très rapidement (courbe de luminance sur la figure 4) et sera rapidement en dessous du seuil de détection du capteur.

Le choix d'un détecteur est donc un compromis entre une sensibilité élevée, soit une longueur d'onde la plus courte possible, et un rapport signal sur bruit suffisant pour détecter le signal émis. Une contrainte supplémentaire est associée au fait que seuls les bandes spectrales où l'atmosphère reste transparente sont utilisables (bande I, 0,2 μm -2 μm ; bande II 3 μm -5 μm ; bande III, 8 μm -12 μm). La figure 5 illustre l'ensemble de ces contraintes et présente les différentes technologies de capteurs adaptés pour la pyrométrie rapide en fonction de leur plage spectrale de sensibilité. Dans le cas du cisaillement adiabatique, pour les hautes températures on choisira une plage de sensibilité dans le domaine du visible (0,4 μm -0,8 μm) alors que pour les basses températures on se placera dans la bande II du proche infrarouge comprise entre 3 μm et 5 μm .

2.5 Limite de détection - rapport signal sur bruit

2.5.1 Cas des détecteurs infrarouges : Les détecteurs infrarouges sont très sensibles au rayonnement ambiant (le maximum d'émission de l'environnement à 20 °C se situe à une longueur d'onde de 10 μm). C'est donc les fluctuations du rayonnement ambiant qui limite ce type de détecteurs. Leur bruit est caractérisé par une grandeur appelée détectivité spécifique et notée D^* . Elle est définie comme l'inverse de la puissance équivalente au bruit pour une bande passante de 1 Hz et une surface sensible de 1 cm^2 . A titre d'exemple un détecteur quantique InSb (bande II) à une détectivité spécifique de 8,97 $\text{W}^{-1}\text{cmHz}^{1/2}$ pour une ouverture de détecteur de 180° et une température de fond de 293 K. Cette grandeur permet donc de calculer la puissance équivalente au bruit (noté \mathcal{P}_b) d'un capteur avec la relation suivante :

$$\mathcal{P}_b = \frac{\Omega \sqrt{\Delta f} \sqrt{A}}{D^*}, \quad (7)$$

avec A la surface du détecteur, Δf la bande passante du système électronique, Ω l'angle d'ouverture du détecteur en stéradian. Dans le cas de la thermographie ultra rapide, la bande passante doit être élevée pour assurer une bonne résolution temporelle et la puissance du bruit est donc plus importante.

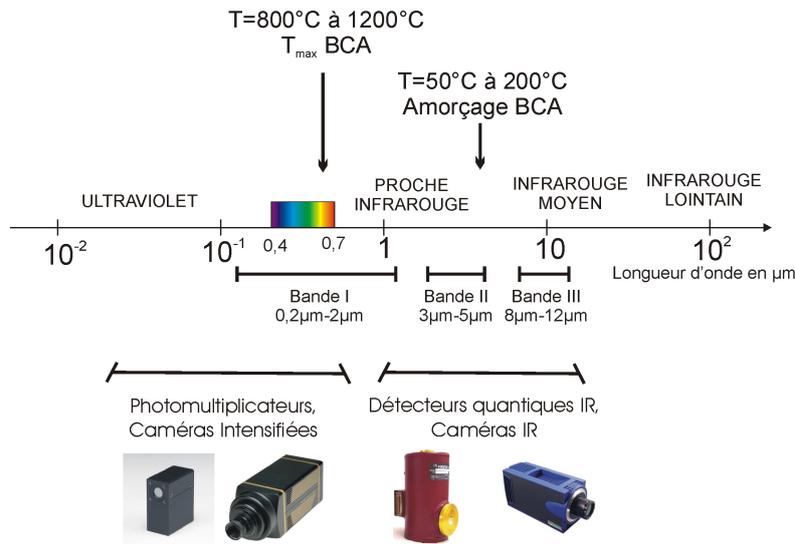


FIGURE 5 – Bande spectrale et choix des détecteurs.

A partir de cette puissance équivalente au bruit, on peut donc estimer le rapport signal sur bruit en fonction de la température de la surface. Cette évolution est représentée sur la figure 6 pour deux types de détecteurs infrarouges : InSb (bande II) et HgCdTe (bande III). Ces courbes permettent de montrer que le rapport signal sur bruit s'améliore quand la température augmente. Par comparaison entre les deux courbes, on constate que le détecteur InSb est le plus adapté pour la plage de température comprise entre 100 °C et 200 °C. A partir de 50 °C son rapport signal sur bruit est supérieur à 2.

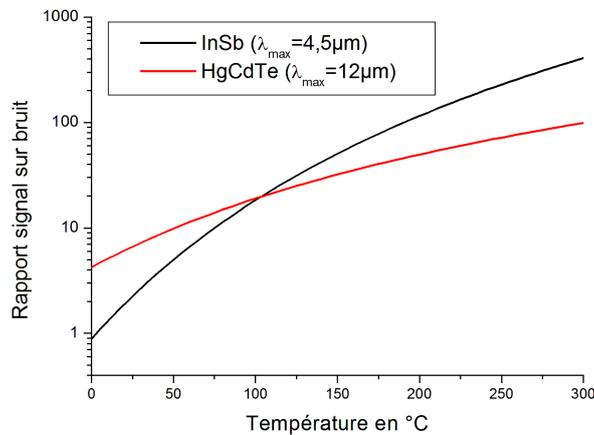


FIGURE 6 – Rapport signal sur bruit des détecteurs IR (surface sensible : $43 \mu\text{m} \times 43 \mu\text{m}$; grandissement : 1 ; ouverture détecteur 60° ; ouverture optique : 3 ; bande passante 1 MHz)

2.5.2 Cas de la pyrométrie visible : Dans le cas des détecteurs dans le domaine du visible et de l'ultraviolet, le bruit associé au rayonnement ambiant est négligeable. Dans le cas particulier du visible, il faut cependant veiller à protéger le pyromètre du rayonnement visible ambiant. Les limitations de ces types de détecteur sont donc au contraire dues aux fluctuations du signal émis par la surface de laquelle on veut estimer la température. Pour les courtes longueurs d'ondes, les photons sont plus énergétiques et l'aspect granulaire du rayonnement devient prépondérant. L'émission d'un corps noir est effectivement fluctuante du fait du caractère discret de l'émission. La moyenne quadratique de la luminance instantanée ℓ_λ^0 émise par un corps noir est donnée par la relation suivante :

$$\overline{(\delta \ell_\lambda^0)^2} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} (\ell_\lambda^0(t) - L_\lambda^0)^2 dt = kT^2 \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}, \quad (8)$$

avec $L_\lambda^0 = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \ell_\lambda^0(t) dt$ la valeur moyenne de la luminance.

Cette relation permet d'estimer la fluctuation associée au rayonnement émis par la surface à la température T . La figure 7 représente le nombre de photons émis et les barres d'erreur correspondant aux fluctuations du nombre de photons. Ces fluctuations engendrent donc également une erreur sur la température qui est tracée sur la figure 8. Ces résultats permettent de justifier que dans le cas d'une longueur d'onde de $0,8 \mu\text{m}$ les fluctuations sont négligeables à partir d'une température de 600°C .

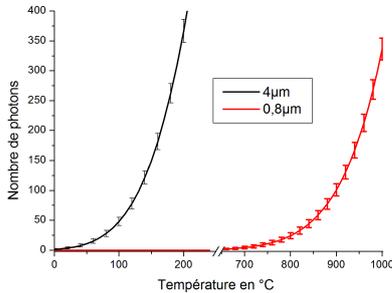


FIGURE 7 – Fluctuations du nombre de photons émis.

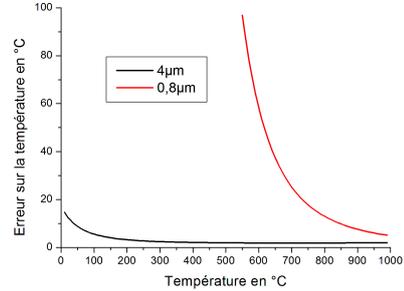


FIGURE 8 – Effet des fluctuations sur la mesure de la température.

2.6 Calibration du système, détermination de la température

En supposant une réponse linéaire du capteur (en pratique, on utilise toujours le capteur dans ces conditions), le signal S_i délivré peut s'exprimer de la façon suivante :

$$S_i = S_i^0 + K \int_0^{\lambda_c} \eta(\lambda) L_\lambda(T, \lambda) d\lambda \quad (9)$$

avec S_i^0 une tension d'offset, K un coefficient de proportionnalité dépendant du détecteur et du système optique, λ_c la longueur d'onde de coupure et $\eta(\lambda)$ son rendement. Pour pouvoir déterminer la température à partir du signal délivré par le capteur il est nécessaire d'estimer les constantes S_i^0 et K à partir d'un étalonnage du système sur un corps noir dont on fait varier la température. La figure 9 montre la courbe d'étalonnage obtenue pour le système base température. On constate que la relation signal température un fortement non linéaire et que la sensibilité du système augmente donc avec la température. La figure 10 représente le signal délivré par le détecteur en fonction de la puissance incidente sur le détecteur pondérée par son rendement. La réponse du capteur est alors bien linéaire et l'étalonnage permet d'identifier les deux paramètres S_i^0 et K .

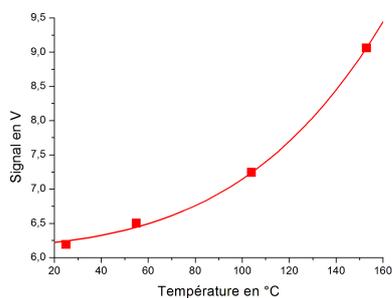


FIGURE 9 – Courbe d'étalonnage en température.

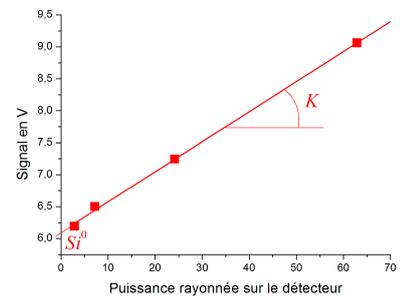


FIGURE 10 – Courbe d'étalonnage représentée en fonction de la puissance.

2.7 Effet du facteur d'émission sur la mesure de la température

En réalité une surface réelle ne se comporte pas comme un corps noir. Pour les basses températures et les faibles déformations, il est possible de recouvrir la surface par une peinture noire mate pour s'approcher d'un corps noir. Par contre dans le cas du cisaillement adiabatique, compte tenu des variations

importantes de température et de la déformation intense du matériau, il est impossible d'utiliser cette technique. Il est donc nécessaire de prendre en compte l'effet du facteur d'émission de la surface sur la température. En général le facteur d'émission est mal connu et de plus il peut varier pendant l'essai comme par exemple sous l'effet de l'augmentation de la rugosité liée à la déformation plastique.

Si l'on fait l'hypothèse que la surface se comporte comme un corps noir, les courbes d'étalonnage permettent d'estimer une température appelée température de luminance différente de la température réelle. La température de luminance est d'ailleurs par définition un minorant de la température réelle. La figure 11 représente la différence entre la température réelle et la température de luminance en fonction du facteur d'émission réel de la surface.

Pour les hautes températures, une estimation grossière du facteur d'émission à 0,4 avec une incertitude de 100% engendre une erreur sur la température de 86 °C soit une erreur relative de 7%. Pour cette même gamme de température, si l'on s'était placé dans la bande II du domaine infrarouge, l'erreur aurait été de 313 °C soit 25%. Ceci montre bien que le choix de la pyrométrie courte longueur d'onde permet de réduire cette erreur. Pour la gamme hautes températures, cette erreur de 7% sera considérée comme suffisante.

Pour les basses températures, le même type de calcul peut être réalisé. Une estimation grossière du facteur d'émission à 0,25 avec une incertitude de 100% conduit à une erreur sur la température de 158 °C. Cette erreur est trop important pour notre application et nécessite une estimation plus fine du facteur d'émission. Nous avons donc mesuré au préalable le facteur d'émission pour différents états de surface (d'un état poli à un état fortement rugueux) pour prendre en compte l'effet de la déformation sur le facteur d'émission. Le dispositif de mesure est présenté sur la figure 12. L'éprouvette observée est partiellement peinte avec une peinture fortement émissive et le facteur d'émission est obtenu par comparaison de la puissance émise par les deux surfaces. Les résultats issus de cette expérience permettent d'estimer un facteur d'émission de 0,25 avec une variation de $\pm 0,025$. Cette incertitude sur le facteur d'émission permet maintenant à partir de la courbe de la figure 11 d'estimer une erreur de 4 °C pour une température de surface de 50 °C et de 10 °C pour une température de surface de 280 °C.

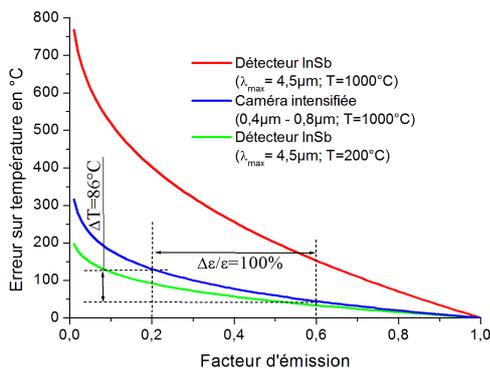


FIGURE 11 – Erreur sur la mesure de la température due à l'incertitude sur le facteur d'émission.

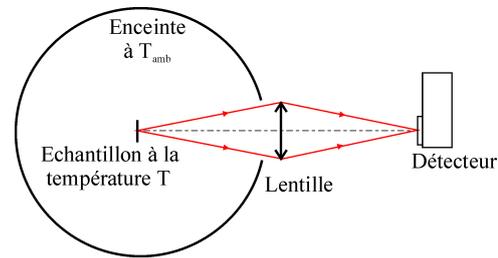


FIGURE 12 – Dispositif de mesure du facteur d'émission pour les basses températures.

3 MEASURE DE LA TEMPERATURE DANS UNE BANDE DE CISAILLEMENT ADIABATIQUE

3.1 Présentation du dispositif

Pour étudier le cisaillement adiabatique nous avons donc choisi deux dispositifs dédiés aux basses et aux hautes températures :

- Le dispositif basse température est constitué d'une barrette de 32 détecteurs InSb permettant de faire une mesure de l'évolution de la température sur une ligne de 2 mm de long environ. Chaque détecteur vise une zone de $43 \mu\text{m}$ par $43 \mu\text{m}$ avec une fréquence d'acquisition de 1 MHz
- Le dispositif haute température est au contraire constitué d'une caméra intensifiée AsGa qui enregistre une image de 1000 par 1000 pixels avec un temps d'intégration de $10 \mu\text{s}$. Cette caméra est déclenchée par un monodétecteur infrarouge qui permet de détecter une variation importante de la température dans la zone de mesure.

Les figures 13 et 14 montrent une photographie et un schéma du dispositif expérimental utilisé. Le rayonnement émis par l'éprouvette est divisé en deux par une lame dichroïque et est focalisée sur la

caméra intensifiée par une lentille et sur la barrette de détecteur InSb par deux miroirs paraboliques. Un système de laser permet d'assurer l'alignement du dispositif sur la zone de mesure.

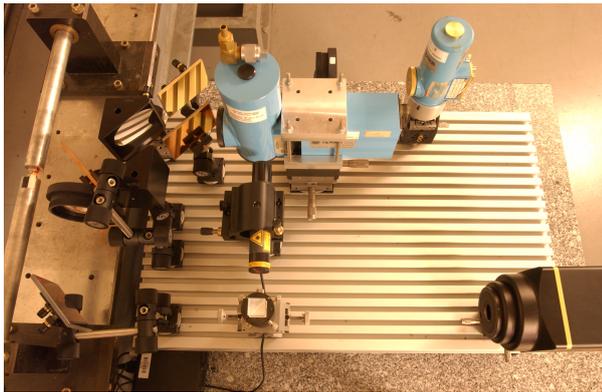


FIGURE 13 – Photographie du dispositif expérimental de mesure de la température.

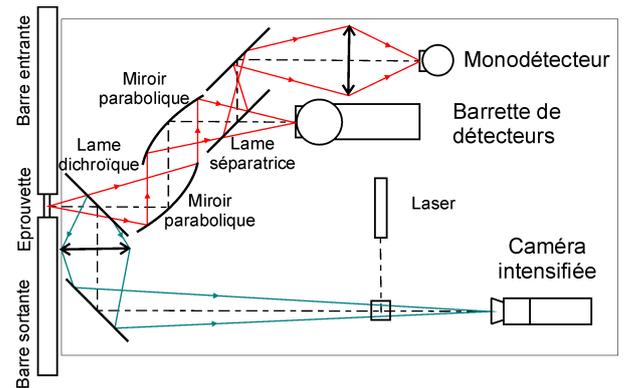


FIGURE 14 – Schématisation des chemins optiques des différents détecteurs ;

3.2 Résultats

Des essais ont été menés sur des éprouvettes de torsion de forme tubulaire sollicitées avec une vitesse de déformation de 1000 s^{-1} avec un système de barre de Hopkinson en torsion. Le matériau étudié est l'alliage de titane TA6V particulièrement sensible au cisaillement adiabatique et présentant des largeurs de bande d'environ une dizaine de micromètres.

La figure 15 montre l'évolution de la température mesurée avec le système basse température au niveau du détecteur où la température est la plus élevée et l'évolution de la contrainte de cisaillement mesurée avec le système de Hopkinson. Les différentes positions des zones de mesure de la température sont détaillées sur la figure 16. L'évolution de la température présente dans un premier temps une augmentation assez lente et quasi linéaire avec la déformation. Dans un deuxième temps, la température augmente beaucoup plus rapidement pour atteindre 250°C et faire saturer le système basse température. On constate que cette augmentation importante correspond à une chute importante de la contrainte liée à l'amorçage de la bande de cisaillement adiabatique. La figure 17 montre l'évolution temporelle de la distribution de la température le long de l'éprouvette et met en évidence une première phase où la température augmente lentement et reste quasiment homogène et une deuxième phase où au contraire la température augmente rapidement et devient très hétérogène. C'est pendant cette dernière phase qu'est déclenchée la caméra intensifiée. Sur la figure 15, l'ouverture de la caméra est représentée ainsi que le niveau de température maximal qu'elle mesure. La figure 18 représente la cartographie de la température pendant la deuxième phase. La température maximale mesurée est d'environ 1000°C . Ce champ de température présente également une hétérogénéité de la température le long de la bande de cisaillement.

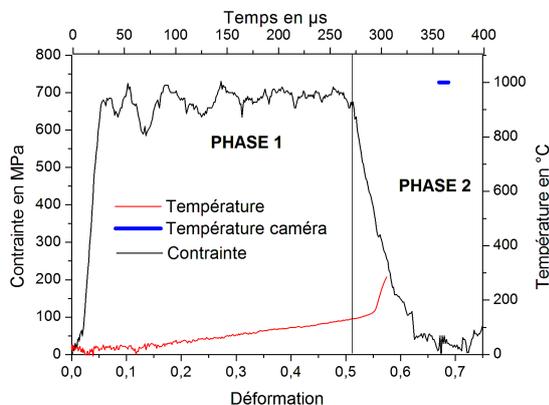


FIGURE 15 – Évolution de la contrainte et de la température.

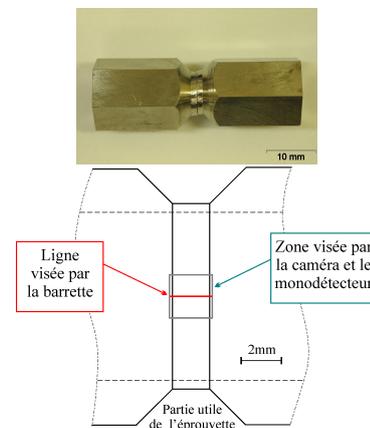


FIGURE 16 – Positionnement des zones de mesure sur l'éprouvette de torsion.

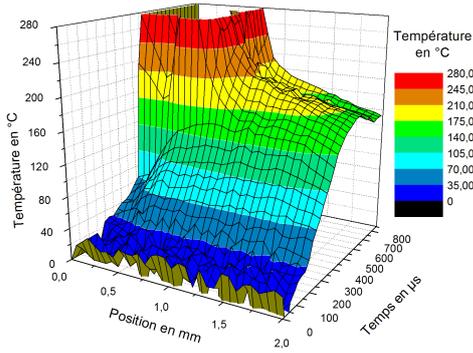


FIGURE 17 – Évolution spatio-temporelle de la température au moment de l’amorçage.

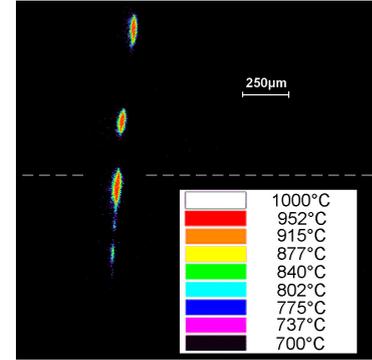


FIGURE 18 – Cartographie de la température dans une bande complètement formée.

4 DISCUSSION ET CONCLUSION

La pyrométrie est une technique de mesure de température qui permet d’avoir des résolutions spatiales et surtout temporelle permettant d’étudier des phénomènes dynamiques. Dans le cas du cisaillement adiabatique, elle permet d’estimer les températures au moment de l’amorçage de la bande et la température maximale atteinte lorsque la bande est complètement formée. Les différents essais réalisés avec le dispositif présenté précédemment permet d’estimer des températures maximales dans la bande de 1000 °C. Sur ce même matériau d’autres mesures disponibles dans la littérature présentent des niveaux de température qui sont plus faibles du fait en général de résolutions spatiales insuffisantes (Liao et Duffy, 1998 et Zhou *et al.*, 1996). Il semble donc que les températures atteintes dans les bandes soient largement inférieures à la température de fusion du matériau, 1670 °C dans le cas du TA6V. La modélisation des effets thermiques associés à la déformation plastique dans une bande de cisaillement adiabatique sont en général associés aux effets dissipatifs où l’on suppose que la source de chaleur est une fraction β de la puissance plastique. L’équation de la chaleur dans un cas adiabatique peut alors se mettre sous la forme :

$$\rho C \frac{dT}{dt} = \beta \sigma \dot{\epsilon}_p. \quad (10)$$

Dans le cas d’une loi d’écoulement de type Johnson Cook fréquemment utilisée, lorsque la température tend vers la température de fusion du matériau, la contrainte d’écoulement tend vers zéro du fait de l’adoucissement thermique. Par conséquent la source de chaleur tend également vers zéro. Donc d’après ce modèle la température dans la bande doit tendre asymptotiquement vers la température de fusion du matériau sans jamais la dépasser. Ces résultats sont en contradiction avec les mesures de température.

En fait, les lois d’écoulement utilisées pour modéliser le cisaillement adiabatique présentent toujours une dépendance vis à vis de la température. Cette thermo-dépendance engendre obligatoirement des effets de couplage qui sont toujours négligés dans le cas du cisaillement adiabatique où seul les phénomènes dissipatifs sont pris en compte. En réalité, il existe deux types de couplage : le couplage thermoélastique associé au phénomène de dilatation thermique et le couplage thermoplastique associé à l’adoucissement thermique. Le premier couplage est en effet négligeable car la déformation dans les bandes de cisaillement adiabatique est essentiellement une déformation de cisaillement à volume constant. Il est cependant plus difficile de justifier de négliger le second terme qui est directement lié à l’intensité de l’adoucissement thermique. De plus ce terme est en général consommateur d’énergie et contribue donc à une diminution des températures dans les bandes.

Ces constatations nous ont poussées avec mon collègue André Chrysochoos à estimer ce terme de couplage thermoplastique (Ranc et Chrysochoos, 2013). Pour mener à bien ce calcul, nous avons choisi d’utiliser d’une loi d’écoulement de type Johnson Cook. Ce modèle d’écoulement a été réécrit dans un cadre thermodynamique suivant le formalisme des matériaux standards généralisés. Ce travail se décompose en la définition d’une part une de l’énergie libre spécifique et d’autre part d’un potentiel de dissipation caractérisant les phénomènes dissipatifs. Il devient alors possible d’obtenir l’équation de la chaleur faisant apparaître un terme de couplage thermoplastique :

$$\rho C_p \dot{T} = \underbrace{|\sigma| \dot{p}}_{\text{Puissance inélastique}} - \underbrace{B p^n (1 - (\theta^*)^m) \dot{p}}_{\text{Puissance stockée}} - \underbrace{m B p^n \frac{T}{T_f - T_t} (\theta^*)^{m-1} \dot{p}}_{\text{Couplage thermoplastique}} \quad (11)$$

avec B , n , m des paramètres de la loi de Johnson Cook et $\theta^* = \frac{T - T_f}{T_t - T_f}$ la température réduite. Dans le cas du TA6V, il a été possible de déterminer l'évolution de la température dans une bande lors d'une déformation à vitesse de déformation constante. La figure 19 illustre les résultats de ce calcul et les compare avec les résultats expérimentaux. Ceci permet de montrer que le couplage thermoplastique peut être une explication des niveaux de température observés dans les bandes de cisaillement adiabatique.

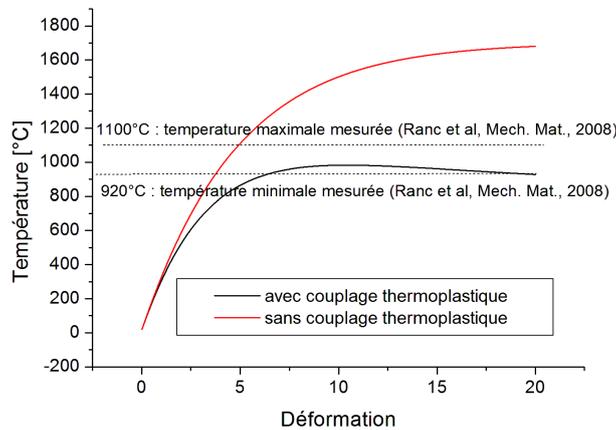


FIGURE 19 – Évolution de la température dans une BCA.

REFERENCES

- A. Antoni-Zdziobek, V. Pina, P. Hervé, and F. Durand. A radiative thermal analysis method for phase change determination of strictly controlled refractory alloys. *High Temp. and Mat. Sci.*, 37 :97–114, 1997.
- C Birkebak, R and E.G.R. Eckert. Effects of roughness of metal surfaces on angular distribution of monochromatic reflected radiation. *ASME J. Heat Transfer*, 87, 1965.
- G. Gaussorgues. *La thermographie infrarouge*. Tech et Doc - Lavoisier, 4ème édition edition, 1999.
- P. R. Guduru, G. Ravichandran, and A. J. Rosakis. Observation of transient high temperature vortical microstructures in solids during adiabatic shear banding. *Phys. Rev. E*, 64 :1–6, 2001.
- P. R. Guduru, A. J. Rosakis, and G. Ravichandran. Dynamic shear bands : an investigation using high speed optical and infrared diagnostics. *Mech. Mater.*, 33 :371–402, 2001.
- P. Hervé. *Influence de l'état de surface sur le rayonnement thermique des matériaux solides*. PhD thesis, Université Paris VI, 1977.
- S. C. Liao and J. Duffy. Adiabatic shear bands in a Ti-6Al-4V titanium alloy. *J. Mech. Phys. Solids*, 46(11) :2201–2231, 1998.
- E. D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press Inc. - Orlando, 1985.
- B. Piriou. Mise au point sur les facteurs d'émission. *Rev. Int. Htes Temp. et Réfract.*, 10 :283–295, 1973.
- M. Planck. Über das gesetz der energieverteilung im normalspectrum. *Annalen der Physik*, 309(3) :553–563, 1901.
- N. Ranc. *Étude des champs de température et de déformation dans les matériaux métalliques sollicités à grande vitesse de déformation*. PhD thesis, Université Paris X - Nanterre, 2004.
- N. Ranc and A. Chrysochoos. Calorimetric consequences of thermal softening in Johnson-Cook's model. *Mech. Mater.*, 65 :44–55, 2013.
- N. Ranc, V. Pina, G. Sutter, and S. Philippon. Temperature measurement by visible pyrometry : orthogonal cutting application. *J. Heat Transf.*, 126(6) :931–936, 2004.
- N. Ranc, L. Taravella, V. Pina, and P. Hervé. Temperature field measurement in titanium alloy during high strain rate loading-adiabatic shear bands phenomenon. *Mech. Mater.*, 40(4-5) :255–270, 2008.
- Y.S. Touloukian and D.P. De Witt. *Thermophysical properties of matter - thermal radiative properties*. IFI/Plenum, New York, 1970.
- A. T. Zehnder, P. R. Guduru, A. J. Rosakis, and G. Ravichandran. Million frames per second infrared imaging system. *Rev. Sci. Instrum.*, 71(10) :3762–3768, 2000.
- M. Zhou, A. J. Rosakis, and G. Ravichandran. Dynamically propagating shear bands in impact-loaded prenotched plates - i. experimental investigations of temperature signatures and propagation speed. *J. Mech. Phys. Solids*, 44(6) :981–1006, 1996.