

## Résolution spatiale de la caméra thermique à source volante

Jean-Claude Krapez\*

Onera, DMSE, BP 72, 92322 Châtillon cedex, France

(Reçu le 2 juin 1998, accepté le 12 mars 1999)

*Abridged English version at the end of the text*

**Abstract** — **Spatial resolution of the flying spot camera.** The photothermal camera (flying spot camera) is an instrument for non destructive testing, where a heat source and an infrared (IR) detector together scan the material surface. The detector monitors the temperature rise induced by the moving heating spot. This technique has been used for many years for thin coatings characterisation and for crack detection. We did not find any quantitative analysis about its spatial resolution in the literature. Our objective was thus to perform a theoretical analysis on the flying spot camera resolution. It actually depends on the photothermal 'accident' that is met during the scanning. Due to their importance and/or occurrence in NDT, the following photothermal 'perturbations' were analysed: emissivity variation, absorptivity variation, joint emissivity and absorptivity variations, and finally a thermal resistance perpendicular to the surface (model for open cracks). For all cases, we discussed the influence of various experimental parameters: heating spot size, IR measurement spot size, scanning velocity... © 1999 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS.

**photothermal camera / flying spot camera / non destructive evaluation / non destructive testing / crack / penetrant testing / laser heating / thermography**

**Résumé** — La caméra thermique «à source volante», appelée quelquefois caméra photothermique, est un instrument de contrôle non-destructif (CND), mettant en œuvre une source de chauffage et un détecteur infrarouge (IR), la source et le point de visée du détecteur étant liés dans un même mouvement de balayage de la surface inspectée. C'est une technique utilisée depuis plusieurs années pour le diagnostic des couches minces et pour la détection des fissures débouchantes. À notre connaissance, aucune étude quantitative n'a encore été entreprise pour évaluer la résolution spatiale de cet instrument. Nous avons donc entrepris une étude théorique sur l'étalement du signal recueilli par la caméra à source volante. Il s'avère que cet étalement dépend de l'«accident» photothermique rencontré pendant le balayage. Nous avons étudié les quatre cas suivants en raison de leur importance et de leur fréquence d'apparition en CND : une variation locale de l'émissivité de la surface inspectée, une variation de son absorptivité, une variation simultanée de ces deux facteurs radiatifs, et finalement le cas d'une résistance thermique perpendiculaire à la surface (simulation d'une fissure débouchante). L'influence de plusieurs paramètres expérimentaux sur la résolution spatiale a été analysée : dimension de la source, dimension de la zone de mesure du rayonnement IR, vitesse de balayage... © 1999 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS.

**caméra photothermique / source mobile / contrôle non destructif / évaluation non destructive / fissure / ressuage / chauffage laser / imagerie thermique / thermographie**

### Nomenclature

$a$	diffusivité.....	$m^2 \cdot s^{-1}$	$Pe = V r_s / a$ nombre de Péclet	
$A = 8 Fo + 1$			$P_0$ puissance de la source (faisceau laser) ..	W
$B = 8 Fo + r_d^{*2}$			$r_s$ rayon à $1/e^2$ de la source .....	m
$C = 8 Fo + 1 + r_d^{*2}$			$r_d$ rayon à $1/e^2$ de la zone de détection ...	m
$Fo = a t / r_s^2$ nombre de Fourier			$r_e$ rayon «efficace» de pointage de la caméra .....	m
$k$ conductivité .....	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$		$S, \Delta S$ signal et contraste de signal .....	V
$K$ facteur de conversion du détecteur IR ..	$V \cdot W^{-1}$		$\Delta S_\alpha^*, \Delta S_\varepsilon^*, \Delta S_{\alpha\varepsilon}^*$ contrastes réduits, cf. équations (8) à (14)	
			$t$ temps .....	s

\* Correspondance et tirés à part.  
 krapez@onera.fr

$T, \Delta T$	température et contraste thermique	K
$V$	vitesse de balayage	$m \cdot s^{-1}$
$x_0, y_0$	position du défaut par rapport à la source	m
$x_d, y_d$	position de la détection par rapport à la source	m
$\alpha$	absorptivité vis-à-vis de la source d'excitation	
$\delta_\alpha, \delta_\varepsilon, \delta_{\alpha\varepsilon}$	limite de résolution au regard d'une variation d'absorptivité, d'émissivité, ou des deux à la fois	m
$\varepsilon$	émissivité dans la bande spectrale du détecteur infrarouge	
...*	adimensionnement faisant intervenir $r_s$	
—	adimensionnement faisant intervenir $r_e$	
...		

### 1. INTRODUCTION

La caméra thermique à source volante (*flying spot camera*) est un instrument de contrôle non destructif, principalement destiné à la détection des fissures normales à la surface. Son principe est schématisé sur la *figure 1*. Il repose sur l'utilisation d'un laser, dont le faisceau mobile vient chauffer la surface à inspecter. La mesure de température est effectuée au moyen d'un détecteur infrarouge dont le point de visée suit, précède, ou est confondu avec la tache laser dans son mouvement. L'énergie déposée induit un champ de température dynamique à forts gradients latéraux. Cette distribution particulière est à même de révéler les résistances thermiques transverses que sont les fissures. La caméra à source volante se distingue ainsi de la thermographie stimulée par flashes qui, en raison de l'étendue de la source utilisée et du transfert unidirectionnel de la chaleur conséquent, est plutôt destinée à la recherche des défauts parallèles à la surface, comme par exemple les délaminages dans les composites [1].

Les premiers travaux sur la détection de fissures par cette technique datent de la fin des années 1960

[2]. Différentes variantes ont vu le jour en ce qui concerne la façon de réaliser le balayage simultané de la source de chauffage et de la détection [3-7]. La configuration décrite dans [6], qui consiste à faire passer les faisceaux source et détection par la même paire de miroirs oscillants, a également été adoptée à l'Onera [8, 9]. Le potentiel de la caméra pour la caractérisation des couches minces a ainsi pu être démontré [8, 9].

Le signal enregistré au droit d'une fissure transverse présente théoriquement un maximum puis un minimum [3, 8-12]. Cette signature bipolaire résulte de l'accumulation de chaleur en avant de la barrière thermique et d'un déficit de chaleur en arrière. Le contrôle des pièces se fonde donc sur la recherche de telles signatures bipolaires.

Sur les pièces de qualité «industrielle», les variations d'absorptivité et d'émissivité de la surface sont inévitables et elles engendrent ce qu'on appelle le «bruit de surface» [3]. Par ailleurs, les fissures, lorsqu'elles sont débouchantes, ne jouent pas seulement le rôle de résistances thermiques, mais également de corps noirs. Il arrive ainsi que la contribution des variations optiques dont les fissures sont le siège masque leur signature thermique et les rend indiscernables des simples rayures ou traces de corrosion. Différentes techniques ont été proposées pour se débarrasser de ces artefacts d'origine optique : utiliser deux détecteurs visant des zones voisines et procéder à une différence des signaux enregistrés [3], soustraire les images obtenues à l'issue de deux balayages croisés à 90° [11], effectuer un balayage aller et retour et soustraire les signaux correspondants [12]. Dans ce dernier cas, la signature bipolaire des fissures se voit pratiquement doublée, alors que celle induite par les variations d'émissivité et/ou d'absorptivité est considérablement atténuée.

La recherche des conditions de fonctionnement optimales de la caméra à source volante passe, entre autres, par une détermination quantitative de l'influence des différents paramètres expérimentaux sur la résolution spatiale de l'instrument, ou plus exactement sur l'étalement de son signal (influence des tailles des taches de chauffage et de détection, de la vitesse de balayage...). Nous en proposons ici une étude paramétrique, sur la base d'un modèle analytique.

Puisqu'il s'agit, en matière de contrôle non destructif, de faire le tri entre les signatures thermiques des fissures et celles des parasites optiques, il a été nécessaire de considérer plusieurs types de variations opto-thermiques pour cette étude de résolution. Nous avons donc successivement envisagé le cas d'une variation locale de l'absorptivité de la surface inspectée, une variation de son émissivité, une variation simultanée de ces deux facteurs radiatifs et, finalement, le cas d'une résistance thermique perpendiculaire à la surface (simulation d'une fissure débouchante).

L'analyse théorique qui va suivre concerne le cas d'une source gaussienne circulaire, le signal étant celui obtenu à l'issue d'un balayage effectué dans un seul sens. Le modèle considéré est schématisé sur la *figure 2*.

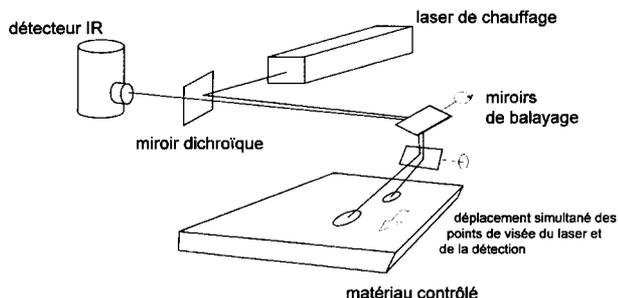


Figure 1. Schéma de principe de la caméra thermique à source volante.

Figure 1. Principle of the flying spot camera.

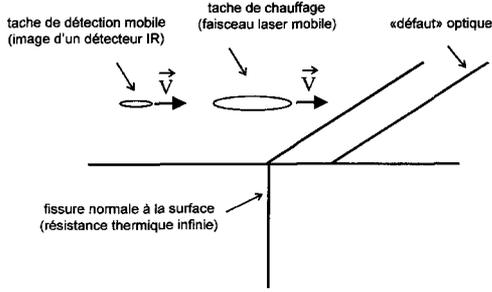


Figure 2. Schéma du modèle photothermique considéré.  
Figure 2. Schematic of the considered photothermal model.

## 2. RÉPONSE DE LA CAMÉRA EN L'ABSENCE DE TOUTE PERTURBATION PHOTOTHERMIQUE

On s'attache tout d'abord à décrire la réponse nominale de la caméra, c'est-à-dire lorsque le matériau inspecté est thermiquement homogène et que sa surface est uniforme, à la fois en absorptivité et en émissivité. On suppose que ce matériau est opaque, semi-infini, et on néglige les éventuelles pertes par convection et/ou rayonnement.

Un faisceau laser gaussien circulaire de rayon  $r_s$  à  $1/e^2$  et de puissance totale  $P_0$  se déplace à la vitesse  $V$  dans la direction  $x$  sur la surface d'absorptivité  $\alpha$ . En intégrant la fonction de Green afférente à un milieu semi-infini selon la distribution gaussienne mobile de la source, on trouve l'expression suivante pour le champ de température stationnaire en surface [8] :

$$T = \frac{2\alpha P_0}{\pi\sqrt{\pi}k r_s} T^* \quad (1)$$

avec la température adimensionnée :

$$T^* = \int_0^\infty F(Fo, x^*) dFo \quad (2)$$

où

$$F(Fo, x^*) = \frac{1}{A\sqrt{Fo}} \exp\left(-2 \frac{(x^* + Pe Fo)^2 + y^{*2}}{A}\right) \quad (3)$$

Un détecteur infrarouge balaye la surface à la même vitesse et vise un point de coordonnées  $(x_d, y_d)$  par rapport au centre de la tache laser. Si, pour simplifier, on suppose que la réponse du détecteur est une fonction linéaire de l'échauffement de la zone visée, et que son profil spatial de sensibilité est gaussien circulaire de rayon  $r_d$ , le signal qu'il délivre a pour expression :

$$S = \frac{2\alpha\varepsilon K P_0}{\pi\sqrt{\pi}k r_s} S^* \quad (4)$$

avec le signal adimensionné :

$$S^* = \int_0^\infty \frac{1}{C\sqrt{Fo}} \exp\left(-2 \frac{(x_d^* + Pe Fo)^2 + y_d^{*2}}{C}\right) dFo \quad (5)$$

Une analyse des expressions (4) et (5) montre que les rayons  $r_s$  et  $r_d$  jouent des rôles identiques, et qu'ils influent sur le signal par l'intermédiaire de l'unique groupement  $\sqrt{r_s^2 + r_d^2}$ . Nous l'appellerons rayon « efficace » de pointage de la caméra,  $r_e$ . Si c'est lui qu'on choisit pour l'adimensionnement, on trouve :

$$S = \frac{2\alpha\varepsilon K P_0}{\pi\sqrt{\pi}k r_e} \bar{S} \quad (6)$$

avec :

$$\bar{S} = \int_0^\infty \frac{1}{A\sqrt{Fo}} \exp\left(-2 \frac{(\bar{x}_d + \bar{P}e Fo)^2 + \bar{y}_d^2}{A}\right) dFo \quad (7)$$

Ce signal adimensionné ne dépend plus que du nombre de Péclet et du décalage latéral du détecteur, ceux-ci étant rapportés, cette fois-ci, au rayon efficace.

La figure 3 décrit la distribution du signal adimensionné (ou normalisé) lorsque la source et le détecteur sont alignés dans la direction du balayage. Une dissymétrie est introduite de par le mouvement de la source : le maximum du signal est légèrement décalé vers l'arrière de la source et la décroissance du signal en avant de la source se trouve accentuée. Cette dissymétrie est évidemment d'autant plus marquée que le nombre de Péclet est élevé.

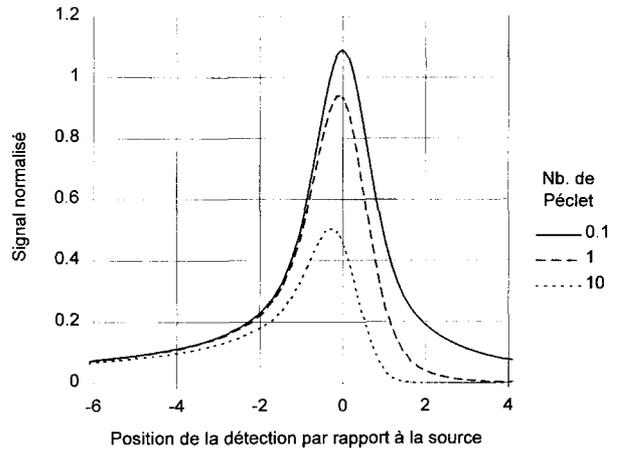


Figure 3. Profil du signal  $\bar{S}$  pour différentes valeurs du nombre de Péclet  $\bar{P}e$  (par convention, le décalage de la détection est positif lorsque celle-ci se trouve en avant de la source au cours du balayage).

Figure 3. Signal profile  $\bar{S}$  for different values of the Péclet number  $\bar{P}e$  (the offset is chosen to be positive when the detection precedes the heating source during scanning).

Le maximum du signal est plafonné par la valeur atteinte en statique. Cette limite est pratiquement atteinte dès que le nombre de Péclet devient inférieur à 1 (figure 4). Par contre, pour des nombres de Péclet élevés, le maximum du signal chute en  $1/\sqrt{Pe}$  (le comportement s'apparente alors à celui qui serait observé avec un chauffage impulsionnel et uniforme, le délai entre l'impulsion et la prise de mesure étant déterminé par le rapport  $r_e/V$ ). Un compromis devra donc être trouvé entre la baisse du signal et la rapidité du contrôle. Toujours est-il que, si l'on ne se base que sur l'évolution du maximum du signal, rien ne justifie d'opérer à un nombre de Péclet  $Pe$  inférieur à l'unité.

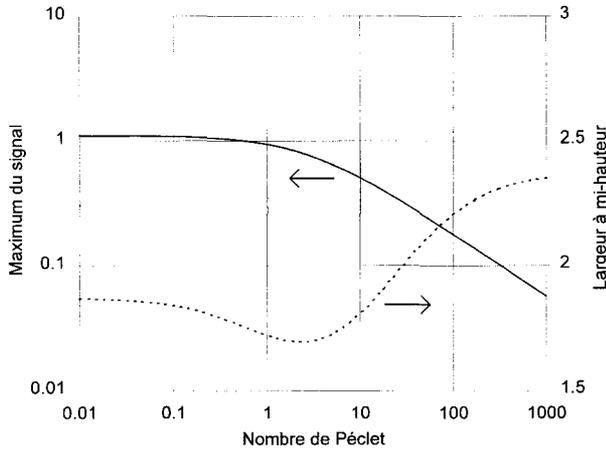


Figure 4. Influence du nombre de Péclet  $Pe$  sur le maximum du signal  $S$  et sur sa largeur à mi-hauteur.

Figure 4. Maximum value and half-height width of the signal  $S$  versus the Péclet number  $Pe$ .

L'étalement du profil du signal, que nous avons choisi de traduire par sa largeur à mi-hauteur, n'est, par contre, pas très sensible au nombre de Péclet : pour une large gamme de vitesses, cette largeur reste égale à environ deux fois le rayon efficace.

Le contrôle non destructif se fait en liant solidaiement le faisceau détection au faisceau source et en réglant le décalage entre les taches correspondantes sur la surface du matériau à une valeur comprise, typiquement, entre plus ou moins une à deux fois le rayon efficace. Le détecteur enregistre alors un signal continu correspondant à la combinaison choisie des paramètres. Le signal s'écartera de sa valeur nominale dès qu'une variation optique ou thermique sera rencontrée sur le trajet du couple de faisceaux. Ce peut être une variation d'absorptivité de la surface à la longueur d'onde du laser, ou une variation d'émissivité dans la bande spectrale du détecteur, ou une combinaison des deux. Ce peut être également une fissure transverse bloquant la diffusion latérale du flux thermique induit par la source mobile. Nous allons maintenant examiner l'impact qu'ont sur le

signal ces défauts optiques et thermiques. Sauf indication contraire, nous utiliserons pour le signal l'adimensionnement défini en (4).

La rugosité des surfaces «industrielles» est un autre élément qui est à l'origine de variations erratiques du signal. Le calcul de ces variations nécessite d'adopter un modèle géométrique particulier décrivant le profil de la bosse ou du creux étudié, et de faire des hypothèses sur les fonctions angulaires afférentes aux facteurs d'absorption et d'émission de la surface. La résolution de ce problème nécessiterait de recourir à un code numérique. Tel n'était pas notre objectif. Une première démarche pourrait néanmoins consister, sur la base des différences de température atteintes sur la surface rugueuse, d'assimiler les accidents de surface en bosse et en creux à des variations d'absorptivité de la surface plane équivalente.

### 3. LIMITE DE RÉOLUTION DE LA CAMÉRA VIS-À-VIS DES VARIATIONS OPTIQUES

#### 3.1. Variation d'absorptivité

Supposons que l'absorptivité de la surface à la longueur d'onde du laser passe de  $\alpha$  à  $\alpha + \Delta\alpha$  sur une bande perpendiculaire à la direction de balayage. Elle se trouve à l'abscisse  $x_0$  par rapport à la source et a une largeur  $dx_0$  (par souci de simplification, nous utiliserons le terme de rayure pour désigner ce simple défaut de surface). Nous nous intéressons ici à la variation de température observée et au contraste de signal résultant. Après les intégrations nécessaires de la fonction de Green on trouve, avec l'approximation  $dx_0 \ll r_d, r_s$  :

$$\Delta S^* = \frac{\Delta\alpha}{\alpha} dx_0^* \Delta S_\alpha^* \quad (8)$$

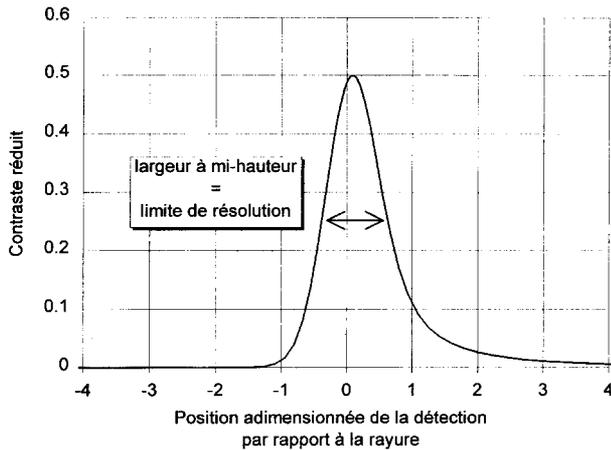
avec :

$$\Delta S_\alpha^* = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{BCFo}} \cdot \exp \left\{ -2 \left( \frac{(x_d^* - x_0^*)^2}{B} + (x_0^* + PeFo)^2 + \frac{y_d^{*2}}{C} \right) \right\} dR(\theta)$$

Le contraste  $\Delta S_\alpha^*$  sera appelé contraste réduit. Son évolution dynamique est décrite sur la figure 5 pour une configuration particulière de balayage.

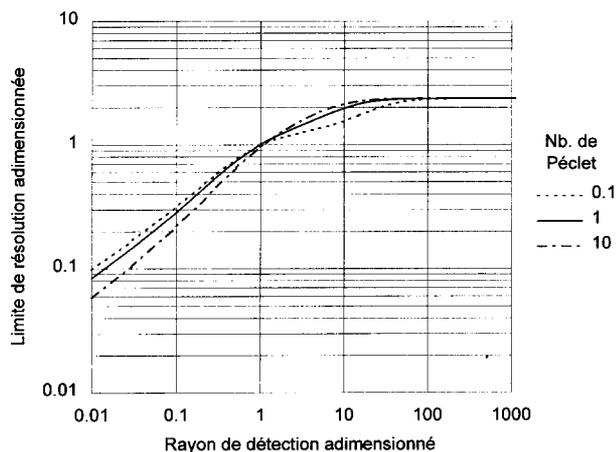
En raison des différents facteurs introduisant un «lissage» du signal que sont, d'une part, les tailles fines de la source et du détecteur et, d'autre part, la diffusion thermique, le saut d'absorptivité est perçu comme filtré. La rayure apparaît ainsi plus large qu'elle ne l'est en réalité (elle apparaît également au-delà de sa position réelle). Nous définissons la limite de résolution spatiale  $\delta_\alpha^*$  de la caméra à source volante vis-à-vis des variations d'absorptivité à partir de la largeur à mi-hauteur de

la courbe du contraste  $\Delta S_\alpha^*$ . La *figure 6* décrit la dépendance de la limite de résolution adimensionnée  $\delta_\alpha^*$  vis-à-vis du rayon de détection dans le cas particulier d'un décalage nul et pour trois valeurs particulières du nombre de Péclet.



**Figure 5.** Contraste réduit  $\Delta S_\alpha^*$  observé lorsque la caméra rencontre une rayure offrant une augmentation d'absorptivité (conditions opératoires :  $Pe = 1$  ;  $r_d^* = 1$  ;  $x_d^* = y_d^* = 0$ ). Définition de la limite de résolution de la caméra pour ce type d'«accident» photothermique.

**Figure 5.** Evolution of the reduced contrast  $\Delta S_\alpha^*$  when, during the scanning, the camera crosses a line having higher absorptivity ( $Pe = 1$  ;  $r_d^* = 1$  ;  $x_d^* = y_d^* = 0$ ). Definition of the camera resolution limit when viewing this type of photothermal 'accident'.



**Figure 6.** Limite de résolution  $\delta_\alpha^*$  («défaut» d'absorptivité) en fonction du rayon de détection  $r_d^*$  pour un décalage nul et un nombre de Péclet de 0,1, 1, et 10.

**Figure 6.** Resolution limit  $\delta_\alpha^*$  (absorptivity 'defect') versus the detection radius  $r_d^*$  for an offset of 0 and for 3 different values of the Péclet number: 0.1, 1 and 10.

On peut noter deux régions caractéristiques : pour un rayon de détection inférieur à 1, la limite de résolution adimensionnée est en  $\sqrt{r_d^*}$ , alors que, pour un rayon de détection supérieur à environ 10, la limite de résolution atteint un plafond indépendant du nombre de Péclet, qui vaut environ 2,4. Après retour aux grandeurs physiques, cela donne une limite de résolution de l'ordre de  $\sqrt{r_s r_d}$  lorsque le rayon de détection est inférieur au rayon de la source, et de l'ordre de  $2,4 r_s$  lorsque la détection est très étendue.

Des calculs ont été effectués pour d'autres valeurs du décalage  $x_d^*$ . On a constaté que la limite de résolution est minimale pour un décalage nul. Elle croît plus rapidement pour les valeurs positives du décalage (elle atteint ainsi environ  $2,5 r_s$  pour une valeur du décalage de  $2,5 r_s$  et un rayon de détection de  $0,5 r_s$ ). L'influence du décalage est apparue naturellement plus importante dans le cas d'une détection bien focalisée.

### 3.2. Variation d'émissivité

Lorsque le défaut optique se traduit par une simple variation d'émissivité dans la bande spectrale du détecteur, le champ de température nominal n'est bien sûr pas affecté par cette nouvelle rayure, puisque l'on néglige les pertes radiatives. Par contre, le détecteur verra une modification du rayonnement incident, qui se répercutera en une modification du signal, que l'on peut exprimer comme suit, toujours avec l'approximation  $dx_0 \ll r_d, r_s$  :

$$\Delta S^* = \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} dx_0^* \Delta S_\varepsilon^* \quad (10)$$

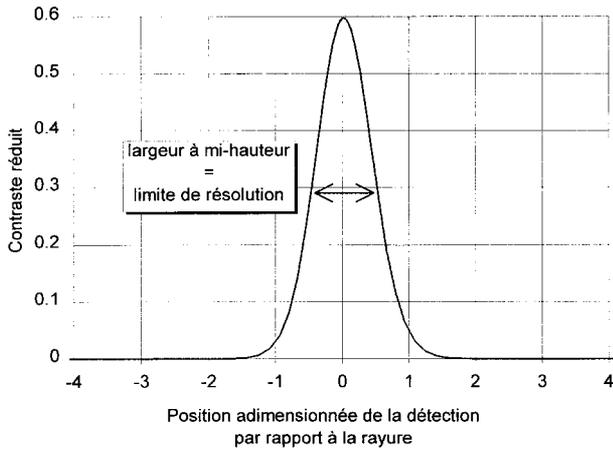
avec :

$$\Delta S_\varepsilon^* = \int_0^\infty G(Fo) dFo \quad (11)$$

$$G(Fo) = \frac{1}{r_d^*} \sqrt{\frac{2}{\pi A C F o}} \exp \left\{ -2 \left( \frac{(x_d^* - x_0^*)^2}{r_d^{*2}} + \frac{(x_0^* + Pe Fo)^2}{A} + \frac{y_d^{*2}}{C} \right) \right\} \quad (12)$$

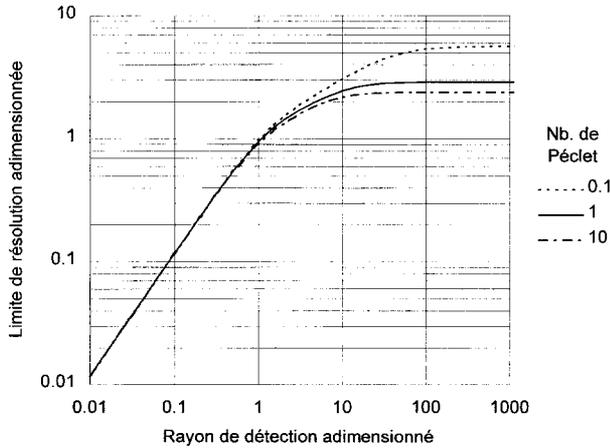
L'évolution du nouveau contraste réduit,  $\Delta S_\varepsilon^*$ , est décrite sur la *figure 7* pour un décalage nul. On trouve une plus grande symétrie et un meilleur centrage par rapport à la position réelle de la rayure. Il faut en chercher la raison dans le fait que le défaut est maintenant purement optique, sans aucune incidence sur la diffusion thermique.

La limite de résolution spatiale vis-à-vis des variations d'émissivité  $\delta_\varepsilon$  sera définie comme précédemment par la largeur à mi-hauteur de la courbe d'évolution du contraste réduit. L'impact que la taille de la zone visée par le détecteur exerce sur cette limite de résolution est décrit sur la *figure 8*. De nouveau, on peut distinguer



**Figure 7.** Évolution du contraste réduit  $\Delta S^*_\epsilon$  lorsque la caméra rencontre une rayure offrant une augmentation d'émissivité (mêmes conditions que pour la *figure 5*).

**Figure 7.** Evolution of the reduced contrast  $\Delta S^*_\epsilon$  when, during scanning, the camera crosses a line having higher emissivity (same conditions as in *figure 5*).



**Figure 8.** Limite de résolution  $\delta^*_\epsilon$  («défaut» d'émissivité) en fonction du rayon de détection  $r^*_d$  (mêmes paramètres que pour la *figure 6*).

**Figure 8.** Resolution limit  $\delta^*_\epsilon$  (emissivity 'defect') versus the detection radius  $r^*_d$  (same parameters as in *figure 6*).

deux régions : pour un rayon de détection inférieur à 1, la limite de résolution  $\delta^*_\epsilon$  évolue en  $r^*_d$ , indépendamment du nombre de Péclet, alors que pour les rayons de détection élevés, la limite de résolution atteint un plafond qui, cette fois-ci, dépend du nombre de Péclet. Après retour aux variables dimensionnées, cela correspond à une limite de résolution  $\delta_\epsilon$  sensiblement équivalente à  $r_d$  lorsque le rayon de détection est inférieur au rayon de la source, et de l'ordre de  $r_s(2,3 + 0,6 Pe^{-3/4})$  lorsque la détection est très étendue.

Une étude de l'influence du décalage sur la limite de résolution adimensionnée  $\delta^*_\epsilon$  a également été entreprise. Cette influence est nettement moins marquée que pour  $\delta^*_\alpha$  (sur l'intervalle compris entre  $-2r_s$  et  $+2r_s$  pour le décalage, la limite de résolution varie d'au plus 5 %). Une nouvelle fois, la limite de résolution est minimale lorsque le décalage est nul.

### 3.3. Variation simultanée d'absorptivité et d'émissivité

Les deux études précédentes ont permis d'analyser séparément l'apport d'une variation d'absorptivité et d'une variation d'émissivité au signal enregistré. La probabilité pour que, dans la réalité, les deux variations apparaissent conjointement, est cependant élevée. Dans ce cas, le champ de température est modifié par le truchement de la variation  $\Delta\alpha$ . Le détecteur capte alors un supplément de signal en  $\epsilon \Delta\alpha$  provenant de tous les points de la surface. Il capte également, en provenance du défaut optique, un supplément en  $\alpha \Delta\epsilon$  lié au champ de température nominal et un supplément en  $\Delta\alpha \Delta\epsilon$  lié à l'excès local de température. Ce troisième terme prend la forme adimensionnée suivante :

$$\Delta S^* = \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} dx^*_0 \Delta S^*_{\alpha\epsilon} \quad (13)$$

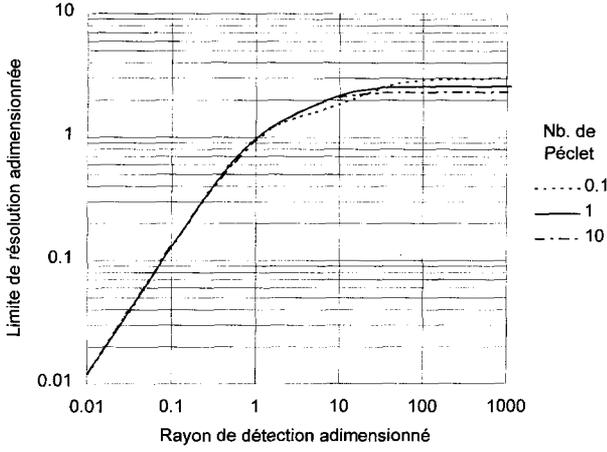
avec :

$$\Delta S^*_{\alpha\epsilon} = \int_0^\infty [H(Fo, dx^*_0) - H(Fo, -dx^*_0)] dFo \quad (14)$$

$$H(Fo, dx^*_0) = \frac{1}{2} G(Fo) \cdot \operatorname{erf} \left[ \frac{A(x^*_0 + dx^*_0/2) + 8 Pe Fo^2 - x^*_0}{2\sqrt{A Fo}} \right] \quad (15)$$

L'analyse de la somme des trois contributions du contraste nécessite de fixer les variations relatives d'absorptivité et d'émissivité, ainsi que la largeur de la rayure  $dx^*_0$ . Nous avons choisi d'illustrer l'étude par le cas où les facteurs optiques passent tous deux de la valeur nominale 0,2 à 1 sur la rayure. La largeur du défaut a, quant à elle, été prise égale à 0,05 fois le rayon de la source, pour satisfaire à l'hypothèse d'un défaut très fin (dans le cas typique d'un faisceau laser focalisé sur une tache de rayon 300 microns, cela correspondrait à un défaut de 15  $\mu\text{m}$  de large).

La limite de résolution de la caméra pour ce type de défaut optique,  $\delta^*_{\alpha\epsilon}$ , est représentée sur la *figure 9* (cas particulier d'un décalage nul). Les deux premières contributions, qui sont d'ailleurs les principales, ont des poids relatifs qui dépendent du rayon de détection utilisé : pour un rayon de détection  $r^*_d$  inférieur à 1, c'est manifestement par sa variation d'émissivité que la rayure est perçue (on retrouve la pente 1 de la *figure 8*). Au-delà, les variations d'émissivité et d'absorptivité combinent leurs effets pour déterminer la limite de résolution. Celle-ci est finalement supérieure à celle induite par  $\Delta\alpha$  et inférieure à celle induite par  $\Delta\epsilon$ .



**Figure 9.** Limite de résolution  $\delta_{\alpha\varepsilon}^*$  en fonction du rayon de détection  $r_d^*$  pour un décalage nul et pour 3 valeurs du nombre de Péclet : 0,1, 1, et 10 (cas particulier d'un saut en absorptivité et en émissivité de 0,2 à 1, localisé sur une bande très étroite :  $dx^* = 0,05$ ).

**Figure 9.** Resolution limit  $\delta_{\alpha\varepsilon}^*$  versus the detection radius  $r_d^*$  for an offset of 0 and for three different values of the Péclet number: 0.1, 1, 10 (particular case of an increase from 0.2 to 1 for both the emissivity and the absorptivity over a thin strip:  $dx^* = 0.05$ ).

En résumé, la limite de résolution est en  $r_d$  lorsque la détection est mieux focalisée que la source, et elle plafonne à une valeur comprise entre 2,2 et 3 fois le rayon de la source lorsque la détection devient très étendue.

#### 4. LIMITE DE RÉOLUTION DE LA CAMÉRA VIS-À-VIS DES RÉISTANCES THERMIQUES NORMALES À LA SURFACE

Dans la modélisation, la fissure est considérée infiniment mince, résistive, longue et profonde. Tout comme pour les rayures, on la suppose perpendiculaire au trajet des faisceaux source et détection. Ces hypothèses simplificatrices permettent d'accéder à une solution analytique [8]. L'expression suivante donne la température au point  $(x,y)$  lorsque la fissure est à l'abscisse  $x_0$  :

$$T^* = \int_0^\infty \left[ F(Fo, x^*) I(Fo, x^*) + F(Fo, 2x_0^* - x^*) I(Fo, 2x_0^* - x^*) \right] dFo \quad (16)$$

avec

$$2I(Fo, x^*) = \operatorname{erfc} \left( \operatorname{sgn}(x^* - x_0^*) \frac{Ax_0^* - x^* + 8PeFo^2}{2\sqrt{AFo}} \right) \quad (17)$$

Il reste à convoluer cette expression par la fonction gaussienne déterminant la réponse spatiale du détecteur. On trouve l'expression suivante pour le signal :

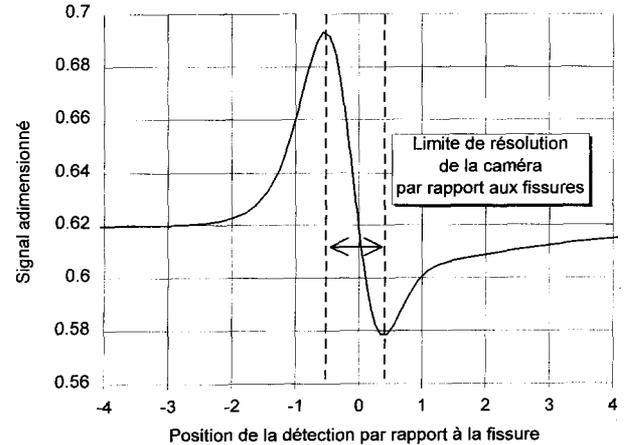
$$S^* = \frac{1}{r_d^*} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^\infty \left[ J(Fo, x^*) I(Fo, x^*) + J(Fo, 2x_0^* - x^*) I(Fo, 2x_0^* - x^*) \right] dFo dx^* \quad (18)$$

avec :

$$J(Fo, x^*) = \frac{1}{\sqrt{ACFo}} \exp \left\{ -2 \left( \frac{(x^* - x_d^*)^2}{r_d^{*2}} + \frac{(x^* + PeFo)^2}{A} + \frac{y_d^{*2}}{C} \right) \right\} \quad (19)$$

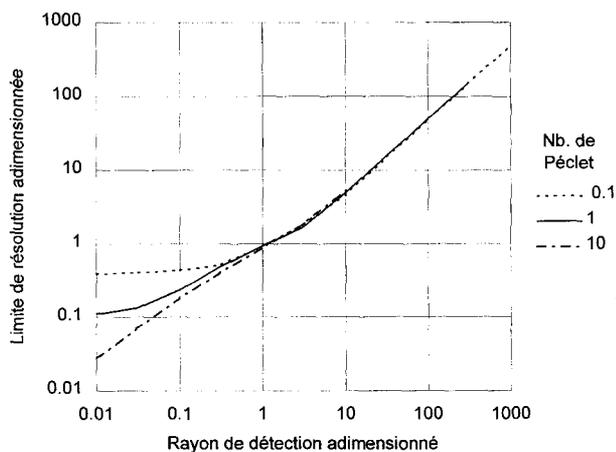
Un profil typique du signal obtenu  $S^*$  lorsque la caméra rencontre une fissure sur son passage est représenté sur la *figure 10*. La forme bipolaire caractéristique dont nous avons fait allusion dans l'introduction y est clairement apparente. La position exacte de la fissure se trouve entre les lieux des extrema. On comprend aisément que la finesse du rendu des images thermiques sera d'autant meilleure que l'écartement des extrema est faible. Nous avons donc choisi ce paramètre pour définir la limite de résolution spatiale de la caméra au regard des résistances transverses.

Une étude paramétrique a été entreprise pour le cas particulier d'un décalage nul. La *figure 11* montre que la limite de résolution suit un comportement qui est encore différent de ceux observés jusqu'à présent : pour des rayons de détection élevés, c'est-à-dire supérieurs à  $10r_s$ , la limite de résolution vaut



**Figure 10.** Signature d'une fissure normale à la surface (les deux faisceaux sont concentriques et de même rayon, le nombre de Péclet vaut 1). La grandeur rapportée est le signal adimensionné  $S^*$ .

**Figure 10.** Signature of a crack perpendicular to the surface (the two beams are concentric and have same radius, Péclet number is 1). Reported function is the normalised signal  $S^*$ .



**Figure 11.** Limite de résolution vis-à-vis des fissures en fonction du rayon de détection  $r_d^*$  (mêmes paramètres que pour la figure 6).

**Figure 11.** Resolution limit with respect to cracks versus the detection radius  $r_d^*$  (same parameters as in figure 6).

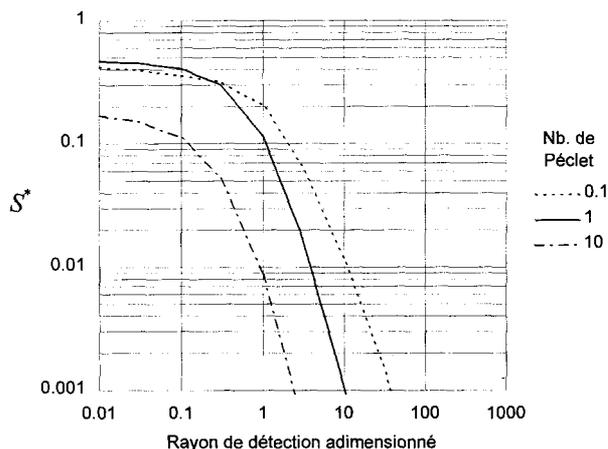
approximativement  $r_d/2$  (elle ne dépend notamment pas du nombre de Péclet) ; en revanche, lorsque la détection est mieux circonscrite que la source, l'influence du nombre de Péclet et/ou celle du rayon de la source deviennent manifestes (pour  $Pe \leq 0,1$  et  $r_d < 0,1 r_s$ , par exemple, la limite de résolution équivaut sensiblement à  $0,4 r_s$ ).

Finalement, la caméra thermique à source volante fournit des images dont la finesse dépend de la nature des défauts rencontrés. Lorsque les taches de chauffage et de détection sont de dimensions très différentes ( $r_d/r_s$  inférieur à 0,3 ou supérieur à 3), les défauts optiques apparaissent avec plus de finesse que les fissures. Dans le cas contraire, les limites de résolution sont très voisines : en particulier, lorsque les deux taches sont de même dimension, la limite de résolution correspond, à 5 % près, à 0,95 fois le rayon de ces taches, quelle que soit la nature du défaut, et quelle que soit la vitesse.

Pour la détection des fissures, il y a deux avantages à réduire la dimension de la zone de détection (à dimension de source constante) : la figure 11 montre que la résolution spatiale s'en trouve améliorée (un palier existe toutefois lorsque le nombre de Péclet est très faible) et la figure 12 montre que l'amplitude crête-à-crête du signal s'en trouve accrue, c'est-à-dire la signature de la fissure.

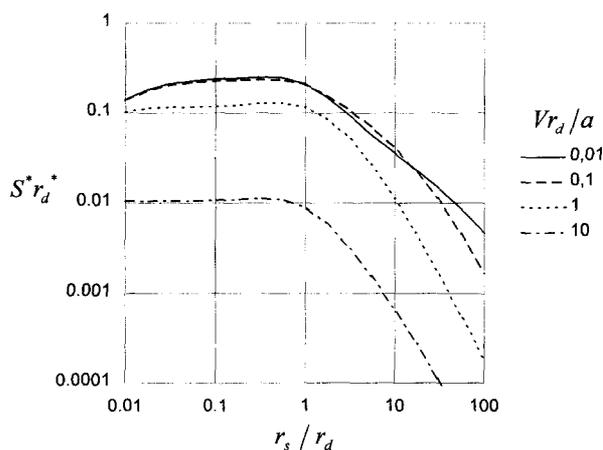
En fait, si l'on excepte le domaine où la courbe de la limite de résolution vis-à-vis des fissures présente un palier (figure 11), on peut avancer que la résolution est essentiellement déterminée par le rayon de détection. Imaginons donc maintenant que la taille de la zone de détection ait été fixée de sorte à satisfaire un critère de résolution fixé au préalable. Comment faut-il alors choisir la taille de la source pour maximiser la signature des fissures ? Pour répondre à cette question, le plus

simple est d'appliquer au signal un adimensionnement faisant intervenir, non pas  $r_s$ , comme cela avait été le cas dans l'équation (4), mais plutôt  $r_d$ , puis d'effectuer une analyse en fonction du rapport  $r_s/r_d$ . L'amplitude crête-à-crête  $S^* r_d^*$  de ce nouveau signal adimensionné est rapportée sur la figure 13. On constate qu'un maximum est obtenu pour un rapport  $r_s/r_d$  de l'ordre de



**Figure 12.** Amplitude crête-à-crête du signal adimensionné  $S^*$  recueilli au droit d'une fissure en fonction du rayon de détection  $r_d^*$  (mêmes paramètres que pour la figure 6).

**Figure 12.** Peak-to-peak value of the normalised signal  $S^*$  induced by a crack as a function of the detection radius  $r_d^*$  (same parameters as in figure 6).



**Figure 13.** Amplitude crête-à-crête du signal adimensionné  $S^* r_d^*$  (adimensionnement utilisant  $r_d$ ) au droit d'une fissure dans le cas d'un décalage nul et pour différentes valeurs du nombre de Péclet  $V r_d/a$ .

**Figure 13.** Peak-to-peak value of the normalised signal  $S^* r_d^*$  (normalisation with  $r_d$ ) induced by a crack for an offset of 0 and for different values of the Péclet number  $V r_d/a$ .

0,3 et pour un nombre de Péclet  $V r_d/a$  tendant vers 0. Il faut cependant remarquer que, d'une part, les courbes de l'amplitude crête-à-crête du signal sont relativement plates au voisinage de leur maximum et que, d'autre part, la limite asymptotique en fonction de  $V r_d/a$  est pratiquement atteinte dès la valeur 0,1. Les contraintes sur le choix des paramètres sont par là même réduites. Deux considérations interviennent maintenant : celle de l'existence d'une limite basse pour le rayon de la source imposée par la tenue en température du matériau inspecté (en effet, la température maximale atteinte croît encore plus vite que  $1/r_s$ ), et celle du maintien de la vitesse au-dessus d'un niveau raisonnable, eu égard aux impératifs de productivité. Un compromis sera donc à trouver. Il sera alors important de se rappeler que, lorsque l'on choisit  $r_s/r_d$  entre 0,1 et 1, et le nombre de Péclet  $V r_d/a$  en dessous de 1, le contraste atteint n'est inférieur au maximum absolu qu'au pire d'un facteur 2.

## 5. CONCLUSION

La caméra thermique à source volante répond différemment suivant la nature du « défaut » optothermique qu'elle rencontre sur son trajet. Le signal présente un pic ou un creux, suivant que, localement, l'absorptivité et/ou l'émissivité respectivement augmentent ou diminuent. Si l'« accident » photothermique est une fissure transverse, c'est-à-dire une résistance thermique normale à la surface, le signal présente une signature bipolaire caractéristique. Ces altérations du signal sont toutes de largeur finie, malgré l'étendue négligeable des défauts simulés. Cet étalement du signal apporte un certain « flou » aux images reconstituées. Il fixe, de plus, la distance minimale entre les défauts que la caméra pourra séparer. Nous avons montré que, lorsque la détection est très focalisée ( $r_d < r_s$ ), l'étalement du signal est :

- proche de  $\sqrt{r_s r_d}$  dans le cas d'un défaut d'absorptivité seule ;
- équivalent à  $r_d$  dans le cas d'un défaut d'émissivité seule ou dans le cas de défauts associés d'émissivité et d'absorptivité de même amplitude ;
- fortement dépendant de la vitesse dans le cas d'une fissure (l'étalement du signal est en tout cas supérieur à  $r_d$ ).

Pour les balayages à détection étendue ( $r_d > r_s$ ), l'étalement devient :

- proportionnel à  $r_s$  dans le cas d'un défaut optique, le coefficient de proportionnalité dépendant du nombre de Péclet si le défaut n'a pas pour unique origine l'absorptivité ;
- approximativement égal à  $r_d/2$  dans le cas d'une fissure.

Il a finalement été constaté que, pour la large gamme de paramètres que nous avons considérée, l'étalement

du signal au-dessus d'un défaut purement optique est inférieur à celui obtenu au-dessus d'une résistance thermique. Les étalements deviennent sensiblement égaux lorsque la source et la détection ont la même étendue. La limite de résolution correspond alors approximativement à la valeur commune des rayons.

Pour maximiser le contraste engendré par une résistance, à puissance totale constante, il faut satisfaire des critères qui peuvent être incompatibles avec les exigences d'un contrôle industriel. Il apparaît en effet que l'optimum de fonctionnement est obtenu asymptotiquement à vitesse nulle et pour un rapport  $r_s/r_d$  d'environ 0,3. La vitesse ne doit évidemment pas être restreinte à des valeurs trop faibles pour que l'inspection puisse être économiquement envisageable. La dimension de la source ne doit pas non plus être trop réduite pour éviter une dégradation thermique de la surface. Un compromis est à trouver pour chaque application particulière, en retenant néanmoins que, par rapport à la valeur maximale qu'il est possible d'atteindre pour une valeur de  $r_d$  donnée, c'est-à-dire une résolution donnée, la réduction du contraste reste modérée si l'on réussit à maintenir  $r_s/r_d$  entre 0,1 et 1, et  $V r_d/a$  en dessous de 1.

Cette étude théorique, via l'emploi de variables adimensionnées, a permis de dégager de façon très générale l'influence d'une série de paramètres sur l'évolution du signal de la caméra à source volante. Des résultats expérimentaux obtenus avec le démonstrateur construit en commun par l'Onera et Framatome ont été présentés par ailleurs [12, 13]. Grâce à la normalisation du signal fondée sur un balayage aller-retour, la caméra actuelle permet le contrôle de pièces métalliques de qualité « industrielle » (aciers, Ti...) avec une sensibilité aussi bonne, voire meilleure, que le ressuage et ce, sans nécessiter un apprêt de la surface : des fissures de moins de  $1 \mu\text{m}$  d'ouverture peuvent être détectées sur des surfaces rugueuses. Des fissures non débouchantes, jusqu'à 0,5 mm de profondeur, ont également pu être détectées. La productivité actuelle, via l'utilisation d'un faisceau laser ligne et d'une caméra infrarouge à matrice de détecteurs, atteint de 0,5 à  $1 \text{ m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$ .

## RÉFÉRENCES

- [1] Krapez J.-C., Balageas D., Déom A., Lepoutre F., Early detection by stimulated infrared thermography. Comparison with ultrasonics and holo/shearography, in : Mالدague X. (éd.), *Advances in Signal Processing for Nondestructive Evaluation of Materials*, NATO ASI Series, Series E : Applied Sciences, vol. 262, Kluwer, The Netherlands, 1994, pp. 303-321.
- [2] Kubiak E.J., Infrared detection of fatigue cracks and other near-surface defects, *Applied Optics* 7 (9) (1968) 1743-1747.
- [3] Kaufman I., Chang P.T., Hsu H.S., Huang W.Y., Shyong D.Y., Photothermal radiometric detection and imaging of surface cracks, *J. Nondestruct. Eval.* 3 (2) (1987) 87-100.

- [4] Kuo P.K., Oppenheim I.C., Favro L.D., Feng Z.J., Thomas R.L., Hartikainen J., Inglehart L.J., Time-resolved IR video imaging with synchronized scanned laser heating, in : Hess P., Pelzl J. (éds), Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Springer Series in Optical Sciences, vol. 58, Springer Verlag, Berlin, 1988, pp. 496–499.
- [5] Bodnar J.-L., Égée M., Menu C., Besnard R., Le Blanc A., Pigeon M., Sellier J.-Y., Cracks detection by a moving photothermal probe, in : Fournier D., Roger J.-P. (éds), Proc. 8th Int. Topical Meeting on Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Éditions de Physique, 1994, 591–594.
- [6] Wang Y.Q., Kuo P.K., Favro L.D., Thomas R.L., Flying laser spot thermal wave IR imaging of horizontal and vertical cracks, in : Thompson D.O., Chimenti D.E. (éds), Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Plenum Press, New York, vol. 9, 1990, pp. 511–516.
- [7] Varis J., Hartikainen J., Lehtiniemi R., Rantala J., Luukkala M., Transferable measurement system for fast non-destructive evaluation, in : Bicanic D. (éd.), Photoacoustic and photothermal phenomena, Springer Series in Optical Sciences, vol. 69, Springer Verlag, Berlin, 1992, pp. 565–567.
- [8] Gruss C., Balageas D., Theoretical and experimental applications of the flying spot camera, in : Balageas D. et al. (éds), Proceedings of Quantitative Infrared Thermography, QIRT 92 (Eurotherm Seminar 27), EETI, Paris, 1992, pp. 19–24.
- [9] Gruss C., Lepoutre F., Balageas D., Nondestructive evaluation using a flying-spot camera, in : Proc. 8th Int. THERMO Conference, Budapest, 2–4 June 1993.
- [10] Varis J., Lehtiniemi R., A thermal nondestructive evaluation system for detecting vertical cracks in unidirectional carbon fiber composites, Rev. Sci. Instrum. 68 (7) (1997) 2818–2821.
- [11] Varis J., Oksanen M., Rantala J., Luukkala M., Observations on image formation in the line scanning thermal imaging method, in : Thompson D.O., Chimenti D.E. (éds), Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Plenum Press, New York, vol. 14, 1995, 447–452.
- [12] Legrandjacques L., Krapez J.-C., Lepoutre F., Balageas D., Détection de fissuration transverse par une caméra photothermique, in : Millan P. (éd.), Thermique aéronautique et spatiale, Elsevier, Paris, 1998, pp. 414–417.
- [13] Legrandjacques L., Krapez J.-C., Lepoutre F., Balageas D., Nothing but the cracks: a new kind of photothermal camera, in : Proc. 7th European Conf. on Nondestructive Testing, Copenhagen, 26–29 May 1998.

### Abridged English Version

#### *Spatial resolution of the flying spot camera*

The flying spot camera is an instrument for non-destructive testing, namely crack detection (*figure 1*). First reported work on crack detection with a flying spot camera dates back to the end of the sixties [2]. Various configurations were proposed for both the source type and the way to perform synchronous scanning for heating and temperature measurement [3–9]. Higher productivity for the control can be obtained by ‘stretching’ the heating pattern in the direction perpendicular to the motion and by using a detector array [10, 13].

We recently developed a procedure for ‘cleaning’ the photothermal signal of the so-called ‘surface optical noise’, i.e. that induced by spurious emissivity and absorptivity variations of the inspected material. This leads to a safer detection of cracks. Thanks to this improvement, the flying spot camera now offers an alternative to the penetrant testing method [12, 13].

In order to find the optimal parameter setting of the instrument, one needs to know the respective influences of the heating spot size and the detection spot size on the camera resolution. We therefore performed a theoretical evaluation of the influence of different experimental parameters on the signal spreading when a series

of different photothermal ‘accidents’ are encountered: either emissivity/absorptivity variations or an infinite resistance perpendicular to the surface (simulated crack). The thermal model is described in *figure 2*.

We first recalled the expression of the signal given by the detector when a circularly gaussian heating spot and a circularly gaussian detection spot together scan the surface of a homogeneous semi-infinite sample. The signal shape merely depends on the geometrical offset, i.e. the position of the detection spot versus the heating spot, and on the Péclet number  $\overline{Pe}$  which is defined by the equivalent sighting spot radius of the camera  $r_e = \sqrt{r_s^2 + r_d^2}$  (*figure 3*). The offset for maximum signal is slightly negative. The signal is higher if the scan is slow; however the benefit obtained by scanning with a Péclet number  $\overline{Pe}$  lower than 1 is negligible and does not justify the corresponding productivity reduction (*figure 4*).

Surfaces of ‘industrial’ quality present optical variations that have a direct influence on the flying spot signal. We first analysed the influence of a single absorptivity variation (with respect to the wavelength of the operating laser). This optical defect corresponded to a very thin strip perpendicular to the beams motion.

Although this strip was assumed infinitely thin, the calculated signal presented a variation which was spread over a finite width (*figure 5*). The half-height width of the contrast was used to define the resolution limit of the instrument relative to this kind of optical artefact. This resolution limit was reported versus the normalised detection radius in *figure 6* for the important case of an offset of 0. It approximately corresponds to  $\sqrt{r_s r_d}$  for highly focused detection and to  $2,4 r_s$  for very extended detection (relatively to the heating spot radius).

We then analysed the signal perturbation induced by a single emissivity variation of the inspected surface (with respect to the spectral bandwidth of the infrared detector). Again, this optical defect corresponded to an infinitely thin strip perpendicular to the scanning. When crossing the line, a contrast appears as illustrated in *figure 7*. It looks more symmetrical than was the case with an absorptivity variation. A resolution limit can be defined as before and its variations with the normalised detection radius are reported in *figure 8*. This resolution limit is roughly equal to  $r_d$  for highly focused detection and to  $r_s (2,3 + 0,6 Pe^{-3/4})$  for very extended detection.

Actually optical defects often present both absorptivity and emissivity variations. The joint impact of these optical defects leads to a signal contrast from which a resolution limit can be defined as before. Its evolution with the detection radius is reported in *figure 9*. It nearly corresponds to  $r_d$  for highly focused detection and it ranges between 2.2 to 3 times  $r_s$  for very extended detection.

When the flying spot camera runs across a transverse crack, the signal presents a bipolar shape as illustrated in *figure 10* (heat is accumulated upstream from the thermal resistance whereas there is a heat deficit downstream). The spreading of this bipolar shape depends on the scanning parameters. We can define a resolution limit with regard to cracks through the peak-to-peak distance (*figure 10*). This resolution limit presents a completely different behaviour when compared to the one obtained with optical defects (*figure 11*). It corresponds to  $0,4 r_s$  for highly focused detection and very slow scanning, and to  $r_d/2$  for extended detection. Contrast spreading is always more pronounced with cracks than with optical defects.

If one discards very slow scanning, one finds that the spatial resolution regarding the cracks is essentially conditioned by the detection spot size. As soon as this parameter is selected one can then choose the two others, i.e. the scanning speed and the heating spot size. One has simultaneously to maximise the contrast induced by the cracks, to prevent the surface from degrading (due to overheating), and to reach the highest productivity. *Figure 13* can help in solving this optimisation problem:  $r_s/r_d$  should be close to 0.3, and the scanning speed should be as low as possible. This is in contradiction with the industrial objectives in NDE (high productivity). Nevertheless by selecting  $r_s/r_d$  between 0,1 and 1, and the Péclet number  $V r_d/a$  below 1, the bipolar contrast will not be lower than half the highest possible value. Technical characteristics of present prototype and experimental results were presented elsewhere [12, 13].

