



0017-9310(94)E0053-W

Convection thermocapillaire au cours d'une opération de refusion superficielle par laser

D. MORVAN,† F. D. CIPRIANI et PH. BOURNOT

Institut Méditerranéen de Technologie, Unité Lasers de Puissance et Applications,
Technopôle de Château Gombert, 13451 Marseille cedex 13, France

(Reçu le 28 février 1994)

Résumé—Cet article présente les résultats d'une étude numérique sur le problème de la refusion superficielle d'un matériau pur ou d'un alliage eutectique par un laser continu. Le changement de phase est pris en compte par une méthode d'homogénéisation qui permet de résoudre le problème complet suivant un maillage cartésien fixe. Les résultats montrent que la convection thermocapillaire modifie sensiblement le transfert de chaleur dans la pièce traitée et donc la forme du bain fondu. Les effets dus aux conditions expérimentales, comme la vitesse de balayage et la dimension du faisceau, sont analysés. Le matériau testé est un aluminium pur, pour lequel nous avons étudié aussi bien les situations où la tension superficielle est une fonction décroissante ou croissante du champ de température.

1. INTRODUCTION

L'OPTIMISATION des techniques de production en science des matériaux nécessite une meilleure connaissance des mécanismes physiques associés au processus de solidification. La simulation numérique des transferts de chaleur et des écoulements qui se développent au cours d'une opération comprenant un changement de phase, doit permettre la mise en évidence des paramètres physiques qui contribuent de manière significative au résultat final. Un exemple de ce type de problème est le traitement thermique superficielle des pièces mécaniques qui vise une amélioration de leurs propriétés de résistance à l'usure et à la corrosion. La modification des propriétés de surface est obtenue par une transformation en phase solide (trempe), refusion superficielle ou addition d'un matériau différent (recouvrement et alliage de surface). Le développement des applications des lasers de puissance devrait conduire à une amélioration en qualité et en facilité la réalisation de ce type de traitement [1]. L'avantage principal des lasers est la possibilité de déposer une grande quantité d'énergie avec précision, ce qui permet de réaliser des traitements très localisés, n'induisant pratiquement pas de déformation et donc ne nécessitant pas ou peu de reprise d'usinage des pièces produites. De plus l'usinage par laser ne nécessite pas des conditions de pression ou de température particulières (alors que le soudage par canon à électrons nécessite de travailler sous vide). De nombreuses publications abordent le problème du transfert de chaleur associé à un traitement par laser. Pour les problèmes

comprenant un passage à l'état liquide les effets de convection hydrodynamique sont généralement négligés, seule la conduction moléculaire est prise en compte. Ces hypothèses simplifient considérablement la résolution des équations associées à ce problème qui admet alors des solutions analytiques si la source de chaleur est réduite à un seul point ou à un crêneau uniforme [2]. Pour des distributions plus complexes (faisceau gaussien ou multimode) une résolution numérique est nécessaire [3]. Ce type d'approche a été utilisé avec un certain succès afin d'étudier la formation du capillaire de vaporisation («keyhole») pendant le soudage par laser ou faisceau d'électrons de deux plaques métalliques [4]. La profondeur de soudage et les modifications du coefficient d'absorption ont été étudiées [5, 6]. Les travaux sur les traitements de surface se sont surtout intéressés à l'influence des conditions expérimentales telles que la répartition d'énergie du faisceau incident et la vitesse de traitement sur la zone thermiquement affectée, la profondeur du bain de fusion et sur la formation des microstructures qui vont se développer au cours de la solidification [7, 8]. Une étude expérimentale a montré que pour la trempe superficielle d'un acier, la profondeur de matériau traité est approximativement proportionnelle à la quantité $P/\sqrt{2RV_s}$, où P et R désignent respectivement la puissance et le rayon du faisceau incident et V_s la vitesse de traitement [9]. Si les effets convectifs ne semblent pas affecter le transfert de chaleur pour la refusion superficielle de pièces très mince ($5 \mu\text{m}$) comme les films de silice [10], par contre ceux-ci peuvent devenir très importants pour le traitement thermique de pièces mécaniques plus épaisses pour lesquelles les bains de fusion peuvent atteindre $100 \mu\text{m}$

† Unité Mixte CNRS-Université Aix-Marseille II n° 34.

NOTATIONS

A	rapport de forme profondeur/longueur du bain de fusion	T_f	température de fusion
C	chaleur spécifique	v^1, v^2	composantes de vecteur vitesse
f	fraction massique (liquide ou solide)	V_s	vitesse de traitement
g	accélération gravitationnelle	x_1, x_2	système de coordonnées cartésien.
H	enthalpie totale	Symboles grecs	
ΔH	chaleur latente	β	coefficient d'expansion thermique
h	chaleur sensible	μ	viscosité dynamique
k	conductivité	ρ	densité
K	perméabilité	σ	tension de surface
L_f	chaleur latente de fusion	ψ	fonction de courant.
p	pression	ω	vorticité
P	densité linéique de puissance	Indices et exposants	
R	rayon du faisceau laser	i	composantes suivant la direction x_i
S	coefficient d'interaction (liquide-solide)	l	phase liquide
t	temps	s	phase solide.
T	température		

à 1 mm de profondeur. Les études réalisées en soudage modélisent en général le capillaire de vaporisation («keyhole») par un cylindre de diamètre constant du même ordre de grandeur que celui du faisceau, le long duquel la température est égale à la température de vaporisation [11]. Dans ce cas l'écoulement et le transfert de chaleur sont supposés bidimensionnels dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. En négligeant les flux de matière qui traversent le capillaire et les forces d'inertie vis-à-vis des forces de viscosité, l'écoulement du matériau fondu est réduit à un écoulement de Stokes autour d'un cylindre. Ces hypothèses sont en contradiction avec des visualisations expérimentales [12] qui ont montré que les vitesses relevées dans le bain de fusion pouvaient être 10 à 100 fois plus grandes que celles prédites par le calcul précédent. Cette étude a également mis en évidence des mouvements de convection dont l'action se traduisait par un important brassage du matériau fondu dans toutes les directions. L'origine de ces cellules de convection est due au gradient de tension superficielle induit par la distribution inhomogène de température de long de la paroi du capillaire et de la surface libre du bain de fusion. Dans certaines conditions ces écoulements thermocapillaires peuvent engendrer d'importantes déformations ($> 100 \mu\text{m}$) de la surface libre du bain qui peuvent subsister après resolidification sous la forme d'ondulations plus ou moins régulières [13]. Toutes ces études semblent indiquer que le transfert de chaleur dans une pièce avec passage à l'état liquide est sensiblement affecté par les mouvements de convection qui se développent dans le bain de fusion [14–17], il doit en être de même pour tous les paramètres qui caractérisent le traitement tels que la profondeur et la composition finale de la couche de matériau au voisinage de la surface [18]. Au cours d'une opération

de refusion superficielle par laser, la mise en forme rectangulaire du faisceau est telle que le bain de fusion est beaucoup plus étendu suivant la direction perpendiculaire à la direction de traitement. L'écoulement et les transferts de chaleur sont donc plus importants suivant un plan parallèle à la direction de traitement et passant par l'axe du faisceau. L'étude présentée dans cet article est donc limitée à la modélisation dans ce plan d'une opération de traitement de surface par laser. Le modèle physique est alors décrit par un ensemble de quatre équations aux dérivées partielles traduisant la conservation de l'énergie, de la masse et de la quantité de mouvement. Ces équations de conservation sont obtenues après homogénéisation afin de prendre en compte les phénomènes d'interaction entre phases localisés au voisinage de la zone de changement d'état. Cette technique présente l'avantage de pouvoir traiter facilement les problèmes diphasiques de convection-diffusion. En particulier, elle ne nécessite pas une adaptation particulière du maillage vis-à-vis de l'interface (si elle existe) séparant les phases liquide et solide, le calcul peut donc être mené suivant un maillage fixe défini au début de la résolution [19]. Par cette méthode, il est possible de traiter aussi bien les problèmes de fusion—solidification des matériaux purs pour lesquels le changement d'état intervient à une température définie, que les alliages binaires caractérisés par un changement d'état étalé entre une température *liquidus* et *solidus* elles-mêmes fonctions de la composition du matériau [20, 21].

Les forces de friction qui existent dans la zone de changement d'état entre la phase liquide en écoulement et la phase solide sont modélisées par des termes sources dans les équations de conservation de la quantité de mouvement du même type que ceux

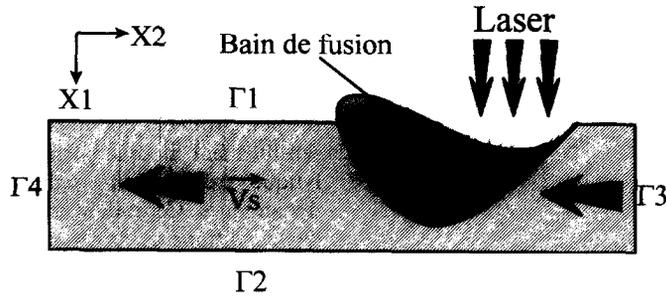


FIG. 1. Refusion superficielle par laser : configuration géométrique.

rencontrés pour un écoulement rampant dans un milieu poreux.

Nous avons analysé l'influence des conditions opératoires telles que la dimension du faisceau et la vitesse de traitement sur la profondeur et plus généralement la forme de la zone fondue. En changeant la loi de variation de la tension superficielle avec la température, nous avons mis en évidence les variations importantes qui pouvaient être observées au niveau de la forme de la zone fondue.

2. FORMULATION MATHÉMATIQUE

Le problème de la refusion superficielle d'une plaque d'épaisseur finie et d'envergure infinie par un créneau uniforme de flux de chaleur admet une solution analytique [2] si l'on suppose que les propriétés du matériau restent constantes et si les effets de convection hydrodynamique sont négligés. Le champ de température s'écrit alors sous la forme d'un développement en série de Fourier ; nous noterons par la suite T_a cette solution. Comme cela sera expliqué plus loin, cette solution analytique T_a sera utilisée comme condition initiale du champ de température pour la résolution numérique (ce qui aura pour conséquence de réduire les temps de calcul) et pour l'approximation des flux de chaleur aux frontières du domaine de calcul. En suivant la formulation précédemment proposée [20, 21] pour la modélisation d'un problème de convection-diffusion avec changement d'état liquide/solide, le système physique qui nous intéresse est gouverné par les équations aux dérivées partielles suivantes (Fig. 1) :

l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho \left[\frac{\partial H}{\partial t} + v'_j \frac{\partial h}{\partial x_j} + v'_s \frac{\partial \Delta H}{\partial x_j} \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right], \quad (1)$$

l'équation de continuité :

$$\frac{\partial v'_j}{\partial x_j} = 0, \quad (2)$$

l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left[\frac{\partial v'_i}{\partial t} + v'_j \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_l \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} \right] + \rho g [1 - \beta(T - T_0)] \delta_{i1} - \frac{\mu_l}{K} [v'_i - v'_s]. \quad (3)$$

L'écriture de ce système de conservation a nécessité les hypothèses suivantes :

- La chaleur spécifique C reste constante.
- Seules les variations de masse volumique ρ engendrées par la température sont prises en compte. Et ceci seulement dans le terme de poussée d'Archimède (hypothèse de Boussinesq). Nous avons en particulier négligé les variations de densité occasionnées par le changement d'état liquide-solide (les fractions massique et volumique sont alors confondues). Cette hypothèse a été introduite pour nous permettre de négliger en première approximation les déformations de la surface libre et en particulier celles engendrées par la dilatation de l'échantillon. Pour un matériau type tel que l'aluminium on a en fait $\rho_s = 1.125\rho_l$. Cette variation est donc loin d'être complètement négligeable et devrait être prise en compte dans une prochaine étude qui intégrera également une surface libre déformable.
- La perméabilité K est évaluée par la formule de Carman-Kozeny dont la validité a été démontrée pour l'écoulement laminaire d'un fluide visqueux dans un milieu poreux [22] :

$$K = K_0 \left[\frac{f_l^3}{(1-f_l)^2} \right], \quad (4)$$

(f_l désigne la fraction volumique de la phase liquide).

Nous avons également introduit les notations suivantes :

- la vitesse moyenne $v'_i = f_l v'_l + (1-f_l) v'_s$;
- la conductivité moyenne $k = f_l k_l + (1-f_l) k_s$;
- la chaleur sensible $h = \int_0^T C dT$;
- la chaleur latente ΔH ($0 \leq \Delta H \leq L_f$) où L_f désigne la chaleur latente de fusion ;
- l'enthalpie totale $H = \Delta H + h$;

- la température T (T_0 désigne le seuil de température au delà duquel interviennent les forces de flottaison).

Pour un matériau pur caractérisé par un changement d'état à température constante, la chaleur latente de fusion est reliée au champ de température par la relation suivante :

$$\Delta H = \begin{cases} L_f \text{ lorsque } T \geq T_f \text{ (} T_f \text{ désigne la température de fusion)} \\ 0 \text{ lorsque } T < T_f. \end{cases} \quad (5)$$

Les conditions limites associées au système (1)–(3) sont (voir Fig. 1) :

sur la face supérieure Γ_1 éclairée par le laser :

$$k \frac{\partial T}{\partial x_1} = -\frac{P}{2R}, \quad (6)$$

(P : densité linéique de puissance, R : rayon du faisceau incident) ;

$$v^1 = 0 \quad v_s^2 = V_s \quad \frac{\partial v_f^2}{\partial x_1} = -\frac{1}{\mu_1} \frac{\partial \sigma}{\partial x_2}, \quad (7)$$

(V_s : vitesse de traitement, σ : tension superficielle) ;

sur la face inférieure Γ_2 :

$$\frac{\partial T}{\partial x_1} = \frac{\partial T_a}{\partial x_1} \quad v^1 = 0 \quad v_s^2 = V_s, \quad (8)$$

(T_a : solution analytique du problème purement conductif) ;

sur la face latérale Γ_3 en amont du faisceau :

$$T = T_a \quad v^1 = 0 \quad v_s^2 = V_s; \quad (9)$$

sur la face latérale Γ_4 en aval du faisceau :

$$\frac{\partial T}{\partial x_2} = \frac{\partial T_a}{\partial x_2} \quad v^1 = 0 \quad v_s^2 = V_s. \quad (10)$$

Comme nous venons de le voir, le problème est construit en adoptant une formulation générale instationnaire, y compris pour la recherche d'une solution stationnaire. Nous avons choisi d'initialiser le champ de température à partir de la solution analytique T_a et des conditions de fluide au repos pour les variables hydrodynamiques :

$$T = T_a \quad v^1 = 0 \quad v^2 = V_s \quad \text{pour } t = 0. \quad (11)$$

Nous avons vérifié par ailleurs que les solutions stationnaires obtenues ne présentaient pas de sensibilité aux conditions initiales ; les calculs réalisés à partir des conditions initiales de repos ou à partir d'une solution convective calculée pour des conditions opératoires voisines donnent exactement les mêmes résultats (seul le temps nécessaire pour aboutir à un niveau de convergence acceptable diffère).

Compte tenu du rapport d'échelle entre l'épaisseur

des pièces traitées (1 cm) et la profondeur de la zone fondue (100 μm à 1 mm), la résolution numérique est limitée à un sous-domaine contenant la zone fondue. Au delà d'une certaine distance du bain de fusion, il est peu probable que le champ de température soit sensiblement modifié par rapport à la solution analytique calculée en négligeant les effets hydrodynamiques. Cependant nous avons préféré imposer des conditions de flux aux frontières de sortie Γ_2 et Γ_4 qui, tout en assurant l'existence d'une solution stationnaire pour l'équation de l'énergie, étaient moins contraignantes que d'imposer un raccordement direct du champ de température avec la solution analytique. La condition qui assure l'existence d'une solution stationnaire pour le problème thermique, que vérifie déjà la distribution de température T_a et de flux $\partial T_a / \partial n$ sur la frontière du domaine de calcul, peut être obtenue par intégration de l'équation de conservation de l'énergie qui devient alors :

$$\int_{\Gamma} \rho c T \mathbf{\bar{u}} \cdot \mathbf{\bar{n}} \, d\Gamma = \int_{\Gamma} k \frac{\partial T}{\partial n} \, d\Gamma, \quad (12)$$

où Γ désigne la frontière du domaine. Pour l'écoulement bi-dimensionnel d'un fluide incompressible, il est possible de réduire le nombre de variables à calculer en introduisant la fonction de courant ψ et la vorticité ω pour décrire le problème hydrodynamique. Cette formulation permet une vérification automatique de l'équation de continuité. L'introduction d'un modèle de chaleur spécifique équivalente permet également de remplacer la variable enthalpie par la température [23].

Ces nouvelles variables sont définies de la manière suivante :

$$\omega = \frac{\partial v^2}{\partial x_1} - \frac{\partial v^1}{\partial x_2}, \quad (13)$$

$$v^1 = \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \quad v^2 = -\frac{\partial \psi}{\partial x_1}. \quad (14)$$

Pour faciliter l'évaluation de l'importance relative de l'ensemble des phénomènes physiques présents dans ce problème, les variables sont adimensionnées à l'aide des échelles caractéristiques suivantes :

- longueur : le rayon R du faisceau ;
- l'écart de température $\Delta T = P/(2k)$;
- la vitesse $U = 1/\mu_1 |\partial \sigma / \partial T| \Delta T$;
- le temps R/U ;
- l'enthalpie L_f (chaleur latente de fusion).

Le système d'équations aux dérivées partielles (1)–(3) s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + v^j \frac{\partial h}{\partial x_j} v_s^j \frac{\partial \Delta H}{\partial x_j} = \frac{S_{le}}{M_a} \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + v^j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{1}{R_e} \frac{\partial^2 \omega}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{G_r}{R_e^2} \frac{\partial T}{\partial x_2} + S_\omega \omega, \quad (16)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_j \partial x_j} = -\omega - S_\psi(\psi - \psi_s). \quad (17)$$

Les deux termes S_ω et S_ψ caractérisent les forces d'interaction liquide-solide, ils sont évalués à partir d'une forme numérique de l'équation de Carman-Kozeny :

$$S = -C_1 \frac{(1-f_1)^2}{f_1^3 + C_2}, \quad (18)$$

$$f_1 = \frac{\Delta H}{L_r}, \quad (19)$$

(C_1 et C_2 sont des constantes positives).

L'introduction de ces différents termes sources permet de prendre en compte les effets physiques localisés au voisinage de l'interface de changement d'état liquide-solide qui seraient naturellement pris en charge par des conditions limites de type adhérence du fluide à la paroi si le problème avait été traité par une méthode classique multi-domaine. Il est facile de noter que compte tenu des valeurs extrêmement élevées que prennent S_ω et S_ψ au passage à l'état solide (ces valeurs devraient être théoriquement infinies puisque ces paramètres caractérisent l'inverse de la perméabilité locale du milieu), le comportement des solutions des deux équations (16) et (17) dans la phase solide est telle que cette condition d'adhérence est correctement respectée. Les paramètres physiques adimensionnels qui contrôlent le comportement du système sont alors :

le nombre de Reynolds

$$R_e = \frac{\rho UR}{\mu_1}, \quad (20)$$

le nombre de Grashof

$$G_r = \frac{g\beta\rho^2\Delta TR^3}{\mu_1^2}, \quad (21)$$

le nombre de Prandtl

$$P_r = \frac{\mu_1 C}{k}, \quad (22)$$

le nombre de Marangoni

$$M_a = R_e P_r, \quad (23)$$

le nombre de Stefan

$$S_{te} = \frac{C\Delta T}{L_r}. \quad (24)$$

Le système d'équations aux dérivées partielles (15)-(17) est discrétisé numériquement par un schéma aux différences finies centrées d'ordre deux, la résolution globale étant assurée par un algorithme aux directions alternées (ADI) [24]. Un problème de convergence peut apparaître si les termes d'inertie sont très largement prépondérants ($R_e > 30\,000$), dans ce cas un décentrement des termes convectifs est nécessaire (schéma du premier ordre upwind). Pour limiter la

diffusion numérique introduite par ce schéma d'ordre un, nous avons raffiné le maillage aux endroits où les gradients pouvaient être importants. A chaque pas de temps, le champ de température, de vorticité et la fonction de courant sont calculés itérativement jusqu'à ce que le critère de convergence suivant soit vérifié :

$$\left| \frac{\phi^{k+1} - \phi^k}{\max \phi^k} \right| < 10^{-3} \quad (25)$$

(ϕ désigne T , ω ou ψ et k l'indice d'itération).

Une résolution type du problème instationnaire nécessite approximativement 6000 pas de temps ($\Delta t = 1$). Les calculs ont été réalisés sur un ordinateur de type IBM 3090 (VF 400), pour un maillage moyen comprenant 91×43 points de discrétisation. Le temps CPU est alors de l'ordre de 1 à 5 h.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Les résultats de calcul présentés par la suite ont été obtenus pour des échantillons d'aluminium pur et un alliage d'aluminium-étain sur lesquels nous avons étudié l'influence des modifications de quelques paramètres expérimentaux tels que la vitesse de traitement et la dimension du faisceau incident. Les propriétés physiques des matériaux testés et les conditions expérimentales ont été reportées dans les Tableaux 1-3 [25, 26].

Tableau 1. Propriétés physiques de l'aluminium

Densité, ρ	2400 kg m ⁻³
Conductivité, k	100 W m ⁻¹ K ⁻¹
Chaleur spécifique, c	1060 J kg ⁻¹ K ⁻¹
Chaleur latente de fusion, L_f	10 kJ kg ⁻¹
Température de fusion, T_f	930 K
Coefficient d'expansion thermique, β	10 ⁻⁴ K ⁻¹
Viscosité dynamique, μ	2.8 g m ⁻² s ⁻¹
Variation de la tension de surface avec la température	
Al γ	-0.35 $\times 10^{-3}$ N m ⁻¹ K ⁻¹
Al-Sn γ	-0.35-0.2 $\times 10^{-3}$ N m ⁻¹ K ⁻¹

Tableau 2. Conditions expérimentales

Densité linéique de puissance, P	1 kW cm ⁻¹
Rayon du faisceau, R	0.5-1.5 mm
Vitesse de traitement, V_s	0.75-1.25 cm s ⁻¹
Epaisseur de la pièce traitée	1 cm

Tableau 3. Valeurs typiques des paramètres physiques

Nombre de Reynolds, R_e	50 000
Nombre de Prandtl, P_r	0.03
Nombre de Marangoni, M_a	1500
Nombre de Grashof, G_r	360

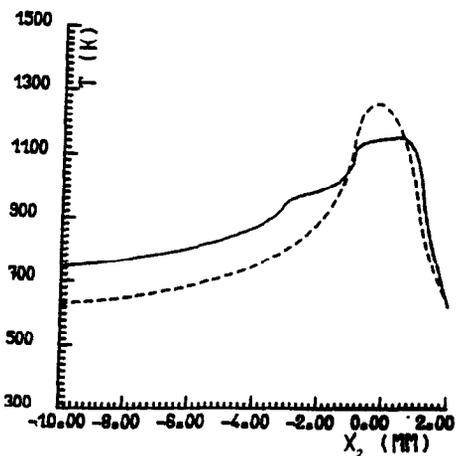


FIG. 3. Profil de température en surface: (—) solution numérique, (---) solution analytique.

présentés sur les Figs. 4 et 5 montrent le champ de température et les lignes de courant du mouvement relatif obtenus pour trois valeurs de la vitesse de traitement $V_s = 0.75, 1$ et 1.25 cm s^{-1} , les autres paramètres caractérisant le traitement étant fixés ($P = 1 \text{ kW cm}^{-1}$

et $R = 1 \text{ mm}$). On voit bien sur ces résultats que les mouvements de convection participent de manière très active au développement du bain de fusion. Les variations de la vitesse de traitement V_s affectent peu la profondeur de la zone fondue, en tout cas beaucoup moins que pour la solution purement conductive (voir la Fig. 6). Ceci est probablement dû au fait qu'une réduction de la vitesse de traitement provoque un accroissement des mouvements de convection thermocapillaire à la surface du bain, ce qui va se traduire par une compensation partielle de l'élévation de température occasionnée par l'augmentation de la densité d'énergie Φ déposée. Par contre le rapport de forme $A = D/L$ (profondeur/longueur) du bain de fusion est sensiblement affecté, puisqu'une variation de $\pm 25\%$ de la vitesse de traitement entraîne une modification de 30 à 40% de la valeur du rapport de forme A . L'importance de ce rapport de forme sur la stabilité de la surface libre a déjà été mise en évidence pour l'écoulement thermocapillaire d'un liquide incompressible dans une cavité rectangulaire soumise en surface à un gradient de température uniforme [27]. Il a été démontré dans cet article qu'une condition suffisante pour que la surface libre reste plane pouvait être

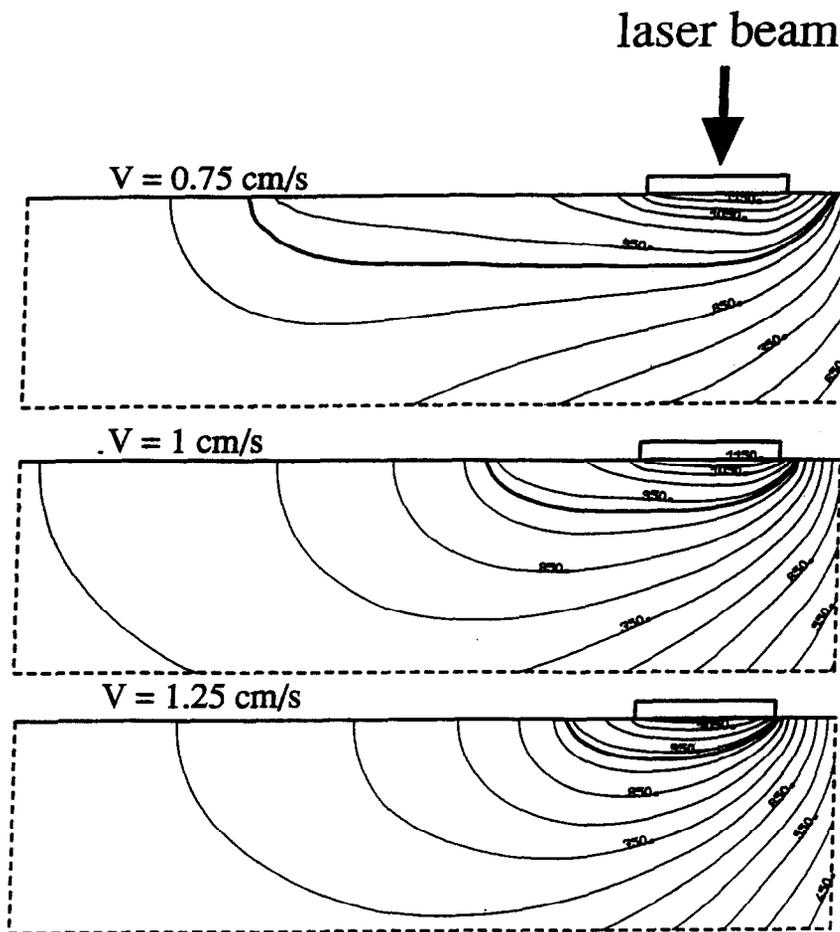


FIG. 4. Refusion superficielle d'un échantillon d'aluminium: champ de température obtenu pour trois valeurs de la vitesse de traitement V_s .

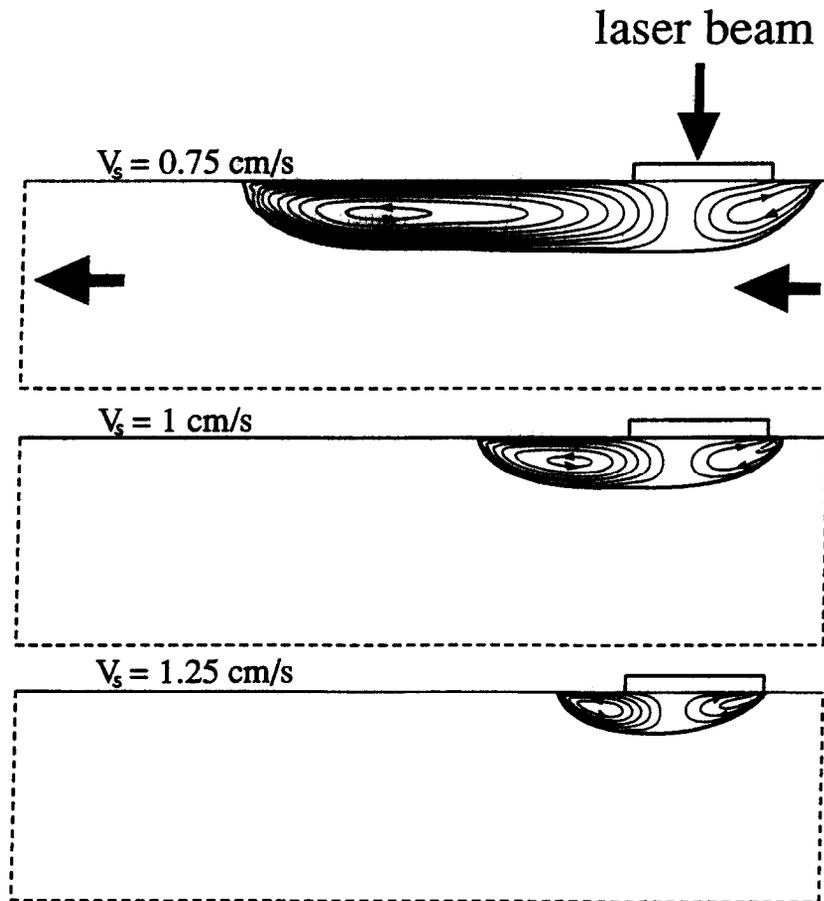


FIG. 5. Refusion superficielle d'un échantillon d'aluminium : lignes de courant du mouvement relatif obtenu pour trois valeurs de la vitesse de traitement V_s : pour $V_s = 0.75 \text{ cm s}^{-1}$, $\psi'_{\max} = 2.710^{-3}$, $\psi'_{\min} = -9 \times 10^{-4}$, $\Delta\psi' = 3 \times 10^{-4}$; pour $V_s = 1 \text{ cm s}^{-1}$, $\psi'_{\max} = 1.8 \times 10^{-3}$, $\psi'_{\min} = -9 \times 10^{-4}$, $\Delta\psi' = 3 \times 10^{-4}$; pour $V_s = 1.25 \text{ cm s}^{-1}$, $\psi'_{\max} = 10^{-3}$, $\psi'_{\min} = -6 \times 10^{-4}$, $\Delta\psi' = 2 \times 10^{-4}$.

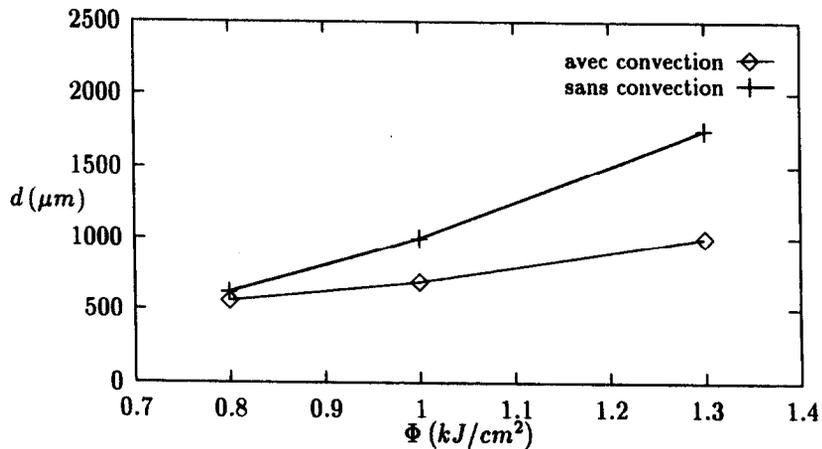


FIG. 6. Profondeur de la zone fondue en fonction de la densité d'énergie Φ .

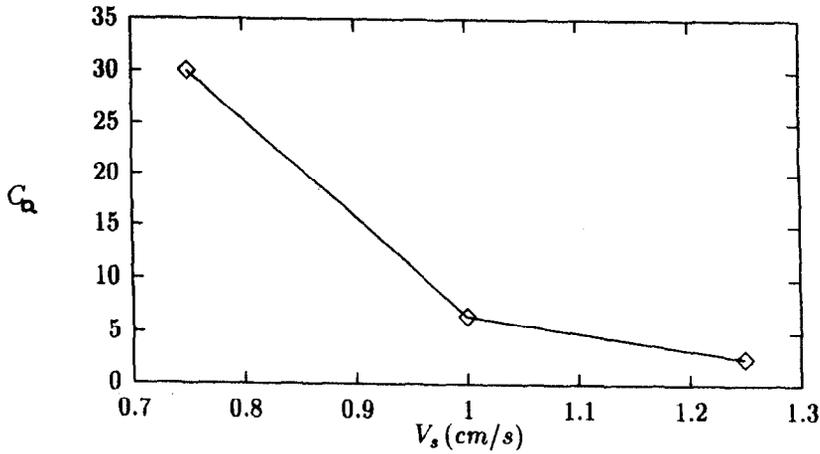


FIG. 7. Nombre capillaire C_a en fonction de la vitesse de traitement V_s .

décrite à partir d'un paramètre sans dimension C_a , qui n'est rien d'autre qu'un nombre capillaire. Pour cette configuration géométrique particulière la condition de stabilité de la surface libre est donnée par la relation suivante :

$$C_a = \frac{\gamma \Delta T}{\sigma A^3} < 1 \quad \text{avec} \quad \gamma = \left| \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right|$$

$$\Delta T = T_{\max} - T_{\min} \quad A = \frac{D}{L} \quad (26)$$

Sur la Fig. 7 nous avons reporté la courbe de variation de ce nombre capillaire C_a occasionnée par une augmentation de la vitesse de traitement V_s . On peut noter sur cette courbe qu'une augmentation modérée de la vitesse de traitement, n'entraînant pas de modifications sensibles de l'épaisseur de la couche de matériau fondu, se traduit par une réduction très importante du nombre capillaire C_a , ce qui a pour conséquence une amélioration significative de la stabilité de la surface libre du bain de fusion et donc de la qualité

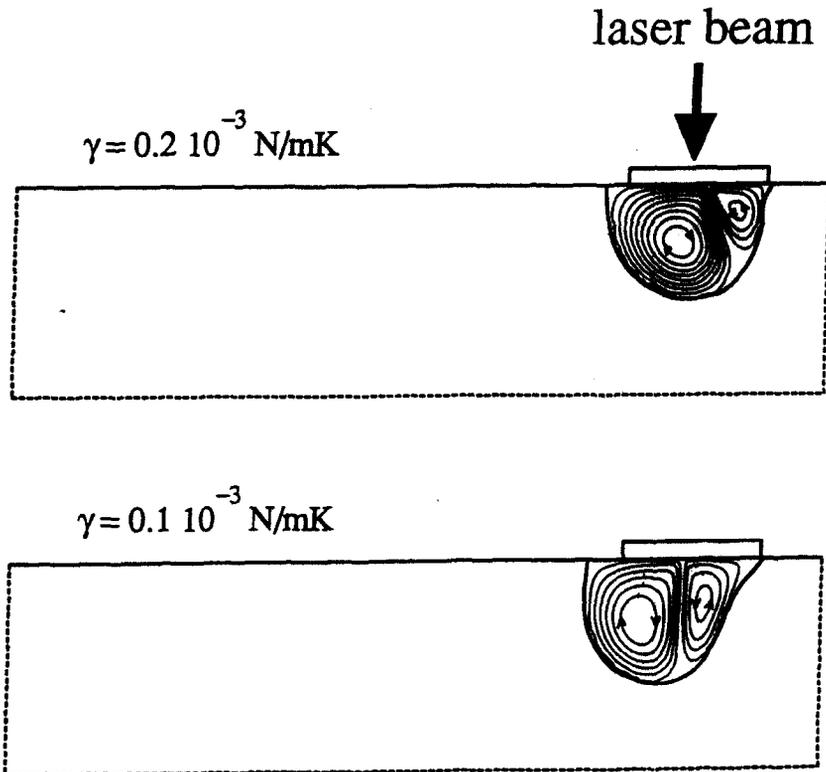


FIG. 8. Influence du sens de variation de la tension superficielle avec la température (lignes de courant du mouvement relatif) : $\gamma = 2 \times 10^{-4}$ et $10^{-4} \text{ N m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

du traitement de surface ainsi réalisé. Comme cela a déjà été suggéré dans une étude précédente [28], il doit être possible de définir une vitesse critique seuil au delà de laquelle la surface libre du bain de fusion ne devrait plus être soumise à des déformations d'origine hydrodynamique, assurant ainsi un état de surface acceptable de la pièce traitée après resolidification.

3.3. Influence du gradient de tension superficielle

La présence de mouvements de convection dans le bain de fusion n'a pas que des effets négatifs, dans certaines conditions ils peuvent au contraire amplifier les possibilités initiales de la source et augmenter la profondeur de la zone fondue. Ce résultat peut être obtenu par addition à de faibles concentrations d'un contaminant à la surface du bain ce qui a pour conséquence d'inverser le signe de la loi de variation de la tension superficielle avec la température. Les résultats présentés sur la Fig. 8 permettent une illustration de ce phénomène; ils représentent les lignes de courant du mouvement relatif obtenues pour deux valeurs positives du gradient de tension superficielle par rapport à la température ($\gamma = 2 \times 10^{-4}$ et 10^{-4}). Cette modification de propriété de l'interface liquide-gaz entraîne une inversion du sens de rotation des cellules de convection dans le bain de fusion qui se traduit par une augmentation sensible du rapport de forme A (profondeur/longueur) de la zone fondue. Certaines études expérimentales ont déjà montré les avantages que l'on pouvait tirer de l'utilisation de ce phénomène dans des applications de type soudage [29].

4. CONCLUSIONS

Les enseignements que l'on peut tirer à partir des résultats présentés dans cette étude numérique peuvent se résumer de la manière suivante :

- les mouvements de convection qui se développent dans ce type de bain de fusion sont très importants; ils constituent un mode de transport d'énergie puissant qui influence de manière significative le couplage thermique entre le faisceau laser et la pièce traitée. Pour les vitesses de traitement de l'ordre du cm s^{-1} , il n'est pas possible de négliger l'influence du transport convectif sur le transfert de chaleur;
- les modifications occasionnées par de faibles variations de la vitesse de traitement sur le rapport de forme du bain de fusion et donc sur la stabilité de la surface libre sont très importants;
- la convection thermocapillaire peut être utilisée afin d'augmenter l'efficacité en terme de profondeur fondue d'une source d'énergie de puissance donnée, ceci en modifiant le sens de variation de la tension superficielle avec la température;
- il faut néanmoins souligner qu'une représentation fidèle des applications pratiques devrait prendre en compte les effets tridimensionnels qui sont loin d'être négligeables. Cette étude représente une première approche; au niveau des enseignements que

l'on peut en tirer il serait plus prudent de se limiter au niveau qualitatif. Les résultats obtenus ont permis en particulier de mettre en évidence les grandes tendances et les effets occasionnés par telle ou telle modification d'un des paramètres opératoires.

Remerciements—Les auteurs remercient le Ministère de l'Éducation Nationale et le Ministère de la Recherche et de la Technologie pour le soutien technique et financier qu'ils ont bien voulu apporter pour la réalisation de cette étude dans le cadre du Centre de Compétence en Calcul Numérique Intensif implanté au CNUSC et du Programme de Recherche Européen EUREKA-EUROLASER EU-194.

REFERENCES

1. W. M. Steen and J. Powell, Laser surface treatment, *Mat. Engng* **2**, 157–162 (1981).
2. D. Rosenthal, The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments, *Trans. ASME* **68**, 849–866 (1946).
3. H. E. Cline and T. R. Anthony, Heat treating and melting material with a scanning laser or electron beam, *Int. J. Heat Mass Transfer* **48**, 3895–3900 (1977).
4. D. T. Swift-Hook and A. E. F. Gick, Penetration weldings with lasers, *Welding Res. Suppl.* **11**, 492–499 (1973).
5. J. Mazumder and W. M. Steen, Heat transfer model for cw laser material processing, *J. Appl. Phys.* **51**, 941–947 (1980).
6. T. Chande and J. Mazumder, Estimating effects of processing conditions and variable properties upon pool shape, cooling rates and absorption coefficient in laser welding, *J. Appl. Phys.* **56**, 1981–1986 (1984).
7. J. E. Moody and R. H. Hendel, Temperature profiles induced by a scanning cw laser welding, *J. Appl. Phys.* **53**, 4364–4371 (1982).
8. M. Rappaz, B. Carrupt, M. Zimmermann and W. Kurz, Numerical simulation of eutectic solidification in the laser treatment of materials, *Helvetica Physica Acta* **60**, 924–936 (1987).
9. W. M. Steen and C. Courtney, Surface heat treatment of en 8 steel using a 2 kW cw CO₂ laser, *Met. Tech.* **12**, 456–462 (1979).
10. P. J. Timans, R. A. McMahon, H. Ahmed and G. F. Hopper, Temperature distributions and molten zones induced by heating with line-shaped electron beams, *J. Appl. Phys.* **66**, 2285–2296 (1989).
11. J. Dowden, M. Davis and P. Kapadia, The flow of heat and the motion of the weld pool in penetration welding with a laser, *J. Appl. Phys.* **57**, 4474–4479 (1985).
12. Y. Arata, H. Maruo, I. Miyamoto and Y. Inoue, Dynamic behaviour of laser welding, *IJW Doc.* **4**, 222–232 (1977).
13. I. C. Hawkes, M. Lamb, W. M. Steen and D. R. F. West, Surface topography and fluid flow in laser surface melting. In *CISFFEL*, pp. 125–132. Lyon, France (1986).
14. J. Srinivasan and B. Basu, A numerical study of thermocapillary flow in a rectangular cavity during laser melting, *Int. J. Heat Mass Transfer* **29**, 563–572 (1986).
15. B. Basu and J. Srinivasan, Numerical study of steady state laser melting problem, *Int. J. Heat Mass Transfer* **31**, 2331–2338 (1988).
16. C. Chan, J. Mazumder and M. M. Chen, A two-dimensional transient model for convection in laser melted pool, *Metall. Trans.* **15**, 2175–2184 (1984).
17. M. E. Thompson and J. Szekely, The transient behavior of weld pools with a deformed free surface, *Int. J. Heat Mass Transfer* **32**, 1007–1019 (1989).

18. T. Chande and J. Mazumder, Two-dimensional transient model for mass transport in laser surface alloying, *J. Appl. Phys.* **57**, 2226–2232 (1985).
19. V. R. Voller and C. Prakash, A fixed grid numerical modelling methodology for convection–diffusion mushy region phase change problems, *Int. J. Heat Mass Transfer* **30**, 1709–1719 (1987).
20. W. D. Bennon and F. P. Incropera, A continuum model for momentum, heat and species transport in binary solid–liquid phase change systems: 1 model formulation, *Int. J. Heat Mass Transfer* **30**, 2161–2170 (1987).
21. W. D. Bennon and F. P. Incropera, A continuum model for momentum, heat and species transport in binary solid–liquid phase change systems: 2 application to solidification in a rectangular cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer* **30**, 2171–2187 (1987).
22. C. Beckermann, R. Viskanta and S. Ramadhyani, Natural convection in vertical enclosures containing simultaneously fluid and porous layers, *J. Fluid Mech.* **186**, 257–284 (1988).
23. A. J. Dalhuijsen and A. Segal, Comparison of finite element techniques for solidification problems, *Int. J. Numer. Meth. Engng* **23**, 1807–1829 (1986).
24. R. Peyret and D. Taylor, *Computational Methods for Fluid Flow*, Springer Series in Computational Physics (1st Edn). Springer-Verlag, New York (1983).
25. E. A. Brandes (Ed.), *Smithells Metals Reference Book* (6th Edn). Butterworths, London (1976).
26. P. J. Desre and J. C. Joud, Surface tension temperature coefficient of liquid alloys and definition of a zero Marangoni number alloy for crystallisation experiments in micro-gravity environment, *Acta Astronautica* **8**, 407–415 (1981).
27. A. K. Sen and S. H. Davis, Steady thermocapillary flows in two-dimensional slots, *J. Fluid Mech.* **121**, 163–186 (1982).
28. T. R. Anthony and H. E. Cline, Surface rippling induced by surface-tension gradients during laser surface melting and alloying, *J. Appl. Phys.* **48**, 3888–3894 (1977).
29. P. S. Wei and W. H. Giedt, Surface tension gradient-driven flow around an electron beam welding cavity, *Welding Res. Suppl.* **9**, 251–259 (1985).

THERMOCAPILLARY CONVECTION DURING LASER SURFACE MELTING

Abstract—This paper presents a numerical study of the pure and eutectic alloy laser surface melting problem. The phase change is taken into account with a porosity–enthalpy formulation which permits the solution of the whole problem on a fixed cartesian grid. Thermocapillary convection modifies heat transfer and therefore the melted pool shape. The effects of experimental conditions such as laser scanning velocity and beam radius are analysed. The tested materials are pure aluminium and an aluminium alloy, which permit the study of both negative and positive surface tension–temperature gradients.