

Un nouveau critère de fissuration à chaud

J.-M. Drezet^(a), O. Ludwig^(b) et M. Rappaz^(a)

^(a) Laboratoire de Métallurgie Physique
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
MX-G, CH-1015 Lausanne, Switzerland

^(b) Laboratoire de Thermodynamique et Physico-chimie Métallurgiques
Institut National Polytechnique de Grenoble
F-38402 St Martin d'Hères, France

Résumé

Un nouveau critère d'apparition de fissures ou criques à chaud est présenté. Il est basé sur l'équation de conservation de la masse appliquée à la zone solide-liquide (zone pâteuse) et prend en compte à la fois une déformation subie par le squelette solide perpendiculairement aux dendrites et l'appel de liquide induit par le retrait de solidification. Le modèle introduit une vitesse de déformation critique, $\dot{\epsilon}_{p,max}$, au delà de laquelle la cavitation, i.e. la germination d'un premier pore, a lieu. Cette valeur critique est une fonction croissante du gradient thermique et de la perméabilité du milieu semi-solide, et une fonction décroissante de la viscosité. La contribution du retrait de solidification est du même ordre de grandeur que celle associée à la déformation du squelette semi-solide. Un indice de sensibilité à la fissuration à chaud (HCS, hot cracking sensitivity) est alors défini par $\dot{\epsilon}_{p,max}^{-1}$ puis appliqué aux alliages aluminium-cuivre de différents teneurs afin de reproduire la courbe en « Λ » typique de la fissuration à chaud et décrite antérieurement par Clyne et Davies à l'aide d'une approche phénoménologique. Les valeurs calculées par le nouveau modèle montrent un bon accord avec les mesures obtenues par Spittle et Cushway pour des alliages non affinés. Une comparaison du critère avec l'observation de criques obtenues à l'aide du test de l'anneau donne une valeur de quelques kPa pour la dépression de cavitation et des contraintes en traction subies par la zone cohérente de plusieurs MPa. Ces valeurs sont enfin comparées avec celles obtenues par d'autres méthodes d'investigation (mesure de la cohérence, microporosité et simulation numérique). Bien que le critère prédit seulement l'apparition d'une crique et non sa propagation, il donne pour la première fois les bases physiques de l'étude de la formation des fissures à chaud.

1. Introduction

Au cours de la solidification, les différences de température subies par le métal induisent des mouvements de convection dans le liquide et des déformations dans le solide. Le premier phénomène implique de très grands déplacements mais de faibles contraintes, tandis que l'inverse se produit pour le second. Ce comportement fondamentalement différent est dû à la chute vertigineuse de la viscosité du métal lors de la transition solide-liquide (20 ordres de

grandeur ou plus [1]). Cette transition est encore plus compliquée pour un alliage à cause de la présence d'une zone pâteuse qui combine les deux comportements: la déformation du réseau dendritique dépend largement de son état de cohérence et l'écoulement du liquide a lieu alors à travers un milieu poreux. Deux défauts majeurs liés à une insuffisance d'apport de liquide à travers le réseau dendritique sont rencontrés dans les alliages: la porosité et les criques ou fissures à chaud. Comme souligné par Campbell [2], le premier défaut est associé à une dépression hydrostatique dans la zone pâteuse combinée à une ségrégation d'éléments gazeux tels que l'hydrogène, l'azote ou le monoxyde de carbone. Cette dépression est associée à l'appel de liquide à travers le milieu dendritique poreux causé par le retrait de solidification. Les modèles développés pour la prédiction de la microporosité sont donc basés sur la résolution de l'équation de Darcy couplée à celle de la conservation de la masse et à un modèle de microségrégation des éléments gazeux [2-5]. La formation des fissures à chaud est aussi liée à l'insuffisance du liquide à nourrir le front de solidification mais seulement dans des régions spécifiques où le réseau dendritique subit du cisaillement ou de la traction [2,6-14]. Ces contraintes sont induites par une contraction thermique non-uniforme dans la pièce. Quand le réseau dendritique est cohérent[†], il peut supporter et aussi transmettre les contraintes. Au dessus de la température de cohérence, le liquide présent entre les bras de dendrites est continu car les bras de dendrite n'ont pas encore coalescé. Une déformation induite par des contraintes thermiques peut donc séparer facilement ces bras de dendrite de part et d'autre. Si le liquide peut venir remplir ces régions, rien n'apparaîtra si ce n'est un peu de ségrégation inverse (criques cicatrisées ou « healed hot tears », [2]). Cependant, plus profond dans la zone pâteuse, là où la perméabilité est beaucoup plus faible, une séparation des bras de dendrite ne peut plus être compensée par un apport de liquide et une fissure à chaud apparaît.

Face à la complexité des mécanismes intervenant dans la fissuration à chaud, les modèles développés jusqu'à présent sont relativement simples. La plupart est basée sur la largeur de l'intervalle de solidification [2] : plus cet intervalle est large, plus l'alliage est sensible à la fissuration. En utilisant la règle des leviers, un alliage binaire montre un maximum de susceptibilité à la crique à chaud pour une composition nominale égale au maximum de solubilité dans le solide. Dans l'approximation de Scheil, la solidification d'un alliage binaire se termine toujours à la température eutectique et la susceptibilité d'un alliage est alors une fonction décroissante de sa composition. Des modèles plus complexes incluent la rétro-diffusion dans le solide [1], dans ce cas, le maximum de susceptibilité au criquage est donné par le nombre de Fourier dans la phase solide. Clyne et Davies [6] ont établi que la crique à

[†] La cohérence du réseau dendritique est associée aux liens que forment les bras de dendrite entre eux. Cette notion est en fait fonction du mode de déformation (cisaillement, traction ou compression). En conséquence, la température de cohérence, i.e., la température à laquelle la cohérence du réseau est obtenue, dépend fortement du mode de sollicitation mécanique. Pour certains auteurs [15], la cohérence mesurée par un essai de cisaillement de type Couette, est atteinte lorsque le réseau dendritique remplit tout l'espace (cohérence au sens de la théorie de la percolation, i.e., cohérence géométrique). D'autres auteurs ont utilisé un essai d'indentation pour déterminer la cohérence, principalement par compression [16]. Ici, la notion de cohérence est utilisée pour un réseau dendritique qui peut opposer une certaine résistance mécanique en traction, comme cela a pu être mesuré par Ackermann et al [17] en utilisant un système de traction plongé dans le métal en fusion.

chaud est due à une fracture du réseau dendritique dans une zone vulnérable, précisément là où les bras de dendrites peuvent être séparés facilement. Ils ont défini un critère de fissuration égal à t_v/t_r , où t_v est le temps passé par la zone pâteuse dans une zone vulnérable correspondant à des fractions solides comprises entre 0.9 et 0.99 et t_r un temps de normalisation pendant lequel les contraintes dans la zone pâteuse peuvent être relaxées. Utilisant une approche totalement différente, Feurer [8] s'est concentré principalement sur l'apport de liquide dans la zone pâteuse: comme pour la microporosité, il a calculé la dépression induite par le retrait de solidification dans la zone solide-liquide. Comme l'a souligné Campbell [2], l'apport de liquide dans la zone pâteuse est important mais le facteur prépondérant pour la fissuration à chaud est une déformation en traction uniaxiale et non seulement une pression hydrostatique associée au retrait de solidification.

Dans cette contribution, un modèle simple à deux phases est utilisé pour prédire la formation de crique à chaud. Il combine la déformation uniaxiale du réseau dendritique cohérent avec le l'apport de liquide lié au retrait de solidification et permet d'établir un nouveau critère d'apparition de crique à chaud.

2. Région vulnérable dans la zone pâteuse

Pour illustrer notre propos, la figure 1 montre l'observation sous microscope optique de la solidification d'un alliage organique succinonitrile-acétone [18]. Cet alliage a été solidifié de manière directionnelle entre deux plaques de verre en utilisant un appareillage de type Bridgman [19]. La formation des dendrites a été observée à différents instants. Les temps indiqués en haut de chaque figure ont été calculés grâce à la relation $(x^* - x)/v_T$, où v_T est la vitesse de solidification qui est aussi la vitesse d'avance des isothermes, x^* la position des pointes de dendrites et x la position sur la figure. Pour chaque figure, la fraction volumique de solide, f_s , a été estimée visuellement. Plusieurs étapes dans la solidification peuvent être distinguées. Sur la figure 1a, le réseau dendritique est très ouvert et le liquide peut y pénétrer sans difficultés, induisant éventuellement de la macroségrégation. La fraction de solide croît ensuite rapidement à cause de la microségrégation (figure 1b) mais les bras de dendrite n'ont pas encore coalescé ou même créé des ponts entre eux, ceci même à $f_s = 0.82$ (figure 1c). A des temps beaucoup plus longs et donc beaucoup plus profond dans la zone pâteuse[†], la fraction volumique de solide a augmenté faiblement mais des poches isolées de liquide restent présentes entre les bras de dendrites qui ont coalescé (figures 1d-f). Cette région peut résister et/ou se déformer plastiquement lorsqu'elle est soumise à des contraintes de traction.

Comme souligné par Clyne et Davies [6], la zone critique pour la fissuration à chaud dans un alliage correspond à la zone de la figure 1c où un film de liquide interdendritique continu est encore présent et peut facilement s'ouvrir si la zone pâteuse est soumise à des contraintes thermiques transmises par le réseau dendritique cohérent situé en dessous. La seule résistance que peut opposer le film liquide est la pression de "cavitation", i.e. la pression à laquelle un premier pore va germer et peut-être mener à une fissuration. D'un autre côté, une ouverture

[†] Le système succinonitrile-acétone ne forme pas d'eutectique.

du film liquide peut difficilement être compensée par un apport de liquide à cause de la fraction de solide élevée et donc de la faible perméabilité du milieu biphasé dans cette région.

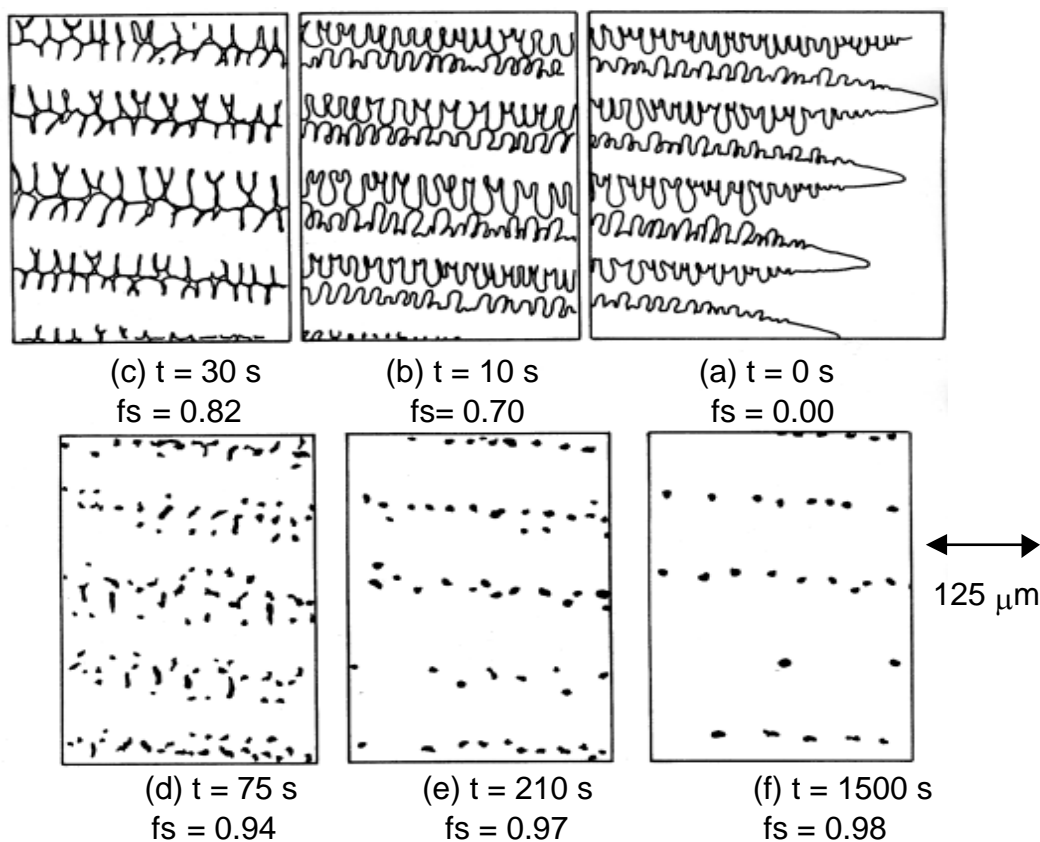


Figure 1: observations au microscope d'un alliage organique succinonitrile-acetone en cours de solidification directionnelle de type Bridgman [18].

Par ailleurs, des observations au microscope électronique à balayage (MEB) ont été réalisées sur les faciès de rupture [23]. Les figures 2 et 3 montrent des fractographies réalisées sur des échantillons solidifiés à l'aide d'un test s'inspirant du test de l'anneau [14]. La première figure révèle des surfaces dendritiques quelque peu arrondies prouvant que les criques à chaud se forment par une ouverture du réseau dendritique qui n'est pas cicatrisée par un apport de liquide. De plus, des pointes de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$ (spikes) apparaissent aussi (figure 3). Ces pointes avaient déjà été mises en évidence par Clyne et Davies [6] et par Spittle et Cushway [22] et avaient été considérées comme des ponts dendritiques déformés plastiquement par l'ouverture d'une craque à chaud. Elles pourraient aussi provenir de la solidification du dernier liquide emprisonné entre deux ponts dendritiques et étiré par des effets de tension de surface tel que l'ont récemment observé Farup et al. [24] sur des alliages organiques transparents. Seule une analyse chimique de la composition de ces pointes permettrait d'en élucider l'origine.

Dans la section suivante, un critère simple de fissuration à chaud qui est basé sur la déformation de la zone pâteuse et l'appel de liquide associé, est explicité.



Figure 2: observation au microscope électronique à balayage (électrons secondaires) d'un faciès de fissure à chaud (alliage Al-Cu 2% pds).

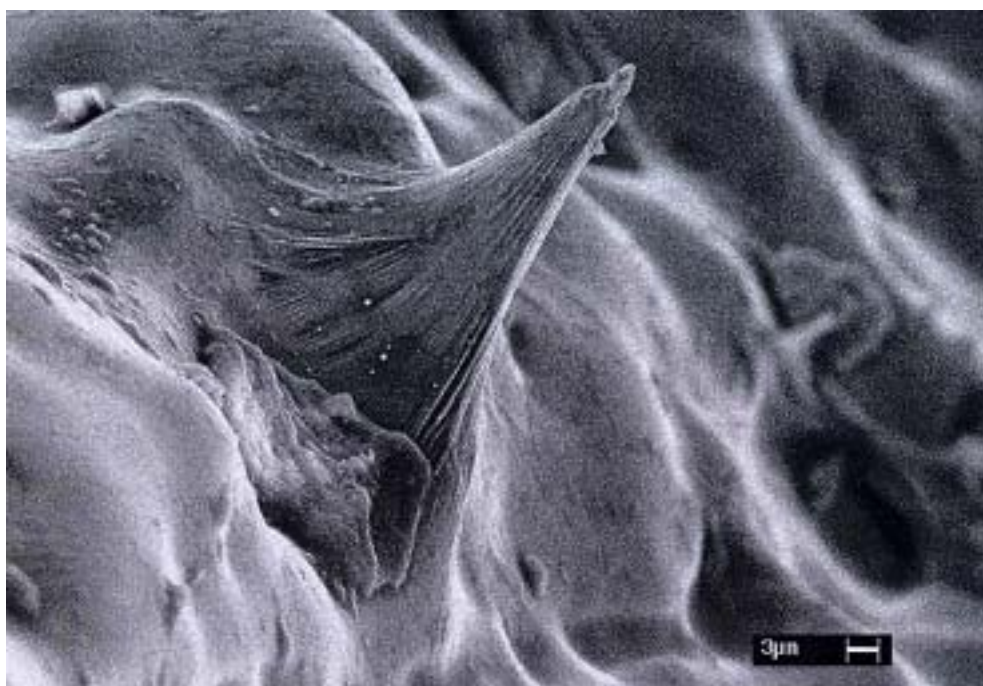


Figure 3: zoom sur une « pointe » (spike).

3. Un modèle de fissuration à chaud

La figure 4 est une représentation schématique de la croissance colonnaire dendritique observée sur la figure 1. On suppose que la solidification se fait dans les conditions de type Bridgman, i.e. avec un gradient thermique G constant et uniforme et avec une vitesse de solidification v_T , constante et égale à la vitesse d'avance de l'isotherme du liquidus. Cette vitesse pointe vers la droite et le liquide doit donc s'écouler vers la gauche pour compenser le

retrait de solidification, la densité du solide étant plus élevée que celle du liquide. Si le réseau dendritique est soumis à une vitesse de déformation, $\dot{\epsilon}_p$, perpendiculaire à la direction de croissance, l'écoulement du liquide doit aussi compenser le changement de volume induit localement si aucune fissure ne se forme. La pression dans le liquide interdendritique est représentée schématiquement sur la figure 4: elle décroît depuis la pression métallostatique, p_m , aux pointes de dendrite. Si elle descend en dessous de la pression de cavitation, p_c , un pore peut se former (région noire sur la figure 4) et donner naissance à une fissure. En résumé, une fissure à chaud apparaîtra à une dépression critique, p_{min} :

$$p_{min} = p_m - \Delta p_\epsilon - \Delta p_{sh} = p_c \quad \text{ou} \quad \Delta p_{max} = \Delta p_\epsilon + \Delta p_{sh} = \Delta p_c = p_m - p_c \quad (1)$$

Δp_ϵ et Δp_{sh} sont les contributions à la chute de pression totale associées à la déformation et au retrait, respectivement. Pour calculer ces deux contributions, l'équation de conservation de la masse est écrite sur le petit élément de volume présenté à la figure 5.

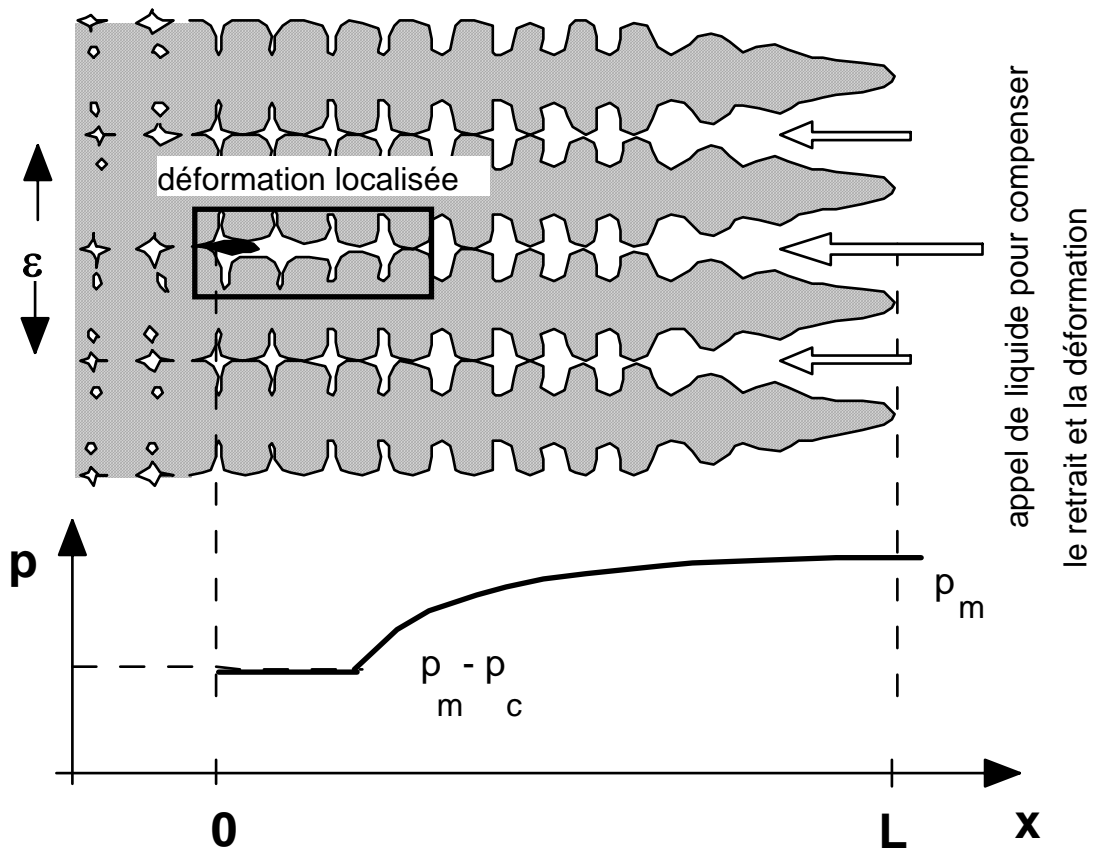


Figure 4: représentation schématique de la formation d'une crique entre deux dendrites colonnaires causée par une déformation localisée et transmise par le milieu cohérent. Le profil de la chute de pression dans la zone pâteuse est aussi représenté.

Dans un repère attaché aux isothermes et dans des conditions stationnaires, cette équation s'écrit:

$$\text{div} \langle \rho \mathbf{v} \rangle - v_T \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

où la notation “<. >” indique une valeur moyennée localement sur les phases solide et liquide [20]. La masse spécifique moyenne $\langle \rho \rangle = \rho_s f_s + \rho_l f_l$ est la masse spécifique moyenne des phases solide et liquide et $\langle \rho \mathbf{v} \rangle = \rho_s f_s \mathbf{v}_s + \rho_l f_l \mathbf{v}_l$ est le flux de matière moyen. La fraction volumique de liquide, f_l , est égale à $(1 - f_s)$ et les masses spécifiques des deux phases, ρ_s et ρ_l , sont supposées constantes mais différentes. En considérant que le liquide s’écoule seulement selon l’axe x alors que le solide se déforme dans la direction transverse, on obtient:

$$\frac{\partial(\rho_l f_l v_{l,x})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_s f_s v_{s,y})}{\partial y} - v_T \left[\frac{\partial(\rho_s f_s)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_l f_l)}{\partial x} \right] = 0 \quad (3)$$

En prenant f_s fonction de x seulement, l’Eq. 3 s’écrit :

$$\frac{d(f_l v_{l,x})}{dx} + (1+\beta) f_s \dot{\epsilon}_p - v_T \beta \frac{df_s}{dx} = 0 \quad (4)$$

où la vitesse de déformation du solide selon la direction y , $\dot{\epsilon}_p = \frac{\partial v_{s,y}}{\partial y}$, a été introduite ainsi que le facteur de retrait $\beta = \frac{\rho_s}{\rho_l} - 1$ ($\beta > 0$).

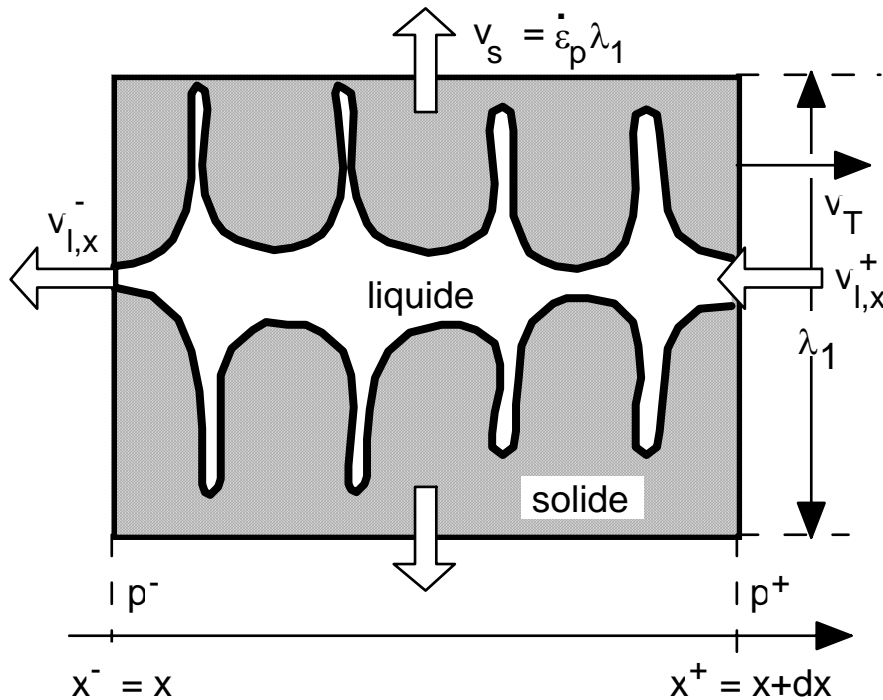


Figure 5 : représentation schématique de l’élément de volume sur lequel est écrit le bilan de matière. Le liquide peut pénétrer l’élément à travers les faces verticales pour compenser le retrait de solidification et la déformation du squelette solide a lieu dans la direction transverse au gradient thermique.

L' intégration de l' Eq. 4 selon x donne :

$$f_l v_{l,x} + (1+\beta) \int f_s \dot{\epsilon}_p dx - v_T \beta f_s = f_l v_{l,x} + (1+\beta) E(x) - v_T \beta f_s = C \quad (5)$$

La fonction E(x) est la vitesse de déformation multipliée par la fraction de solide et cumulée sur la zone pâteuse. Sa valeur en $x = 0$ (racine des dendrites) est nulle ce qui permet de déterminer la constante d'intégration C car f_l est aussi nulle. On obtient alors:

$$C = - v_T \beta \quad (6)$$

La vitesse du fluide en chaque point de la zone pâteuse est alors donnée par :

$$f_l v_{l,x} = - (1+\beta) E(x) - v_T \beta f_l \quad (7)$$

En l'absence de déformation ($E = 0$), il est intéressant de noter que la vitesse du liquide, $v_{l,x}$, est constante et égale à $- v_T \beta$ en chaque point de la zone pâteuse. Le terme de gauche de l'Eq. 7 est relié au gradient de pression via l'équation de Darcy [3-5,8]:

$$f_l v_{l,x} = - \frac{K}{\mu} \frac{dp}{dx} \quad (8)$$

où K est la perméabilité du milieu biphasé et μ la viscosité du liquide. L'intégration de l'équation (8) sur toute la longueur de la zone pâteuse donne finalement la chute de pression entre la pointe et la racine des dendrites:

$$\Delta p_{\max} = \Delta p_e + \Delta p_{sh} = p_L - p_0 = (1+\beta)\mu \int_0^L \frac{E}{K} dx + v_T \beta \mu \int_0^L \frac{f_l}{K} dx \quad (9)$$

$$\text{avec } E(x) = \int f_s \dot{\epsilon}_p dx \quad (10)$$

Le premier terme de l'Eq. 9 représente la contribution à la chute de pression due à la déformation du squelette solide et le deuxième terme la contribution associée au retrait de solidification comme mis en évidence dans les modèles de microporosité [3-5]. La perméabilité, K, du milieu semi-solide, fonction de x ou f_s , est donnée par l'approximation de Carman-Kozeny [3-5] :

$$K = \frac{\lambda_2^2}{180} \frac{(1-f_s)^3}{f_s^2} \quad (11)$$

où λ_2 est l'espacement dendritique secondaire. On obtient finalement:

$$\Delta p_{\max} = p_L - p_0 = \frac{180}{\lambda_2^2} \frac{(1+\beta)\mu}{G} \int_{T_s}^{T_L} \frac{E(T) f_s(T)^2}{(1 - f_s(T))^3} dT + \frac{180}{\lambda_2^2} \frac{v_T \beta \mu}{G} \int_{T_s}^{T_L} \frac{f_s(T)^2}{(1 - f_s(T))^2} dT \quad (12)$$

Il est à noter que les intégrales sur x ont été remplacées par des intégrales sur la température en faisant ainsi apparaître le gradient thermique G , f_s et E étant des fonctions de T seulement. T_L et T_s sont respectivement la température du liquidus et la température de fin de solidification. Il apparaît que la contribution au retrait de solidification est proportionnelle au rapport v_T/G , ce qui avait été déjà mis en évidence par Niyama [21] dans son critère de formation de microporosité. De plus, la fraction de solide est supposée ne dépendre que de la température bien qu'elle puisse dépendre aussi de la vitesse de solidification si l'on prend en compte la rétro-diffusion [1]. Dans la section suivante, $f_s(T)$ est donnée par le modèle de Clyne et Kurz [1] :

$$f_s(T) = \frac{1}{1 - 2\alpha_s k^*} \left[1 - \left[\frac{T_m - T}{T_m - T_L} \right]^{\frac{1-2\alpha_s k^*}{k-1}} \right] \quad (13)$$

où k est le coefficient de partage, T_m le point de fusion du métal pur et α_s^* est relié au nombre de Fourier, α_s , par la relation :

$$\alpha_s^* = \alpha_s [1 - \exp(-\alpha_s^{-1})] - 0.5 \exp(-0.5\alpha_s^{-1}) \quad \text{avec} \quad \alpha_s = D_s t_f / \lambda_2^2 \quad (14)$$

où D_s est le coefficient de diffusion à l'état solide et t_f le temps de solidification.

Le coefficient α_s est petit pour les alliages d'aluminium (0.01 – 0.03) et $\alpha_s^* \approx \alpha_s$ (i.e., situation proche d'un modèle de type Scheil). Dans ces conditions, le modèle de Clyne et Kurz est similaire à celui de Brody et Flemings [1].

En combinant les Eqs. 1 et 12, on obtient la vitesse de déformation maximum, $\dot{\epsilon}_{p,\max}$, que peut supporter la zone pâteuse avant qu'une crique à chaud n'apparaisse à la racine des dendrites:

$$F(\dot{\epsilon}_{p,\max}) = \frac{\lambda_2^2}{180} \frac{G}{(1+\beta)\mu} \Delta p_c - v_T \frac{\beta}{1+\beta} H \quad (15)$$

$$\text{avec} \quad F(\dot{\epsilon}_p) = \int_{T_s}^{T_L} \frac{E(T) f_s(T)^2}{(1 - f_s(T))^3} dT; \quad E(T) = \frac{1}{G} \int f_s(T) \dot{\epsilon}_p(T) dT \quad (16a)$$

$$\text{et} \quad H = \int_{T_s}^{T_L} \frac{f_s(T)^2}{(1 - f_s(T))^2} dT \quad (16b)$$

4. Résultats et discussion

Les contributions à la chute de pression associées au retrait de solidification d'une part, Δp_{sh} , et à la déformation de la zone pâteuse d'autre part, Δp_ε , ont été calculées précédemment (voir Eqs 9 and 12). Dans un premier temps, la vitesse de déformation est supposée être uniforme sur toute la zone pâteuse, i.e., $\dot{\varepsilon}_p$ dans l'Eq. 5 est indépendant de T (ou x). Dans ces conditions, le taux de déformation cumulé, $E(T)$, et les deux autres intégrales apparaissant dans l'Eq. 16 dépendent seulement du chemin de solidification, $f_s(T)$ (Eq. 13). Sous l'hypothèse d'une vitesse de refroidissement constante ($\dot{T} = -1$ K/sec) et d'une vitesse de déformation uniforme de 10^{-4} s^{-1} , les contributions de retrait et de déformation, Δp_{sh} et Δp_ε , à la chute totale de pression dans le liquide interdendritique ont été calculées pour un alliage Al-Cu 1.4 % pds. Le chemin de solidification, $f_s(T)$, a été calculé avec les paramètres donnés dans le tableau 1. Les deux contributions, Δp_ε et Δp_{sh} , sont représentées séparément sur la figure 6 en fonction de la position x dans la zone pâteuse. Le maximum de dépression se trouve à la racine des dendrites ($x = 0$) pour les deux contributions qui apparaissent être du même ordre de grandeur dans les conditions présentes. Il est intéressant de noter qu'une vitesse de déformation en compression de 10^{-4} s^{-1} dans la zone pâteuse compenserait exactement le retrait de solidification, éliminant ainsi tout appel de liquide.

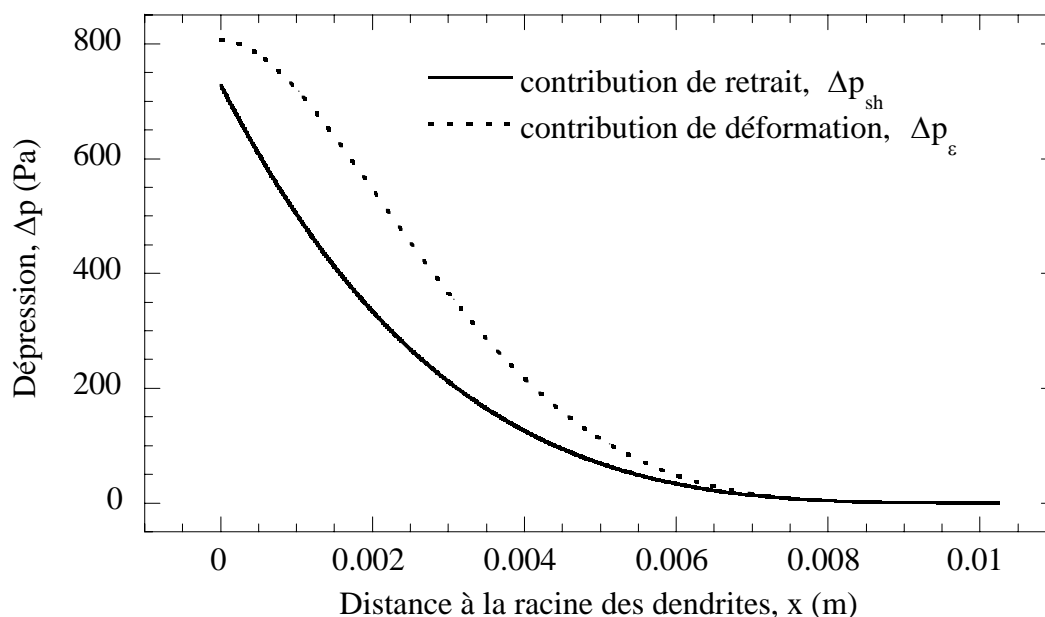


Figure 6: profil des contributions de retrait, Δp_{sh} , et de déformation, Δp_ε , à la chute de pression dans la zone pâteuse pour l'alliage Al-Cu 1.4 % pds. ($\dot{T} = -1$ K/sec et $\dot{\varepsilon}_p = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$).

Sous les mêmes hypothèses ($\dot{T} = -1$ K/sec et $\dot{\varepsilon}_p = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$), les contributions maximum en $x = 0$, associées au retrait et à la déformation ont été calculées pour différentes compositions dans le système binaire Al-Cu et sont reportées sur la figure 7. Chacune des deux contributions passe par un maximum à 1.4 % pds, là où l'intervalle de solidification est le plus large. La somme des deux contributions de la figure 7 pourrait donner une indication de la sensibilité d'un alliage à la fissuration à chaud, comme pour le critère de Niyama qui décrit la sensibilité à la formation de pores. Cependant si l'on veut séparer la contribution due au retrait de celle

associée à la déformation de la zone pâteuse, il est préférable de décrire la sensibilité à la fissuration à chaud en terme de vitesse de déformation maximum, $\dot{\epsilon}_{p,max}$, que peuvent supporter les racines des dendrites avant qu'un premier pore ne se forme (Eq. 15). Ceci revient à calculer $\dot{\epsilon}_{p,max}$ de façon à avoir $\Delta p_{max} = \Delta p_e + \Delta p_{sh} = \Delta p_c$, où Δp_c est la dépression de cavitation du liquide et Δp_{max} la dépression totale dans le liquide interdendritique en fond de zone pâteuse. L'indice de sensibilité à la fissuration à chaud est donc proportionnel à $1/\dot{\epsilon}_{p,max}$.

Viscosité	μ	$1. 10^{-3} \text{ Pa s}$
Dépression de cavitation	Δp_c	$2. 10^3 \text{ Pa}$
Facteur de retrait	β	0.06
Vitesse des isothermes	v_T	$1. 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$
Gradient thermique	G	$1. 10^4 \text{ K m}^{-1}$
Vitesse de solidification	\dot{T}	$-1. \text{ K s}^{-1}$
Taux d'extraction de chaleur	\dot{H}	$-6. 10^3 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Bras dendritique secondaire	λ_2	$100. 10^{-6} \text{ m}$
Coefficient de rétro-diffusion	α_s	0.01

Tableau 1 : paramètres utilisés pour les calculs des figures 6 à 8.

Cet indice a été calculé pour les deux modes de solidification définis par Clyne et Davis [6]: le mode 1 correspond à une vitesse de solidification constante, T , et le mode 2 à un taux d'extraction de chaleur constant, H , ($H = cpT - Lfs$, où cp et L sont la chaleur spécifique et la chaleur latente de fusion, respectivement). L'indice de sensibilité à la fissuration à chaud ainsi calculé et normalisé entre zéro et un est comparé sur la figure 8 aux mesures de Spittle et Cushway pour différentes compositions d'un alliage Al-Cu non-affiné [22]. A l'aide du test de l'os ("dog-bone test"), ces auteurs ont mesuré la résistance électrique des échantillons fissurés et l'ont converti en une mesure variant de 0 à 1 de la sensibilité de l'alliage à la crique à chaud. La figure 6 montre aussi le critère de Clyne et Davis pour les modes 1 et 2 et un critère proportionnel à l'intervalle de solidification tel que calculé à l'aide de l'Eq 13. Il est à noter que le critère de Clyne et Davis, tout comme celui présenté ici, suppose que la cohérence mécanique des dendrites se fait à une fraction solide d'environ 98% si la température eutectique n'est pas atteinte avant. Ceci implique que la borne inférieure des intégrales présentes dans les Eq. 13 et 14, T_s , est égale soit à $T_{(fs=0.98)}$ si moins de 2% d'eutectique s'est formé, ou T_E (température eutectique) à des concentrations plus élevées.

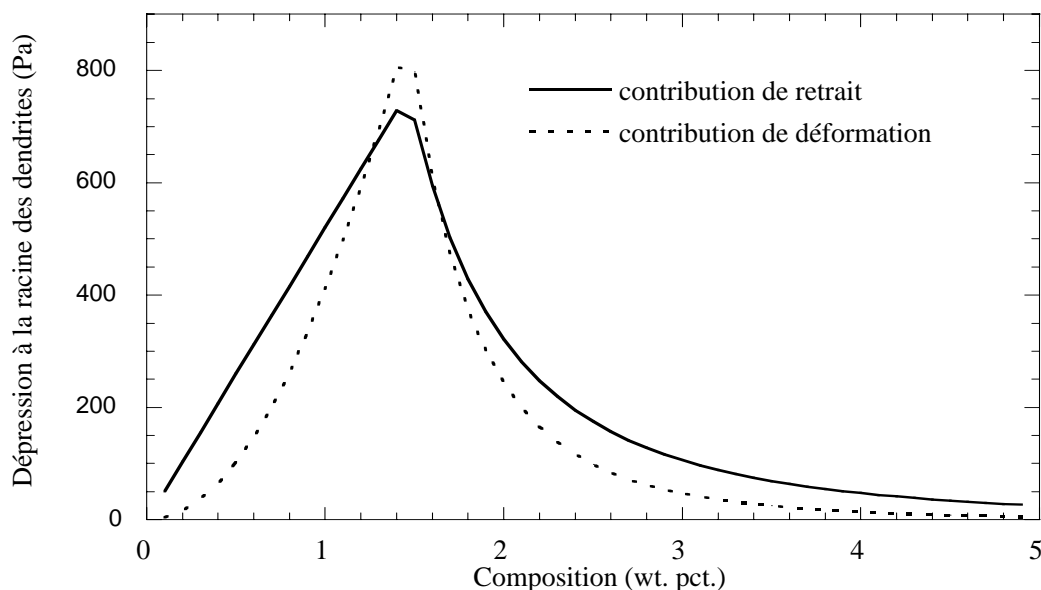


Figure 7: contribution de retrait, Δp_{sh} , et de déformation, Δp_{ϵ} , à la racine des dendrites en fonction de la composition de l'alliage Al-Cu ($T = -1$ K/sec et $\dot{\epsilon}_p = 10^{-4}$ s $^{-1}$).

La forme en « Λ » typique de la sensibilité à la fissuration à chaud est bien reproduite par le nouveau critère et ceci pour les deux modes de solidification: la montée rapide aux faibles concentrations et le maximum vers 1.4 % pds Cu prédits par le critère sont en bon accord avec les mesures de Spittle et Cushway. Le maximum de sensibilité à la fissuration est très proche de la composition correspondant à l'intervalle de solidification le plus large comme souligné par Campbell [2]. La chute de l'indice entre 1.4 et 3% pds est quelque peu trop rapide mais les valeurs proches de zéro aux compositions supérieures à 3% pds sont à nouveau en bon accord avec les mesures. D'autre part, le critère de Clyne et Davis pour le mode 1 ne reproduit pas la montée de la sensibilité à la fissuration à chaud aux faibles concentrations et avait d'ailleurs été écarté par ces auteurs [6]. Le même critère calculé pour le mode 2 prédit une courbe en « Λ » trop large et surestime les valeurs de l'indice particulièrement aux fortes concentrations. Enfin, le critère basé sur la largeur de l'intervalle de solidification prédit une décroissance encore plus faible.

Il est à remarquer que les mesures de Spittle et Cushway correspondent à une longueur cumulée de fissures observées sur les échantillons: leur indice de sensibilité est donc plus une indication de la propagation des fissures alors que le modèle présenté ici est plus un critère d'apparition (initiation) d'une première fissure dans le liquide interdendritique et non un critère de propagation. Cependant, dans les conditions stationnaires considérées dans le modèle, une fois initiée, une fissure continuera de se propager à moins que la vitesse de déformation subie par le milieu biphasé ne décroisse.

Il est aussi tout à fait possible que comme pour la formation de microporosité [3-5], la pression minimum à laquelle la germination d'un premier pore a lieu soit influencée par la composition initiale de l'alliage et par la quantité de gaz dissous. L'influence de la teneur en Cu a été négligée ici et Δp_c a été considéré constante. D'autre part, la surfusion de l'eutectique, qui est habituellement plus élevée que la surfusion à la pointe des dendrites, n'a

pas non plus été prise en compte dans le modèle: elle devrait avoir pour effet de retarder la décroissance de l'indice de sensibilité à la fissuration à chaud. L'influence de la précipitation de l'eutectique sur la cohérence est aussi méconnue. De plus, la densité de l'eutectique est beaucoup plus élevée que celle de la phase primaire et induit aussi un appel de liquide dans la zone pâteuse plus important [25].

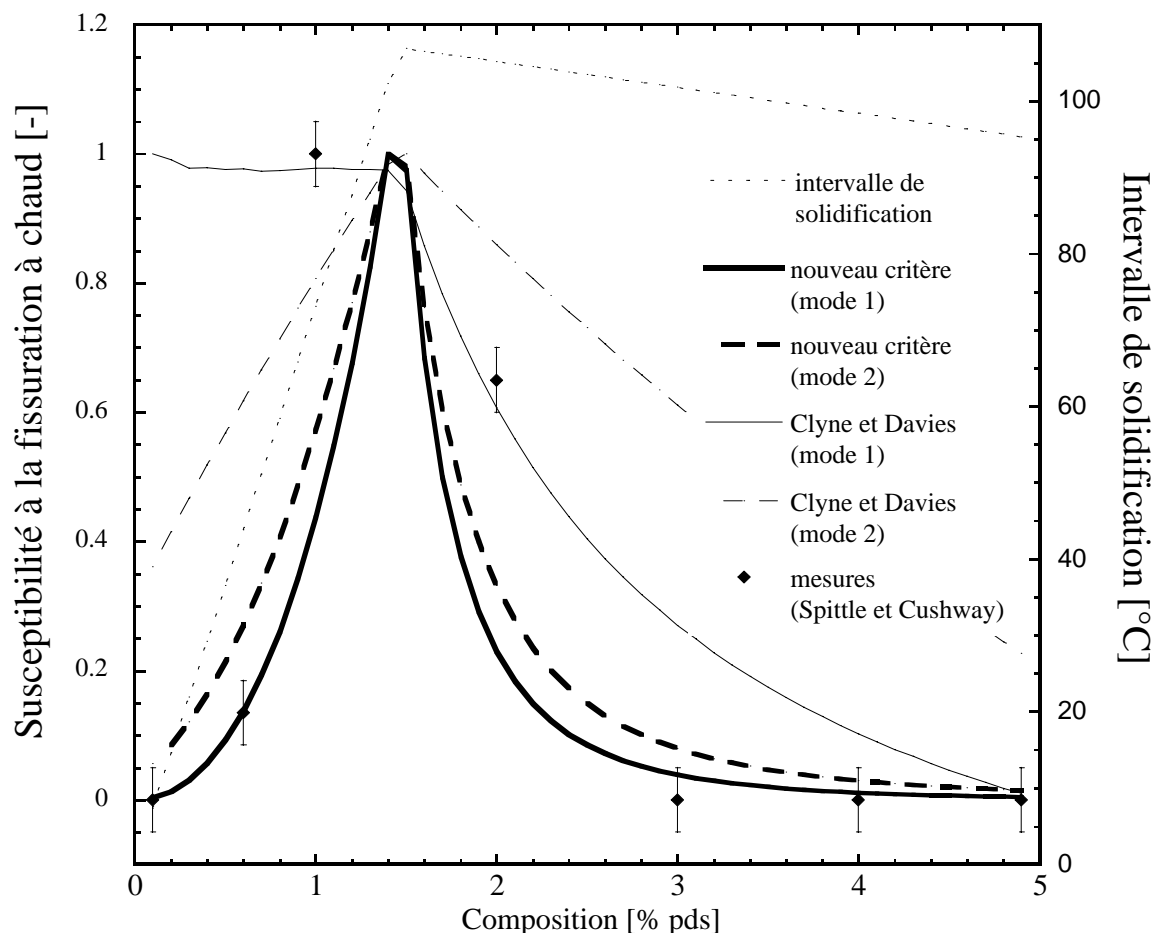


Figure 8: indice de sensibilité à la fissuration à chaud défini par $\dot{\epsilon}_{p,max}^{-1}$ et normalisé à un, en fonction de la composition de l'alliage Al-Cu (voir tableau 1 pour les paramètres). Les courbes calculées avec le nouveau critère pour les deux modes de solidification sont comparées aux mesures de Spittle et Cushway [22], aux critères de Clyne et Davis [6], et au critère basé sur l'intervalle de solidification [2].

L'hypothèse d'une vitesse de déformation uniforme sur toute la zone pâteuse peut être remise en question: jusqu'à quelle fraction de solide une déformation du squelette solide cohérent est-elle transmise à l'ensemble du milieu semi-solide ? Deux autres hypothèses ont été étudiées pour tenter de répondre à cette question: la première suppose une vitesse de déformation uniforme pour des fractions de solide supérieures à 40 % et nulle en deçà; la seconde suppose une vitesse de déformation proportionnelle à la fraction de solide, $\dot{\epsilon}_p(f_s) = \dot{\epsilon}_{p,o} f_s$, où $\dot{\epsilon}_{p,o}$ est la vitesse de déformation à la racine des dendrites. Il est apparu que les deux hypothèses n'affectent pas de manière importante l'allure de la courbe en « Λ ». En effet, la dépression dans le liquide a lieu essentiellement vers les racines des dendrites et non vers leurs pointes, dans les régions de faible perméabilité. D'autre part, la fraction de solide à laquelle la

cohérence mécanique des bras de dendrites a lieu (0.98) a une grande influence sur la position du pic de la courbe en « Λ » : lorsque cette valeur tend vers un, la composition correspondant au maximum de sensibilité tend vers zéro. Ceci est simplement dû au fait que la perméabilité tends vers zéro lorsque f_s tends vers un (cf. Eq. 11).

Dans le cas présent, la cavitation de dépression a été fixée à 2 kPa: c'est en fait un paramètre clé du modèle. Cette valeur de 2 kPa est proche de la dépression calculée par Ampuero et al [5] pour la formation de microporosité dans un alliage Al-4.5%Cu. Elle est aussi proche de la valeur de 1 kPa trouvée par Drezet et Rappaz [14] à l'aide du test de l'anneau. Ces auteurs ont déterminé la dépression de cavitation par estimation de la valeur de $\dot{\epsilon}_{p,max}$ en combinant un calcul thermomécanique de l'essai et des observations de longueur de fissures.

Enfin, il a été vérifié que pour une composition donnée et pour les deux modes de solidification, la vitesse de déformation maximum, $\dot{\epsilon}_{p,max}$, que peut supporter la zone pâteuse avant qu'une fissure ne se forme est une fonction croissante du gradient thermique G et de la perméabilité K, et une fonction décroissante de la viscosité μ , tel qu'observé expérimentalement [2].

5. Conclusion

En conclusion, le critère présenté ici est une indication de l'apparition ou de l'initiation de criques à chaud, et non de leur propagation. Il n'est donc en aucun cas évident de comparer $1/\dot{\epsilon}_{p,max}$ avec les longueurs de fissure mesurées expérimentalement. Le modèle devrait être affiné en prenant en compte des conditions de solidification plus complexes, la ségrégation des gaz dissous, des structures équiaxes au lieu de colonnaires, etc ... Le modèle d'apparition d'une crique est plutôt simpliste: il correspond à une initiation instantanée à une dépression donnée Δp_c . Des modèles plus sophistiqués dans lesquels une vitesse de germination apparaîtrait, seraient plus adéquats. Le critère présenté ici est intentionnellement simple de manière à ce que les mécanismes apparaissent clairement. Contrairement au modèle de Feurer [8], les contributions de retrait et de déformation uniaxiale sont toutes deux considérées ici. Le cadre physique dans lequel le critère a été établi devrait permettre à cette approche à deux phases d'être étendue à l'étude de la propagation des fissures.

Remerciements

Les auteurs remercient le Professeur W. Kurz pour avoir permis la publication de la figure 1.

References

1. W. Kurz and D. J. Fisher, *Fundamentals of Solidification* (Trans Tech Publication, third edition, Aedermannsdorf, 1989).
2. J. Campbell, *Castings* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 1991).
3. T. S. Piwonka and M. C. Flemings, Trans. AIME **236** (1966) 1157.
4. K. Kubo and R. D. Pehlke, Met. Trans. **16B** (1985) 359.

5. J. Ampuero, Ch. Charbon, A. F. A. Hoadley and M. Rappaz, in *Materials Processing in the Computer Age*, Eds. V. R. Voller, M. S. Stachowicz et B. G. Thomas (TMS Publ., Warrendale, Pennsylvania, 1991), p.377.
6. T. W. Clyne and G. J. Davies, *Brit. Found.* **74** (1981) 65. See also : *Brit. Found.* **68** (1975) 238.
7. F. Matsuda, H. Nakagawa, S. Katayama and Y. Arata, *Trans. Japan Weld. Soc.* **13** (1982) 115. See also : *Trans. Welding Res. Inst., Osaka Univ.* **6** (1977) 197 ; *Trans. Welding Res. Inst., Osaka Univ.*, **5** (1976) 135.
8. U. Feurer, *Giesserei Forsch.* **2** (1976) 75.
9. R. Jauch, *Stahl u. Eisen* **98** (1978) 244.
10. T. W. Clyne, M. Wolf and W. Kurz, *Met. Trans.* **13B** (1982) 259.
11. Y. F. Guven and J. D. Hunt, *Cast Metals* **1** (1988)104.
12. D. Warrington and D. G. McCartney, *Cast Metals* **2** (1989) 134.
13. J. Campbell and T. W. Clyne, *Cast Metals* **3** (1991) 224.
14. J.-M. Drezet and M. Rappaz, *Study of Hot Tearing in Aluminum Alloys using the Ring Mold Test*, in *Modeling of Casting, Welding and Advanced Solidification Processes VIII*, Eds. B. G. Thomas and C. Beckermann (TMS, Warrendale, PA, 1998), to appear.
15. Guocai Chai, *Dendrite coherency during equiaxed solidification in aluminium alloys*, Ph. D. Thesis, Chem. Communic., Stockholm (1994, May 6) No 1.
16. P. Vicente, *Vers une approche thermomécanique du procédé de fonderie : caractérisation rhéologique et microstructurale d'alliages métalliques à l'état semi-solide*. Ph. D. Thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris (1994).
17. P. Ackermann, W. Kurz and W. Heinemann in *Mater. Sc. Engng.* **75** (1985) 79.
18. W. Kurz, private communication.
19. H. Esaka, W. Kurz and R. Trivedi, in *Solidification Processing*, Eds. J. Beech and H. Jones (Inst. Metals, London, 1988) p.198.
20. C. Y. Wang and C. Beckermann, *Met. Trans.* **24A** (1993) 2787.
21. E. Niyama, T. Uchida, M. Morikawa and S. Saito, *AFS Int. Cast Metals J.* (September 1982) 52.
22. J. A. Spittle and A. A. Cushway, *Metals Technology*, **10** (1983) 6.
23. O. Ludwig : Fissuration à chaud des alliages d'aluminium, travail de semestre, Juillet 1998, LTPCM, INP-Grenoble et LMPH-EPF-Lausanne.
24. I. Farup, M. Rappaz et J.-M. Drezet : Hot tearing in succinonitrile-acetone, to be submitted.
25. P. Rousset, M. Rappaz and B. Hannart., *Met. Trans.* **26A** (1995) 2349.