

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



Université de Batna

Faculté des sciences

Département des sciences de la matière



Mémoire

présenté en vue de l'obtention du diplôme de magister en physique

Option : physique des matériaux métalliques et semi-conducteurs

Par :

ADOUANE Samira

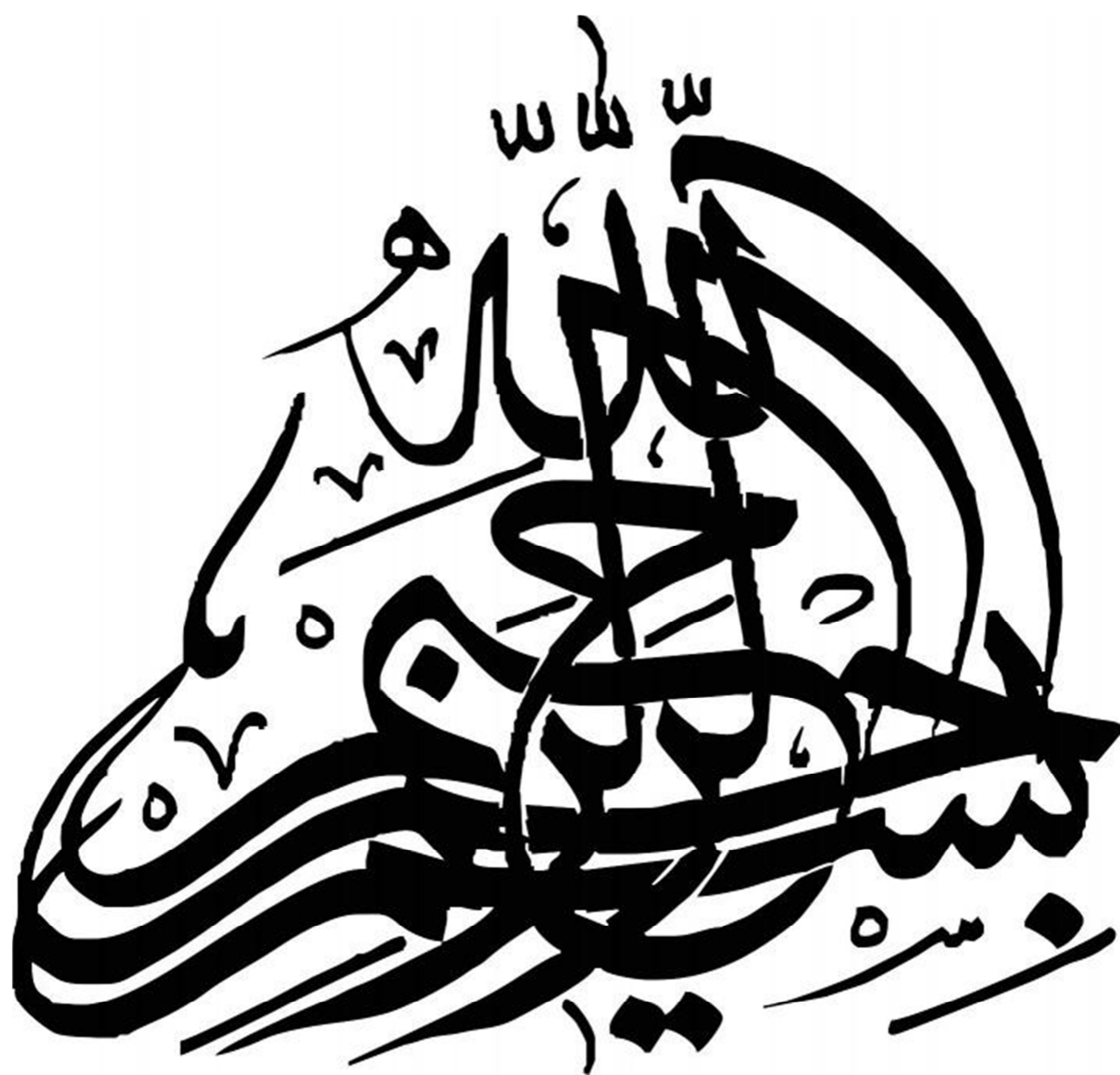
Thème :

ETUDE THERMODYNAMIQUE ET MORPHOLOGIQUE DE LA CROISSANCE DES METAUX ET ALLIAGES

Soutenu le : 20/05/2012

Devant le Jury :

Mr. BELGACEM BOUZIDA Aissa	Prof	Université de Batna	Président
Mr. BELBACHA El-djemaï	Prof	Université de Batna	Rapporteur
Mr. BAAZIZ Hakim	M.C	Université de M'sila	Examineur
Mme. ADJADJ Fouzia	Prof	Université de Batna	Examineur
Mr. DJABALLAH Yassine	M.C	Université de Batna	Examineur



Dédicace

Je dédie ce modeste travail à :

*Avant tout à ma chère patrie **L'ALGERIE***

*A mes **parents** les plus chères, les plus valeureux qui m'ont aidés
et encouragés, qui se sont sacrifiés, pour me voir un jour réussir,
que dieu les garde et veille sur eux,*

*A mon adorable sœur : **Fatiha***

*A mes chers frères : **Ali et Mohammed.***

qui m'ont beaucoup donnés.

*A ceux qui m'ont beaucoup aidés durant la réalisation de ce
travail.*

A mon cher oncle, à mes cousins et mes cousines.

A toutes mes amies.

En leur espérant le plein succès dans leur vie.

Que dieu vous garde !

Samira

Remerciements :

Avant tout, je tiens à remercier dieu tout puissant qui m'a donné toutes les capacités, la santé, le courage et la force pour réaliser ce modeste travail.

*Je tiens à remercier sincèrement, de tout cœur et de toute gratitude, mon encadreur **Mr. BELBACHA El-djemai**, Professeur à l'université de Batna, d'avoir proposé, dirigé et suivi ce travail, de ses précieux conseils et son aide qu'il m'a apporté tout au long de la réalisation de ce travail. Je tiens à lui exprimer mes profonds respects et je le remercie pour sa contribution dans ma formation. Merci de m'avoir fait découvrir le plaisir de la recherche et de m'avoir soutenue jusqu'au bout.*

Mes remerciements à :

Tous les membres de jury qui m'ont fait honneur de juger ce travail :

*Mes plus vifs remerciements à **Mr. BELGACEM BOUZIDA Aissa**, Professeur à l'université de Batna, pour le grand honneur qu'il me fait de présider le jury de ce mémoire, ainsi que pour sa contribution dans ma formation.*

*Je tiens également à adresser mes remerciements à **Mr. BAAZIZ Hakim**, Maitre de conférences à l'université de M'sila, qui a accepté de se déplacer, malgré ses charges, pour nous honorer de sa présence en participant au jury.*

*Je tiens à exprimer vivement mes plus profonds remerciements à **Mme. ADJADJ Fouzia**, Professeur à l'université de Batna, pour l'honneur qu'elle me fait en acceptant de participer à ce jury. Je la remercie aussi pour sa contribution dans ma formation.*

*Mes remerciements vont, également, à **Mr. DJABALLAH Yassine**, Maitre de conférences à l'université de Batna, d'avoir accepté de juger ce travail. Je souhaite, aussi, lui exprimer mes remerciements pour sa contribution dans ma formation.*

Ainsi que mes remerciements les plus vifs à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin pour la réalisation de ce projet.

Comme je tiens à présenter mon respect à tous les enseignants qui m'ont attribués un savoir durant toutes ces années.

Sommaire

Sommaire :

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre I : Etude thermodynamique de la croissance des métaux et alliages

Introduction	4
I.1. Généralités	4
I.1.1. Conditions de la solidification.....	4
I.1.2. Domaines et exigences de la solidification	5
I.1.3. Conséquences de la solidification	5
I.1.4. Equilibre thermodynamique entre phases	6
I.1.5. Coefficient de partage	8
I.2. Thermodynamique de la solidification	10
I.2.1. Equilibre liquide-solide	10
I.2.2. Température de la solidification	11
I.2.3. Chaleur latente	12
I.2.4. Force motrice de la solidification	13
I.3. Théorie de la germination	14
I.3.1. Importance de la germination	14
I.3.2. Conditions de la germination	15
I.3.3. Types de la germination	18
I.3.3.1. Germination homogène	18
I.3.3.2. Germination hétérogène	19
I.3.4 Comparaison entre la germination homogène et la germination hétérogène	21
I.4. La surfusion	23
I.4.1. Définition	24
I.4.2. Origines de la surfusion	25
I.4.2.1. La surfusion chimique	26
I.4.2.2. La surfusion thermique	26
I.4.2.3. La surfusion de courbure	26
I.4.2.4. La surfusion cinétique	27
I.4.3. Effet de la surfusion sur la germination	28
Conclusion.....	28

Chapitre II : Etude morphologique de la croissance des métaux et alliages

Introduction	30
II.1. Généralités sur l'instabilité morphologique de l'interface solide-liquide.....	30
II.1.1. L'interface solide-liquide	30
II.1.1.1. Cinétique interfaciale	31
II.1.1.2. Equilibre interfacial	32
II.1.1.3. Structures interfaciales	33

II.1.2. Instabilité interfaciale des métaux purs	34
II.1.3. Instabilité interfaciale des alliages.....	35
II.1.4. Transfert de matière et de chaleur	36
II.1.4.1. Transfert de matière	36
II.1.4.2. Transfert de chaleur	37
II.2. Solidification des métaux purs et alliages	38
II.2.1. solidification des métaux purs	38
II.2.2. Solidification des alliages	40
II.2.2.1. Croissance des eutectiques	40
II.2.2.2. Croissance péritectique	47
II.3. Croissance dendritique	49
II.3.1. Croissance équiaxe	49
II.3.1.1. Morphologie du grain équiaxe	50
II.3.1.2. Croissance des grains équiaxes	52
II.3.2. Croissance colonnaire	53
II.3.2.1. Morphologie colonnaire	55
II.3.2.2. Croissance des dendrites colonnaires	57
II.3.3. Transition colonnaire-équiaxe	57
II.4. Structure des lingots et coulée	59
II.4.1. Structure des lingots	59
II.4.1.1. Zone de peau	60
II.4.1.2. Zone basaltique	60
II.4.1.3. Zone équiaxe	61
II.4.2. Coulée continue et semi-continue	62
Conclusion.....	64

Chapitre III : Etude numérique, résultats et discussion

Introduction	66
III.1. Formalisation du problème	66
III.2. L'équation de chaleur.....	67
III.3. Solution proposée	70
III.4. Discrétisation de l'équation de chaleur	71
III.4.1. Intégration de l'équation de chaleur	72
III.4.1.1. Intégration du terme A suivant x.....	72
III.4.1.2. Intégration du terme A suivant y.....	73
III.4.1.3. Intégration du terme B.....	73
III.4.2 Schéma utilisé	74
III.5. Conditions aux limites	74
III.6. Système d'équations linéaires	74
III.7. Alliages utilisés	75
III.8. Présentation du code de calcul	79
III.8.1. Organigramme représentant le code de calcul	79
III.8.2. Outils de développement utilisés	81
III.9. Description du maillage	81
III.10. Résultats	81

III.10.1. Résultats obtenus pour l'alliage Aluminium-Cuivre	82
III.10.1.1. Al-5%wtCu.....	82
III.10.1.2. Al-8%wtCu.....	85
III.10.1.3. Al-10%wtCu.....	88
III.10.1.4. Al-15%wtCu.....	91
III.10.2. Résultats obtenus pour l'alliage Aluminium-Silicium.....	93
III.10.2.1. Al-3%wtSi.....	94
III.10.2.2. Al-5%wtSi.....	97
III.10.2.3. Al-7%wtSi.....	100
III.10.2.4. Al-9%wtSi.....	103
III.10.3. Résultats obtenus pour l'alliage Etain -Plomb.....	105
III.10.3.1. Sn-5%wtPb.....	106
III.10.3.2. Sn-15%wtPb.....	109
III.10.3.3. Sn-20%wtPb.....	112
III.10.3.4. Sn-25%wtPb.....	115
III.10.4. Résultats obtenus pour l'alliage Plomb- Antimoine	118
III.10.4.1. Pb-0.3%wtSb.....	118
III.10.4.2. Pb-0.85%wtSb	121
III.10.4.3. Pb-1.9%wtSb.....	124
III.11. Discussion.....	126
Conclusion.....	127
Conclusion générale.....	129
Références bibliographiques.....	132
Liste des figures	144
Liste des tableaux.....	150

Introduction

Générale

Introduction générale :

La solidification est l'opération par laquelle un métal pur ou un alliage (mélange de deux ou plusieurs éléments) sous forme liquide se transforme en solide par refroidissement, par augmentation de pression ou en combinant les deux effets. Ce processus se poursuit en deux étapes complémentaires; la germination et la croissance. La première consiste en la formation de petits clusters nommés germes, stables ou métastables selon qu'ils atteignent la condition de stabilité ou non, homogènes ou hétérogènes selon que le métal est pur ou contient des impuretés (surface du moule, particules étrangères,...). Alors qu'en présence d'impuretés, de petits cristaux ramifiés en formes d'arbres, appelés dendrites, commencent à se générer et poursuivre leur croissance en deuxième étape en préservant la même orientation des dendrites [DAV 2001], [AME 2011]. Cette forme dendritique est le résultat de l'instabilité du front de solidification [CAR 1985], qui est très sensible aux variations des conditions de solidification (gradient de température, composition chimique, vitesse de refroidissement, etc.). Ceux-ci jouent un rôle très important dans la croissance.

La solidification, transformation de phases par laquelle passent de nombreux matériaux métalliques durant leur fabrication, joue un rôle fondamental dans le développement de la microstructure et les propriétés mécaniques des produits finis [YAN 2011]. Elle constitue, donc, une étape de première importance pour de nombreux procédés de mise en forme des matériaux métalliques et est la base de maints d'applications technologiques [GAN 1994].

Du fait que les produits ainsi obtenus par solidification sont destinés à diverses transformations (laminage, forgeage, filage, etc.), les structures, qui s'y développent et qui dépendent dans une très large mesure des conditions dans lesquelles s'est produite la transformation, doivent être contrôlées. Celles-ci ont une influence sur les propriétés finales des produits [POR 2004].

Les paramètres dépendant des conditions de solidification sont la taille des grains formés, leur orientation, la taille des particules de secondes phases, leur état de dispersion et la distribution des éléments d'alliage dans la structure, ainsi que l'espacement lamellaire dans les eutectiques [DOR 1986]. Sicha et Boehm (1948) ont étudié l'effet de la taille des

grains équiaxes sur l'allongement relatif ainsi que la résistance à la traction d'un alliage Al-4.5wt%Cu [ZOU 1988]. Tandis que, Thompson et autres, en 1973, ont travaillé sur l'influence de l'espacement lamellaire dans l'alliage eutectique $\text{Ni}_3\text{Al-Ni}_3\text{Nb}$ sur sa résistance à la traction [ZOU 1988].

Afin d'améliorer et de maîtriser la qualité et les propriétés des produits finaux, le défi industriel majeur réside dans la possibilité de contrôler la morphologie, la taille des microstructures dans des pièces coulées ainsi que leurs défauts, raison pour laquelle les scientifiques tentent de maîtriser la croissance des métaux et alliages, et les structures qui s'y développent, lors du processus de solidification, afin d'obtenir les propriétés désirées pour les métaux (ou alliages) considérés. On imagine alors tout l'enjeu qu'il y a à comprendre et à maîtriser la morphologie et l'évolution de l'interface de solidification.

L'objectif du travail présenté consiste essentiellement à réaliser le calcul du champ thermique dans des pièces coulées (pour quelques alliages). Ce champ de température est obtenu par la résolution de l'équation de diffusion de la chaleur, tenant compte du terme correspondant à la libération de la chaleur latente en utilisant la méthode des volumes finis nécessaire à la discrétisation de l'équation. Pour ce faire, une étude théorique est indispensable.

Le travail exposé dans ce mémoire est subdivisé en trois chapitres; dans les deux premiers chapitres, nous nous attacherons à rappeler les fondements physiques et la théorie se rattachant à la germination et à la croissance en présentant, dans le premier chapitre, les concepts thermodynamiques, et en second chapitre, les différentes morphologies qu'un métal ou un alliage puisse avoir lors de sa croissance. Le troisième chapitre est consacré à la modélisation du transfert thermique dans des pièces coulées, en focalisant sur la résolution de l'équation de la chaleur suivi de l'ensemble des résultats obtenus pour quelques alliages ainsi que leur interprétation, tout en ayant une suite logique entre toutes ces étapes.

Pour finir, nous avons essayé de faire un bilan de tout ce qui a été réalisé, sous forme de conclusion, qui vient clôturer le travail ainsi présenté et en dressant sous forme de perspectives ce qu'il pourrait se faire dans le futur.

Chapitre I :

Etude thermodynamique de la croissance des métaux et alliages

Introduction :

La solidification est définie comme étant le passage de la phase liquide à la phase solide. Dans les alliages métalliques, ce changement de phase produit des modifications importantes sur les propriétés mécaniques, physiques et chimiques. L'étude de cette transformation de phase dans les métaux se poursuit depuis plusieurs décennies afin d'améliorer la compréhension des principes de solidification.

La thermodynamique est un outil utile pour l'analyse de ce phénomène. Elle permet d'évaluer la constitution de phases dans les alliages, de déterminer le chemin de solidification et d'avoir quelques propriétés telles que le coefficient de partage, les pentes du liquidus et du solidus, etc.

Afin de pouvoir comprendre au mieux les spécificités de ce phénomène, on doit d'abord faire un petit survol sur quelques notions thermodynamiques intervenant pendant la croissance des métaux et alliages, en présentant par la suite les fondements de la théorie classique de la germination et sans doute la surfusion dont on ne peut pas ignorer l'effet sur la germination.

I.1. Généralités :

La formation du solide à partir du liquide est un phénomène très intéressant, ce qui nécessite l'étude des conditions qui les régisse, les exigences et les conséquences de la solidification et d'autres notions fondamentales.

I.1.1. Conditions de la solidification :

La solidification se produit généralement par refroidissement du liquide ou par modification chimique du système à une température constante.

Si un métal liquide à l'état pur, qui est initialement à une température supérieure à sa température de fusion, est refroidi en dessous de son point de fusion, un solide va se former et la différence entre la température à laquelle se produit la solidification effectivement et celle de fusion est appelée surfusion; quantité nécessaire à l'initiation du processus de la solidification.

De même, si une solution binaire liquide est maintenue à une température constante, en ajoutant ou en élevant un des constituants, à un moment donné, où la solubilité à l'équilibre du constituant ajouté est dépassée, une phase solide apparaîtra; ceci se réfère à une solidification comme provenant d'un liquide sursaturé [SEE 2005].

I.1.2. Domaines et exigences de la solidification :

L'opération de la solidification des métaux et alliages ne porte pas sur de petites quantités mais plutôt sur des quantités considérables; chaque année, dans le monde, plus d'un milliard de tonnes de métaux solidifiés, en premier ordre des alliages ferreux (aciers et fontes), et en second ordre ceux d'Aluminium en vue de leurs applications [LES 1986].

Les produits finaux, obtenus par cette opération, doivent répondre à certaines exigences de qualité telles que:

- Absence de gros défauts internes tels que les retassures et les porosités.
- Absence de fortes hétérogénéités de composition chimique à l'échelle des produits (ségrégation majeure).
- Aptitude à la déformation et à l'homogénéisation chimique.

I.1.3. Conséquences de la solidification :

Le processus de la solidification des métaux et alliages peut conduire à de nombreuses conséquences [LES 1986]:

- Chute de la mobilité de la matière: elle est la conséquence la plus évidente du processus de la solidification, dont, d'une part, l'écoulement des métaux liquides purs près de leur point de fusion, T_f , est comparable à celui de l'eau à la température ordinaire; ceci est caractérisé par une viscosité dynamique de l'ordre de 10^{-3} Pa.s, d'autre part, l'autodiffusion et la diffusion chimique des éléments d'alliage et des particules étrangères (impuretés) sont autant plus lentes dans le solide que dans le liquide (tableau I.1).
- Dégagement de la chaleur: des quantités importantes de chaleur sont évacuées à la solidification (environ 270 MJ pour l'acier).
- Contraction à la solidification: à l'inverse d'autres substances non métalliques (l'eau et le Silicium), la plupart des métaux se contractent à la

solidification, ce qui entraîne l'apparition de nombreux vides (microporosités, retassures, etc.) qui ont des conséquences évidemment néfastes sur les propriétés mécaniques telles que la traction, résilience, fluage ou fatigue.

- Ségrégation chimique: la différence de composition d'éléments d'alliages entre la solution solide et la solution liquide combinée à la lenteur de la diffusion chimique à l'état solide est à l'origine de diverses ségrégations observées dans les produits coulés.

Tableau I.1 : Viscosité dynamique de la phase liquide, coefficients d'autodiffusion et coefficients de diffusion chimique de divers solutés dans le fer [LES 1986].

Propriétés		Phases		
		Liquide	Ferritique (CC)	Austénitique (CFC)
Viscosité dynamique à T_f Pa.s		5.03*10 ⁻³		
Coefficient d'auto diffusion	D ₀ (m ² /s)	4.3*10 ⁻⁷	0.23	5.8*10 ⁻⁴
	Q..... (J/mole)	51000	306000	311000
	D à T _f (m ² /s)	1.4*10 ⁻⁸	3.4*10 ⁻¹⁰	6.5*10 ⁻¹³
Coefficient de diffusion <i>N</i>	D ₀ (m ² /s)	2.59*10 ⁻⁷	3.73*10 ⁻⁷	2.26*10 ⁻⁵
	Q..... (J/mole)	50200	76900	152000
	D à T _f (m ² /s)	9.24*10 ⁻⁹	2.27*10 ⁻⁹	9.18*10 ⁻¹⁰
<i>C</i>	D ₀ (m ² /s)	6.05*10 ⁻⁷	1.27*10 ⁻⁶	1.00*10 ⁻⁶
	Q..... (J/mole)	49200	81400	113000
	D à T _f (m ² /s)	2.32*10 ⁻⁸	5.72*10 ⁻⁹	5.53*10 ⁻¹⁰
<i>Mn</i>	D ₀ (m ² /s)	3.85*10 ⁻⁷	7.60*10 ⁻⁵	4.90*10 ⁻⁵
	Q..... (J/mole)	69500	225000	276540
	D à T _f (m ² /s)	3.83*10 ⁻⁹	2.57*10 ⁻¹¹	5.02*10 ⁻¹³
<i>Ni</i>	D ₀ (m ² /s)	4.92*10 ⁻⁷	9.70*10 ⁻⁴	3.44*10 ⁻⁵
	Q..... (J/mole)	67800	262000	283000
	D à T _f (m ² /s)	5.47*10 ⁻⁹	2.65*10 ⁻¹¹	2.47*10 ⁻¹³
<i>H</i>	D ₀ (m ² /s)	3.25*10 ⁻⁷	1.09*10 ⁻⁷	1.12*10 ⁻⁶
	Q..... (J/mole)	15500	12500	41650
	D à T _f (m ² /s)	1.16*10 ⁻⁷	4.74*10 ⁻⁸	7.05*10 ⁻⁸

I.1.4. Equilibre thermodynamique entre phases :

L'équilibre thermodynamique d'un système peut être atteint lorsque l'enthalpie libre de Gibbs est minimale à pression et température constantes [DJA 2005]. Cette fonction s'écrit sous la forme:

$$G = H - TS \quad (I.1)$$

Avec:

H : l'enthalpie qui représente la chaleur produite dans le système sous une pression constante.

T : la température.

S : l'entropie du système qui mesure le désordre globale.

Et

$$H = U + PV \quad (I.2)$$

Où :

U : l'énergie interne.

P : la pression

V : le volume.

A partir des courbes d'enthalpie libre des différentes phases susceptibles de naître dans un alliage, on peut tracer le diagramme de phases correspondant. Ceci est possible en superposant, sur un même diagramme les courbes d'enthalpie libre des différentes phases, qui coexistent dans l'alliage, et de tracer les tangentes communes entre elles (figure I.1).

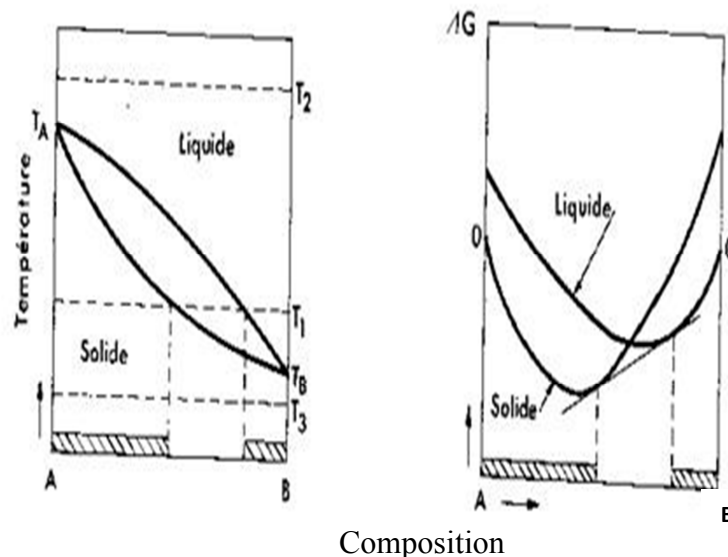


Figure I.1 : Variation de l'enthalpie libre des solutions A-B, liquide et solide, à la température T_1 , en fonction de la composition : le cas du diagramme d'équilibre présentant un seul fuseau [BEN 1969].

I.1.5. Coefficient de partage :

A partir du diagramme d'équilibre des phases, on peut définir le coefficient de partage, $k_i^{s/l}$, supposé constant pour une phase ϕ , comme étant le rapport à l'interface de la concentration du soluté i dans le solide à celle dans le liquide sous les conditions isothermes et isobares (figure I.2) [THE 1988].

$$k_i^{s/l} = \frac{C_S}{C_L} \Big|_{T,P} \quad (I.3)$$

Avec:

C_S : Concentration du soluté dans le solide.

C_L : Concentration du soluté dans le liquide.

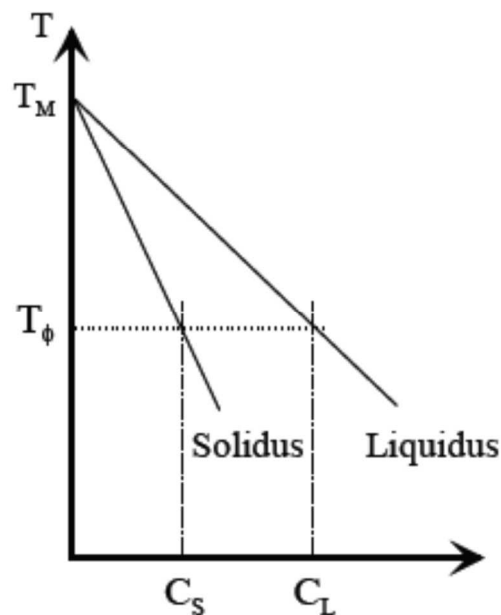


Figure I.2 : Extrait du diagramme d'équilibre pour un alliage dilué [ZAI 2005].

Lorsque ce coefficient est inférieur à 1 (cas d'alliage Al-Ni 3,5% pds et du système Fe-Ni (phases δ , γ)) [DOB 2001], il se produit un rejet de soluté au cours de la transformation solide-liquide. Le liquide adjacent à l'interface est alors riche en soluté [TIL 1953].

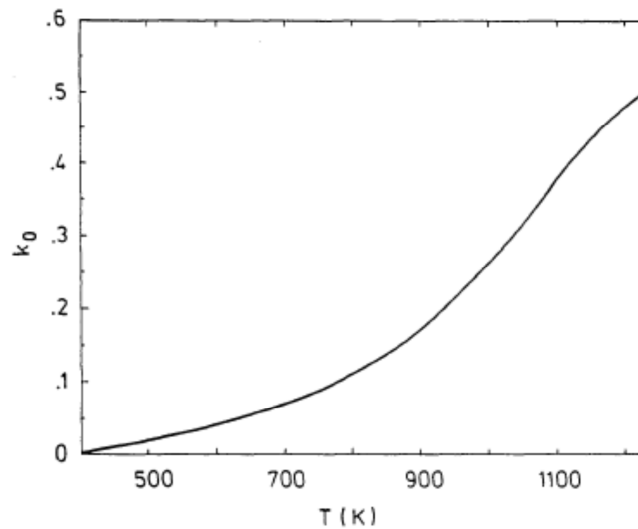


Figure I.3: Variation de la valeur d'équilibre du coefficient de partage, k , avec la température pour le système Ag-Cu [GIO 1986].

Le tableau I.2 montre quelques valeurs du coefficient de partage, $k_i^{s/l}$, pour le Fer, ainsi que quelques valeurs de la pente du liquidus, m_i , utiles pour quelques solutés.

$$m_i = \frac{\partial T_L}{\partial c_i^l} \quad (\text{I.4})$$

Tableau I.2: Coefficient de partage à l'équilibre de divers solutés entre liquide et ferrite δ et pente de liquidus à l'origine dans quelques systèmes binaires à base de Fer [LES 1986].

Soluté	$k_i^{s/l}$	$-m_i$
H	0.297	70700
N	0.281	5170
O	0.053	5500
S	0.052	3350
P	0.16	2760
C	0.11	8000
Mn	0.73	500
Si	0.77	1300
Cr	0.94	190
Al	0.7	300

La présence d'éléments d'alliage et d'impuretés modifie également la température du liquidus des alliages, T_L , température de commencement de la solidification.

Le terme $k_i^{s/l}$ de l'équation $k_i^{s/l} = \frac{c_s}{c_l}$ désigne la valeur d'équilibre du coefficient de partage donné par le diagramme de phases. Dans la plupart des modèles théoriques de solidification, cette valeur est supposée constante, de même que la pente, m , du liquidus. Comme le montre la figure I.3, cette hypothèse n'est plus valable pour de grandes surfusions [GIO 1986].

I.2. Thermodynamique de la solidification :

L'étude thermodynamique des équilibres des phases établit la composition des phases à l'équilibre, mais elle ne donne aucune indication, ni sur la cinétique des transformations de phases, ni sur la microstructure formée (en particulier sur la taille et la morphologie des phases) [MER 1999].

En se basant sur quelques notions thermodynamiques telles que l'enthalpie libre, on décrit le phénomène de la solidification par l'étude de l'équilibre liquide-solide, la température de solidification, la chaleur latente ainsi que la force motrice de la solidification.

I.2.1. Equilibre liquide-solide :

Afin de comprendre la stabilité des phases on fait appel à la thermodynamique. La stabilité d'un système est déterminée par son énergie libre de Gibbs, G , définie par [POR 2004]:

$$G = H - TS$$

Ou

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S \quad (I.5)$$

A la température de fusion, $T_f(^{\circ}K)$, d'un métal pur, il y a équilibre entre les phases liquide et solide :

$$L \leftrightarrow S \quad (I.6)$$

ce qui signifie qu'à cette température, l'énergie libre du liquide, G_L , est égale à l'énergie libre du solide, G_S :

$$(G_L = G_S)_{T_f} \quad (I.7)$$

La solidification progresse lorsque l'équilibre décrit par l'équation (I.6) se déplace vers la droite, alors le taux de solidification est supérieur au taux de fusion [BAN 2007].

Pour que la solidification puisse progresser, la chaleur latente doit être extraite du système lorsque les atomes passent de la phase liquide à la phase solide; cette réaction est exothermique.

De plus, pour que la solidification puisse se produire, il faut que la variation de l'énergie libre du système solide-liquide soit négative [RAF 2002]:

$$\Delta G = (G_s - G_L) < 0 \quad (I.8)$$

A une température, T , différente de T_f , la variation de l'énergie libre est donnée par:

$$\Delta G = - \frac{L(T_f - T)}{T_f} \quad (I.9)$$

Et pour qu'il y ait solidification, le terme $(T_f - T)$ doit être positif, c'est-à-dire que $T < T_f$ [DOR 1986]. Ce terme qui calcule la différence entre la température de fusion, T_f , et la température de la réaction, T , s'appelle surfusion.

I.2.2. Température de la solidification :

Dans un métal pur, la transition de l'état liquide à l'état solide se produit toujours à une même température pour une pression atmosphérique donnée.

A la température d'équilibre liquide-solide, on a :

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S = 0 \quad (I.10)$$

Lorsqu'un équilibre énergétique est établi entre la phase liquide et la phase solide et que la pression est fixée, on parle alors de la température de solidification dont le liquide est plus désordonné que le solide, donc, il possède une entropie plus élevée que celle du solide.

Pendant le passage du métal de la phase liquide vers la phase solide, il y a un dégagement de chaleur qui s'appelle chaleur latente et est noté L [DER 2001].

I.2.3. Chaleur latente :

La chaleur latente d'un corps pur est la chaleur nécessaire pour réaliser, de façon réversible, à une température et une pression constantes, la transition de l'unité de masse de ce corps, d'une phase à une autre; de la phase liquide à la phase solide dans le cas d'une transformation de solidification [VIJ 2006].

On peut établir une relation entre la chaleur latente et la température de solidification à l'aide des principes thermodynamiques. Les énergies libres du liquide et du solide à une température, T , sont données par les relations:

$$G_L = H_L - TS_L \quad (\text{I.11})$$

$$G_S = H_S - TS_S \quad (\text{I.12})$$

Avec G_L étant l'énergie libre de Gibbs du liquide, H_L est l'enthalpie due au liquide, S_L est l'entropie associée au liquide, G_S est l'énergie libre de Gibbs du solide, H_S et S_S sont respectivement l'enthalpie et l'entropie dues au solide.

A cette température, T , on a:

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S \quad (\text{I.13})$$

Toutefois, à la température de solidification, le solide et le liquide ont la même énergie, donc, l'équilibre entre eux peut être exprimé de la manière suivante [DER 2001]:

$$G_L = G_S \quad (\text{I.14})$$

En substituant les équations (I.11) et (I.12) dans l'équation (I.14), on obtient à la température d'équilibre, T_E :

$$H_L - T_E S_L = H_S - T_E S_S \quad (\text{I.15})$$

Par définition, la valeur de la chaleur latente à T_E est égale à :

$$H_L - H_S = L \quad (\text{I.16})$$

Donc,

$$L = T_E \Delta S \quad (\text{I.17})$$

I.2.4. Force motrice de la solidification :

La force motrice de toute transformation de phase telle que la solidification, qui est une transformation de phase liquide-solide, est la variation de l'énergie libre [STE 2009].

Pour que la solidification puisse s'effectuer spontanément, il faut nécessairement que la température du liquide soit inférieure à celle de l'équilibre thermodynamique. Dans ce cas, il faut que le métal liquide soit refroidi à une température $T < T_f$ jusqu'à atteindre un certain degré ΔT . Ce processus s'accompagnera ensuite d'une diminution dans l'énergie libre ΔG [POR 2004]. On a :

$$\Delta G = \Delta G_v + \Delta G_i \quad (\text{I.18})$$

Comme ΔG_i (énergie libre due à la création d'une interface liquide-solide) est toujours positif, il est indispensable que le terme volumique ΔG_v (énergie libre due au passage d'atomes ou molécules de la phase liquide à la phase solide) soit négatif à la température de transformation. L'énergie libre ΔG_v devient de plus en plus négative à mesure que le degré de surfusion ΔT augmente [MER 1999].

Au point de transformation, T_f , on observe que $\Delta G = 0$ tel que montré sur la figure I.4. Cette diminution de l'énergie libre est à l'origine de la force motrice de la solidification.

Combinant les équations (I.13) et (I.17), on obtient:

$$\Delta g_v = -L + L \cdot \frac{T}{T_f} \quad (\text{I.19})$$

Ce qui donne :

$$\Delta g_v = -\frac{L\Delta T}{T_f} \quad (\text{I.20})$$

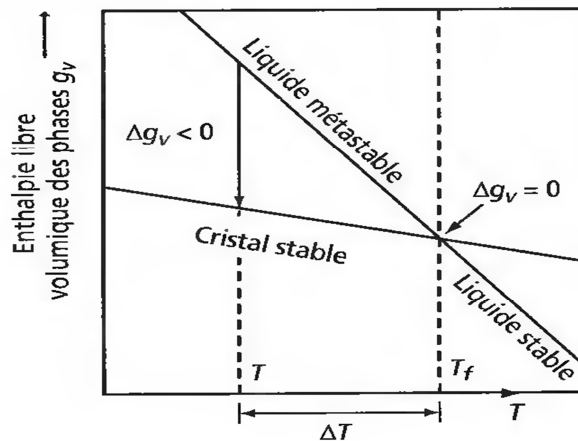


Figure I.4 : Variation de l'enthalpie libre volumique en fonction de la température [PAP 1999].

I.3. Théorie de la germination:

Les premières tentatives de décrire le processus de la germination sont dues à Volmer et Weber (1926) [CHR 2002] et Farkas (1927) [CLO 2009], qui traitent la condensation d'une vapeur sursaturée et qui visent à décrire la distribution des embryons liquides en équilibre avec une phase vapeur de substance pure. Ce modèle a été, plus tard, amélioré par Becker et Döring (1935) [HER 2007]. Becker puis Fisher et Turnbull (1949) sont les premiers à appliquer les concepts de base de cette théorie à la formation de germes solides au sein d'un liquide; la transition de phases liquide-solide [GAN 1994], [CHA 1995].

La germination est l'apparition, au sein du liquide, de sites particuliers (germes) à partir desquels la solidification va pouvoir démarrer.

Il existe deux types de germination, la germination homogène dont les germes solides se forment au sein du liquide, et la germination hétérogène où les germes se créent à partir de particules étrangères baignant dans le liquide ou au contact de la paroi froide de la lingotière.

I.3.1. Importance de la germination :

L'étude du phénomène de la germination est d'une importance capitale et primordiale pour la compréhension du phénomène de la solidification, puisque la germination détermine en grande partie la structure finale du métal solidifié ainsi que ses propriétés. En effet, pour que la solidification puisse se produire, il doit exister au sein du liquide des particules solides dites germes (de petites zones dans lesquelles les atomes sont disposés de façon particulières) [HEN 1999]; ces germes vont, à leur tour, croître et se développer en entités morphologiques observables aux dépens du liquide, en construisant ce qu'on appelle les grains. D'où, chaque grain croît à partir d'un seul germe ainsi que le nombre de germes qui se forment et grossissent détermine la taille finale des grains [GON 2008].

Ce processus est tellement important que lors de la coulée de pièces d'Aluminium en usine, des affineurs de grains sont ajoutés au métal pur pour mieux contrôler le phénomène de la germination. L'affineur de grains le plus utilisé pour l'Aluminium est le Diborure de Titane (TiB_2). Chaque particule de TiB_2 constitue le site privilège de la formation d'un germe, et plus la concentration de ces particules augmente plus il y a

formation de germes, ce qui rend la taille des grains petite. Ces grains construits ne cessent pas de grossir tant qu'il y ait du métal liquide à solidifier, et la probabilité de se rejoindre, en un court laps de temps, augmente avec le nombre de particules solides. Ceci limite leur taille et influence les propriétés finales de la pièce solidifiée [DER 2001].

Puisqu'un morceau de métal solide est un ensemble de petits cristaux, dont la solidification se fait à partir de germes ou de centres de solidification par développement progressif, la germination a donc une influence sur la microstructure finale de la pièce métallique. C'est pourquoi, la compréhension du processus de la germination, dès la création des germes jusqu'à la croissance, est essentielle, ce qui nous informe sur la microstructure ainsi que les propriétés du métal ou de l'alliage après la solidification [CHA 1976].

I.3.2. Conditions de la germination :

Il est vraiment difficile d'observer le processus de la germination parce qu'ici on parle de petits clusters d'atomes. En conséquence, seulement la comparaison des modèles théoriques et des résultats expérimentaux peuvent clarifier les toutes premières étapes du processus de la solidification.

La germination commence à un certain degré de surfusion¹, ΔT , qui, pour des métaux est, généralement, très petite dans des situations pratiques. L'augmentation de la surfusion a l'effet d'augmenter nettement le taux de germination, I , et également le taux de la croissance, V , des dendrites, tandis que le taux global de la solidification approche une valeur maximale au moment où le flux interne de la chaleur², q_i , est égale à l'externe, q_e .

Alors, il est possible de déduire que la germination est le processus dominant au début de la solidification et mène rapidement à la connaissance de la population finale des grains. Les conditions menant à la germination sont donc de plus grande importance en déterminant les caractéristiques de la microstructure moulée [KUR 1998].

Le point de fusion du système est ainsi abaissé par une quantité, ΔT , (figure I.5) et le rayon critique, r_c , du germe constitué peut être calculé facilement à partir de la relation:

¹. La surfusion, ΔT , est généralement définie comme étant la différence entre la température d'équilibre, T_f , du système et la température actuelle, T , ($T < T_f$ donc ΔT).

². Le flux interne est proportionnel à la chaleur latente et aux taux volumiques de la transformation.

$$\Delta T = K_r \Gamma = \frac{2\Gamma}{r_c} \quad (\text{I.21})$$

d'où : K_r est la courbure et Γ est le coefficient de Gibbs-Thomson.

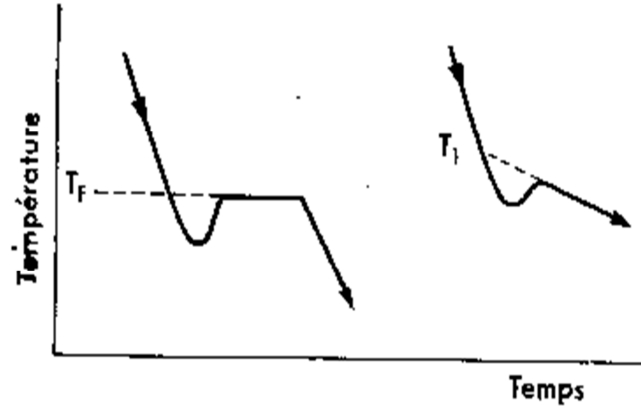


Figure I.5: Courbe de surfusion : cas d'un métal pur (à gauche), cas d'un alliage (à droite) [DOR 1986].

Ceci signifie qu'une petite surfusion implique un grand rayon critique et inversement. La condition critique de la germination d'une mole peut être obtenue en additionnant les deux contributions de l'énergie libre de Gibbs, dues à l'interface, ΔG_i , et au volume, ΔG_v :

$$\Delta G = \Delta G_i + \Delta G_v \quad (\text{I.22})$$

$$\Delta G = \sigma_{sl} \cdot A + \Delta g_v \cdot v \quad (\text{I.23})$$

Avec :

σ_{sl} : énergie interfaciale liquide-solide.

Δg_v : La différence de l'énergie libre de Gibbs entre le liquide et le solide par unité de volume.

Supposant que le germe a une forme sphérique, on peut écrire:

$$\Delta G = 4\pi r^2 \sigma_{sl} + \frac{4}{3}\pi r^3 \Delta g_v \quad (\text{I.24})$$

L'énergie libre de Gibbs par unité de volume, Δg_v , est proportionnelle à ΔT , c'est-à-dire :

$$\Delta g_v = -\Delta S_f \cdot \Delta T \quad (\text{I.25})$$

La valeur de σ_{sl} est toujours positive, tandis que Δg_v dépend de ΔT et elle est négative si ΔT est positive (voir la figure I.6).

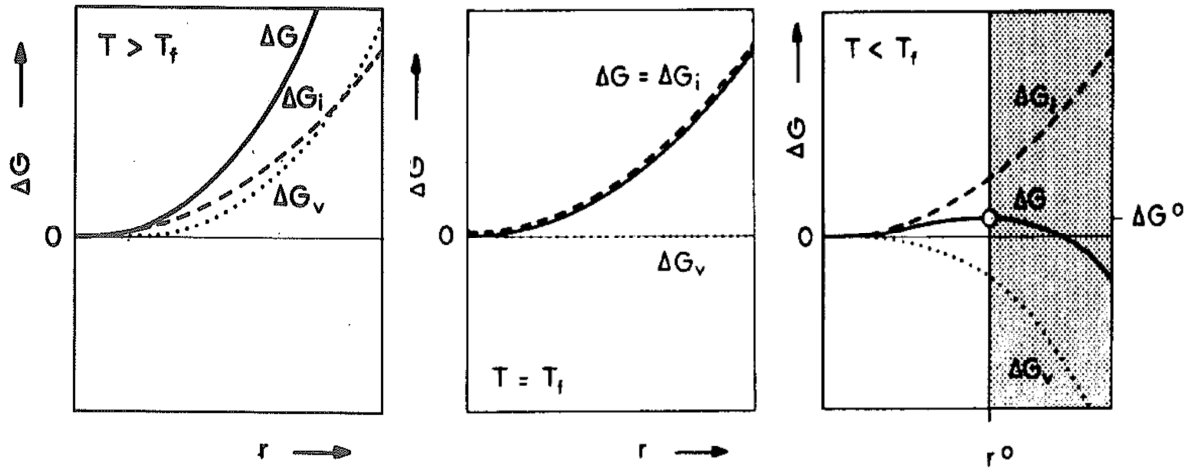


Figure I.6: Energie libre des amas solides en fonction de leur rayon [KUR 1998].

Ce comportement nous mène à l'occurrence d'un maximum en valeur de ΔG quand le métal est refroidi. Cette valeur maximale peut être considérée comme étant l'énergie d'activation qui doit être surmontée afin de former un germe qui continuera à se croître. Le critère de maximisation est :

$$\frac{d(\Delta G)}{dr} = 0 \quad (\text{I.26})$$

Ce qui donne :

$$r_c = -\frac{2\sigma_{sl}}{\Delta g_v} = \frac{2\sigma_{sl}}{\Delta T \Delta S_f} \quad (\text{I.27})$$

Cette relation détermine la condition d'équilibre entre le liquide et le solide avec une courbure dont la force motrice de la solidification est égale à celle de la fusion [KUR 1998].

L'énergie libre permettant à un germe de rayon r_c de se former est obtenue en substituant les relations (I.24) et (I.27) [KEN 2004]:

$$\Delta G^* = \frac{16\pi\sigma_{sl}^3}{3(\Delta g_v)^2} = \left(\frac{16\pi\sigma_{sl}^3 T_f^2}{L^2} \right) \cdot \frac{1}{(\Delta T)^2} \quad (\text{I.28})$$

La probabilité d'avoir des germes de rayon r_c dans un liquide comportant N atomes est donnée par la relation :

$$\frac{N_{r_c}}{N} = \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{k_B T}\right) \quad (\text{I.29})$$

Où k_B est la constante de Boltzmann.

I.3.3. Types de la germination :

La germination est le phénomène de fluctuation complexe [HEC 2004] et l'apparition de germes solides à l'intérieur du liquide nécessite la formation de l'interface solide-liquide, d'où l'augmentation de l'énergie libre. Cependant, un certain degré de surfusion est nécessaire pour vaincre cette barrière d'énergie [SEM 2001]; ce sont ces paramètres qui vont caractériser le type de la germination (homogène ou hétérogène).

I.3.3.1. Germination homogène :

La germination homogène peut s'accomplir en tout point d'un liquide, sans l'aide d'un substrat ou de particules étrangères, par fluctuation aléatoire des atomes qui forment des amas ou embryons de diverses tailles [LES 1986].

Alors que la formation d'un germe au sein d'un liquide requiert justement de vaincre l'énergie de surface créée à l'interface solide-liquide. Le calcul de la variation de l'enthalpie libre, ΔG , associée à la création d'un embryon sphérique de rayon, r , au sein du liquide s'écrit comme la somme de deux contributions tel que vu précédemment [SER 2011].

$$\Delta G_{hom} = 4\pi r^2 \sigma_{sl} + \frac{4}{3}\pi r^3 \Delta g_v \quad (\text{I.28})$$

De ce fait, il en résulte un caractère métastable de l'embryon qui, s'il dépasse une taille critique, il peut devenir un germe stable et se développer par croissance.

Pour une substance pure portée à une température T , un petit cristal n'aura tendance à se développer aux dépens du liquide environnant, que si son rayon, r , est supérieur à un rayon critique, r_c , [GAN 1994].

Ainsi, tout solide dont $r < r_c$ ne constitue pas un embryon stable mais plutôt un embryon instable; il aura donc tendance à se refondre. Alors que dans le cas où $r > r_c$, cet embryon devient un germe stable qui va continuer à se croître dans le liquide. Lorsque $r = r_c$, l'embryon, dans ce cas, est en état métastable avec le liquide et l'adsorption d'un seul atome suffit pour le rendre stable (figure I.7).

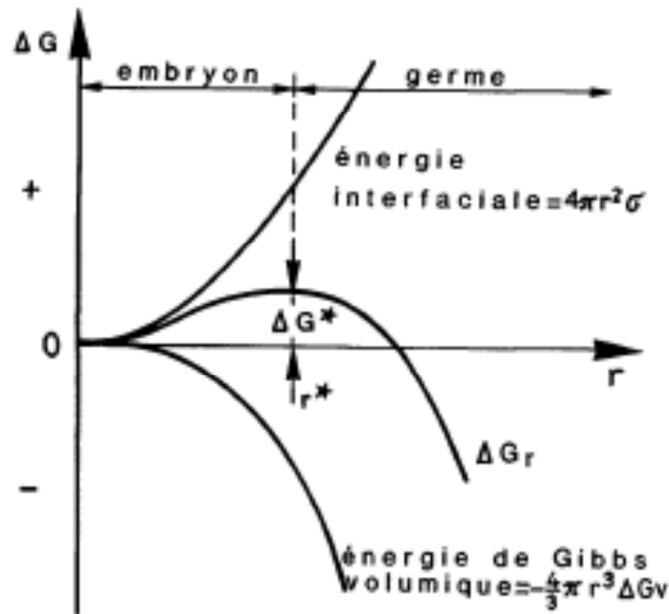


Figure I.7: Variation de l'énergie de Gibbs associée à la germination homogène d'une sphère de rayon r à $T < T_f$ [ZOU 1988].

I.3.3.2. Germination hétérogène :

En général, des surfusions de plusieurs centaines de degrés ne sont jamais observées dans la pratique industrielle. Alors que la surfusion dépasse rarement quelques degrés avant que ne débute la solidification, donc on ne parle plus de germination homogène mais de germination hétérogène; celle-ci se réalise soit sur des particules d'impuretés très fines ou d'agents inoculant ajoutés volontairement dans le liquide à solidifier, soit à la surface du moule (frontières lingotières) [COL 2000].

La forme des germes solides constitués n'est plus une sphère, comme dans le cas de la germination homogène, mais une calotte sphérique de rayon, r , s'il s'agit d'un plan (figure I.8); l'angle de raccordement entre le germe et le substrat dépend des énergies interfaciales entre le liquide, le germe solide et le substrat.

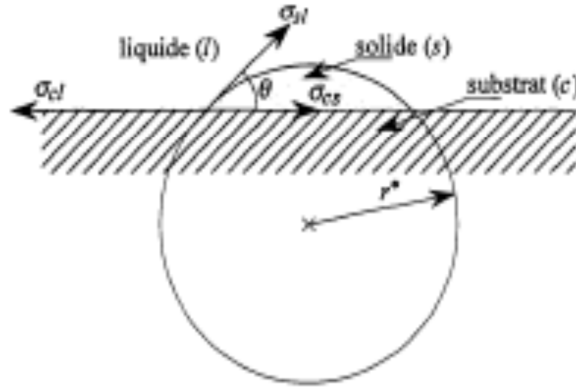


Figure I.8: Représentation des tensions de surface relatives aux contacts substrat-liquide, σ_{cl} , substrat-solide, σ_{cs} , et solide-liquide, σ_{sl} . [GAN 1994]

$$\sigma_{cl} = \sigma_{cs} + \sigma_{sl} \cdot \cos \theta$$

Ou

$$\cos \theta = \frac{(\sigma_{cl} - \sigma_{cs})}{\sigma_{sl}}$$

La variation de l'énergie libre associée à la création d'un germe adoptant une morphologie de calotte sphérique peut s'exprimer en fonction de l'énergie libre de formation d'un germe homogène et de l'angle de mouillage, θ , [THE 1988]. Cette relation s'écrit sous la forme :

$$\Delta G_{hét} = \Delta G_{hom} \cdot f(\theta) \quad (I.29)$$

Avec

$$f(\theta) = \frac{1}{4} (2 + \cos \theta) (1 - \cos \theta)^2 \quad (I.30)$$

D'où : $f(\theta)$ désigne une fonction de l'angle de contact, θ , entre le solide et le substrat [RIE 1990]. Cette fonction croît d'une manière monotone dans l'intervalle $[0, 1]^1$.

Comme $\cos \theta \leq 1$, l'énergie interfaciale totale nécessaire pour créer un nouveau germe sur le substrat est toujours inférieure à celle associée à un germe isolé dans le liquide [ZOU 1988]. Ainsi que la probabilité de formation d'un germe ayant une forme de calotte sphérique de rayon, r_c , est autant grande que celle de la formation d'un germe sphérique de même rayon, parce qu'en second cas, le nombre d'atomes contribuant à la formation d'un germe est nettement plus grand.

¹. $\theta = 0$ Mouillage complet du solide sur le substrat.
 $\theta = \pi$ Mouillage nul (germination homogène).

I.3.4 Comparaison entre la germination homogène et la germination hétérogène :

On peut calculer les différents paramètres critiques renvoyant aux deux types de germination (homogène et hétérogène) tel que montré dans le tableau:

Tableau I.3: Paramètres critiques de la germination pour une substance pure [KUR 1998].

	Germination homogène	Germination hétérogène
r_c	$-\frac{2\sigma_{sl}}{\Delta g_v}$	$-\frac{2\sigma_{sl}}{\Delta g_v}$
ΔG^*	$\frac{16\pi}{3} \left(\frac{\sigma_{sl}^3}{\Delta g_v^2} \right)$	$\frac{16\pi}{3} \left(\frac{\sigma_{sl}^3}{\Delta g_v^2} \right) \cdot f(\theta)$
N_{r_c}	$N \cdot \exp \left(-\frac{\Delta G_{hom}^*}{k_B T} \right)$	$N \cdot \exp \left(-\frac{\Delta G_{hét}^*}{k_B T} \right)$

Ainsi qu'on peut différencier entre ces deux types par la fonction $f(\theta)$, à travers les différentes valeurs possibles de l'angle de raccordement, θ , (tableau I.4).

Tableau I.4: valeurs de l'expression $f(\theta) = \frac{1}{4}(2 + \cos \theta)(1 - \cos \theta)^2$ [KUR 1998].

$\theta(^{\circ})$	Type de la germination	$f(\theta)$
0 mouillage complet	Pas de barrière de germination	0
10		0.00017
20		0.0027
30		0.013
40		0.038
50		0.048
70	hétérogène	0.25
90		0.5
110		0.75
130		0.92
150		0.99
170		0.9998
180 pas de mouillage	homogène	1

On peut, également, montrer la différence entre l'énergie libre des amas solides dite à la germination homogène et celle correspondant à la germination hétérogène à partir de la figure I.9; cette figure illustre que l'énergie d'activation nécessaire pour la formation d'un germe sur un substrat (ou particule étrangère), ΔG_{het}^* , est toujours inférieure à celle associée à un germe isolé dans le liquide, ΔG_{hom}^* . Cet écart est dû à l'effet du facteur $f(\theta)$.

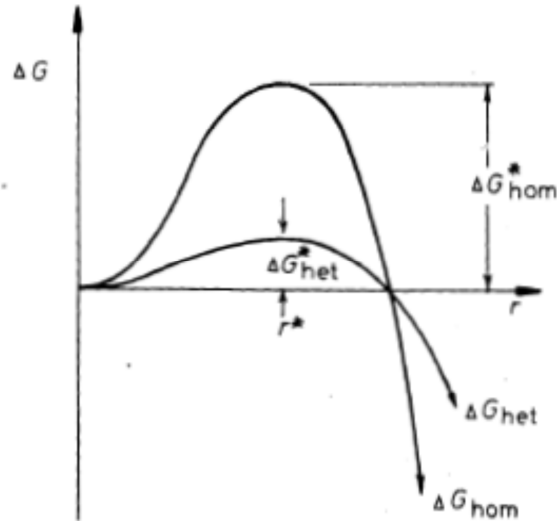


Figure I.9: L'excès de l'énergie libre des amas solides pour la germination homogène et hétérogène [POR 2004].

D'autre part, l'effet de la surfusion sur ΔG_{het}^* et ΔG_{hom}^* est illustré, schématiquement, sur la figure I.10, d'où la germination hétérogène est possible à des degrés de surfusion très petits par rapport à ceux nécessaires à la germination homogène.

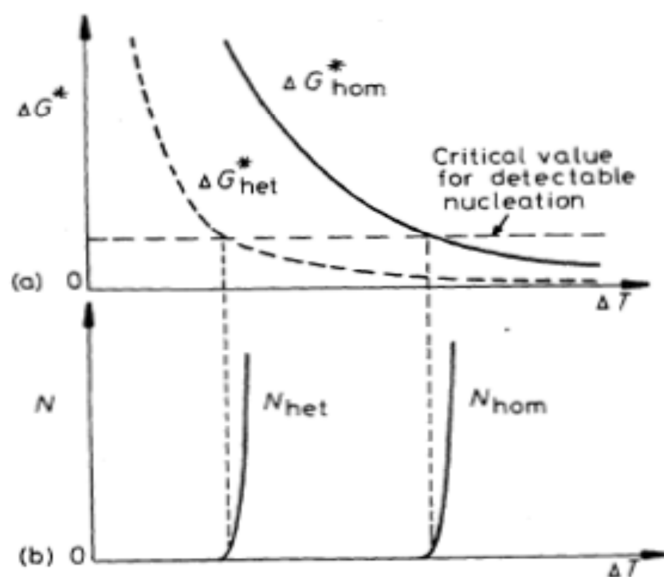


Figure I.10: (a) Variations de ΔG^* en fonction de la surfusion ΔT pour la germination homogène et hétérogène (b) Les taux de germination correspondant. [POR 2004].

La figure I.11 montre la variation de la vitesse de la germination homogène (courbe correspondant à $\theta = 180^\circ$) et hétérogène ($\theta < 180^\circ$) avec la température pour le Fer pur.

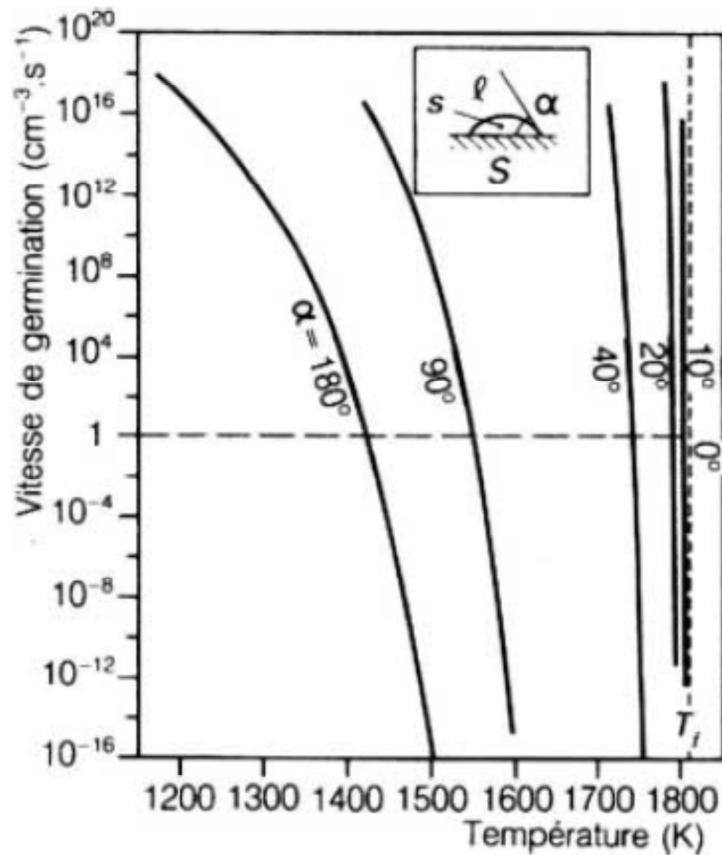


Figure I.11: Variation de la vitesse de germination homogène ($\alpha=180^\circ$) et hétérogène ($\alpha<180^\circ$) en fonction de la température initiale du liquide et dans différentes situations d'inoculation pour le Fer pur ($T_f=1811^\circ\text{K}$) [LES 1986].

I.4. La surfusion :

Il est très important de décrire le phénomène de surfusion afin de mieux comprendre les mécanismes intervenant lors de la germination. Lorsqu'un liquide est en surfusion, cela implique que le phénomène de la solidification commence à une température inférieure à celle admise comme température de solidification; ceci rend la température du liquide inférieure à celle d'équilibre. Et lorsque la solidification débute, la température du liquide qui ne s'est pas transformé en solide croît rapidement pour atteindre celle de la solidification.

I.4.1. Définition :

Un liquide est dit qu'il est dans un état de surfusion (sous-refroidissement), lorsque ce liquide, refroidi à une température inférieure à celle où, normalement, le changement de phase aurait dû être réalisé, reste dans son état liquide, puis la température remonte jusqu'à atteindre celle de la solidification qui, finalement, se réalise.

Alors, le début de la solidification s'opère fréquemment avec un certain retard. Ce retard est appelé surfusion, d'amplitude ΔT , qui représente l'écart entre la température d'équilibre, T_f , et celle plus basse atteinte par le métal sans solidification. Cet état n'est qu'un retard à la solidification, car sous l'action d'une légère perturbation, soit par une particule étrangère, soit par l'avènement d'une trace de la phase en retard, les substances retrouvent leurs états stables [PER 2001].

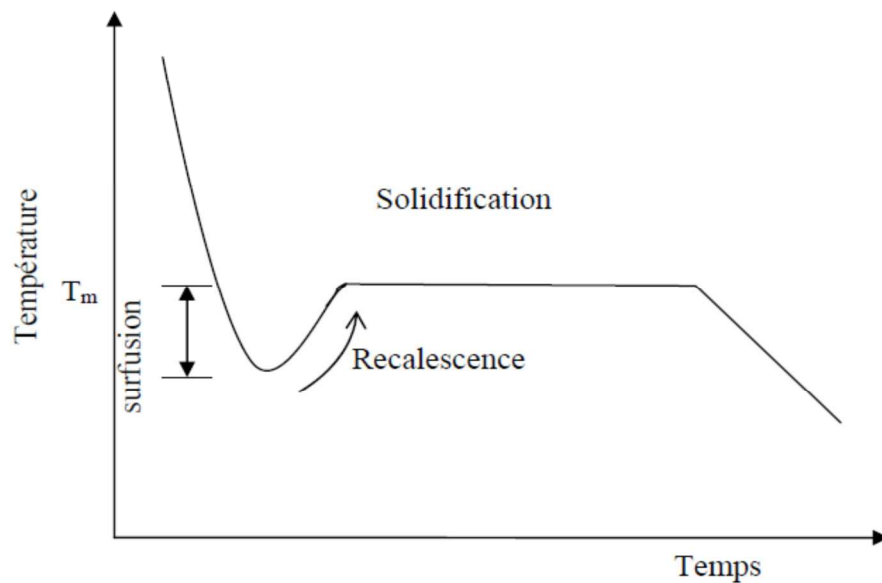


Figure I.12: Schéma du principe de refroidissement d'un liquide avec surfusion [MEB 2008].

Lorsque la germination se produit, la solidification s'amorce, enfin, sous l'effet d'une remontée¹ de la température jusqu'à la température du palier de la solidification dans le cas d'un métal pur [BOU 1971], ce phénomène est appelé la recalescence (figure I.12).

¹. L'augmentation de la température est causée par la chaleur latente dégagée par la formation des germes au cours de la transformation de phase d'un volume donné dans le liquide.

Le tableau I.5 montre les valeurs expérimentales de la surfusion pour quelques métaux purs¹ [DAV 1973].

Cependant, dans le cas d'une solution solide, ceci oblige à déterminer la température de début de la solidification, T_l , par extrapolation telle illustrée sur la figure I.5 [QUI 2003].

Tableau I.5: Données expérimentales pour quelques métaux purs [DAV 1973].

<i>Métal</i>	<i>Température de fusion (°K)</i>	<i>Surfusion (°K)</i>	T/T_f
<i>Mercure</i>	234.3	58	0.287
<i>Gallium</i>	303	76	0.250
<i>Etain</i>	505.7	105	0.208
<i>Bismuth</i>	544	90	0.166
<i>Plomb</i>	600.7	80	0.133
<i>Antimoine</i>	903	135	0.150
<i>Aluminium</i>	931.7	130	0.140
<i>Germanium</i>	1231.7	227	0.184
<i>Argent</i>	1233.7	227	0.184
<i>Or</i>	1336	230	0.172
<i>Cuivre</i>	1356	236	0.174
<i>Manganèse</i>	1493	308	0.206
<i>Nickel</i>	1725	319	0.185
<i>Cobalt</i>	1763	330	0.187
<i>Fer</i>	1803	295	0.164
<i>Palladium</i>	1828	332	0.182
<i>Platine</i>	2043	370	0.181

I.4.2. Origines de la surfusion :

Lors du processus de la solidification, la surfusion de croissance est la somme de quatre (04) contributions [MOS 2008], [GOE 1997]:

- La surfusion chimique, ΔT_c
- La surfusion de courbure, ΔT_r
- La surfusion cinétique, ΔT_k
- La surfusion thermique, ΔT_{th}

$$\Delta T = \Delta T_c + \Delta T_r + \Delta T_k + \Delta T_{th} \quad (\text{I.31})$$

¹. Expérimentalement, la surfusion est de l'ordre de $0.2 T_f$.

I.4.2.1. La surfusion chimique :

Cette surfusion n'intervient que dans le cas des alliages. Elle est due à la différence de composition entre la phase solide et la phase liquide lors de la solidification. Cette notion importante est largement utilisée pour décrire le phénomène de refroidissement des alliages et les phénomènes de ségrégation [ZIM 1990].

Elle reflète le fait que la composition dans le liquide à l'interface solide-liquide dévie localement de la composition de l'alliage en équilibre, ce qui se traduit par une diminution de la température.

$$\Delta T_c = m_i \cdot (C_S - C_L) \quad (\text{I.32})$$

Avec :

m_i : La pente du liquidus de la phase i.

C_S : La concentration du solide.

C_L : La concentration du liquide.

I.4.2.2. La surfusion thermique :

Ce type de surfusion est dit à la différence dans la température [KUR 1998]. Elle est liée à la difficulté qu'ont les germes du solide à apparaître aux dépens du liquide lors du refroidissement et atteindre une taille critique, à partir de laquelle, il deviennent stables et peuvent se développer.

$$\Delta T_{th} = T_{s/l} - T_l \quad (\text{I.33})$$

Où :

$T_{s/l}$: Température à l'interface solide-liquide.

T_l : Température du liquide.

I.4.2.3. La surfusion de courbure :

Elle représente l'effet de la courbure de l'interface solide-liquide sur la température d'équilibre; la courbure abaisse nettement cette température [GAN 1994]. La surfusion de courbure, appelée surfusion de Gibbs-Thomson, est donnée par [ZIM 1990], [MIZ 1993]:

$$\Delta T_r = \frac{2\Gamma}{r} = K_r \Gamma \quad (\text{I.34})$$

Avec :

Γ : Le coefficient de Gibbs-Thomson.

K_r : La courbure.

Le coefficient de Gibbs-Thomson est une mesure de l'énergie requise à former une nouvelle surface (ou la croissance d'une surface existante). Ce coefficient prend la forme suivante [STE 2009]:

$$\Gamma = V_m \sigma_{sl} / \Delta S_f$$

I.4.2.4. La surfusion cinétique :

Dans le cas d'une interface plane (métal pur), les rayons de courbure sont infinis et donc aucune surfusion de courbure ne pourra avoir lieu durant la croissance du métal.

La surfusion cinétique, ΔT_k , provient de la cinétique d'attachement des atomes à l'interface solide-liquide [DRE 1996]. Ce terme peut être exprimé, dans les métaux purs, comme suit [MOS 2008]:

$$\Delta T_k = \frac{V_f}{\mu_0} \quad (\text{I.35})$$

Avec :

V_f : est la vitesse de déplacement de l'interface solide-liquide.

$$\mu_0 = \frac{D_l \Delta S_f V_m^s}{a R_g T_f} \quad (\text{I.36})$$

D_l : le coefficient de diffusion dans le liquide.

ΔS_f : L'entropie de fusion volumique.

V_m^s : Le volume molaire de la phase solide.

a : paramètre ayant le même ordre de la distance interatomique.

R_g : La constante des gaz parfaits.

T_f : La température de fusion.

I.4.3. Effet de la surfusion sur la germination :

La germination n'est possible que lorsque le liquide à solidifier est en surfusion ; c'est-à-dire que la température du liquide descend en dessous de la température de fusion sans transformation, puis remonte brusquement.

En examinant un échantillon lors de son passage de l'état liquide à l'état solide, on prévoit que la première étape est la formation des premiers amas, constitués de quelques atomes; ces petits amas peuvent devenir des germes stables ou instables tout dépend de la surfusion.

Du fait que la germination est la rencontre et l'association d'atomes, la taille critique d'un germe est donc le diamètre minimal que doit atteindre pour être stable et puisse se croître pour former un grain. Cette taille critique est fonction de la surfusion; plus la surfusion augmente plus la taille critique diminue et le nombre de germes formés dans le liquide augmente, alors la pluralité des grains dans le solide formé. Cependant, lorsque la valeur de la surfusion est petite, la taille critique du rayon du germe sera grande et le nombre de grains constituant le solide final sera plus petit [BOU 1971].

Conclusion :

Selon les principes de la thermodynamique, la transformation de phase ne peut avoir lieu que lorsqu'il y a une force motrice significative qui concerne, dans le cas de la solidification, la différence de l'énergie libre entre le solide et le liquide. Cette différence doit être négative. Mais ce passage d'un état à l'autre exige un franchissement d'une barrière d'énergie dont l'hauteur est l'énergie d'activation, une quantité positive qui doit être fournie au système grâce aux fluctuations thermiques.

Ceci mène à la formation de petits germes solides au-dessous d'une certaine température, et la solidification résulte de la croissance de ces germes. Lorsque la nucléation se produit, la chaleur latente libérée par la formation de ces germes est absorbée par le liquide surfondu en augmentant ainsi sa température jusqu'à la température de fusion.

Chapitre II :

Etude morphologique de la croissance des métaux et alliages

Introduction :

Les définitions thermodynamiques de la stabilité sont inapplicables à la détermination des morphologies de croissance, ce qui nécessite d'étudier la cinétique de croissance intervenant lors de la solidification des métaux et alliages, notamment la croissance au niveau de l'interface solide-liquide, ses différentes morphologies ainsi que les conditions qui les régissent. Tout ça nous mène à caractériser ou à prédire la structure finale des grains constituant le métal ou l'alliage, donc du produit fini ou semi fini.

Pour en faire, ce chapitre comporte en premier lieu des généralités sur l'instabilité morphologique de l'interface solide-liquide (l'équilibre, la cinétique et les structures interfaciaux) et, en deuxième lieu, la solidification des métaux purs et alliages afin de savoir le mode de croissance de chacun d'eux. En dernier lieu, la croissance dendritique doit être étudiée, en finissant par la description de la structure des lingots et du procédé de la coulée. Une conclusion vient, en fin de ce chapitre, pour donner une synthèse de tout ce qui a été dit.

II.1. Généralités sur l'instabilité morphologique de l'interface solide-liquide :

La stabilité de l'interface plane était premièrement étudiée par Mullins et Sekerka en 1963 [GLI 2011] dans les systèmes binaires dilués [MIS 1986] et pour petits nombres de Péclet¹. En 1986, cette théorie était prolongée pour de grands nombres de Péclet par Trivedi et Kurz. Un an après, Coriell et autres ont proposé un concept semblable prolongé aux systèmes multi-composés [LUD 2001].

II.1.1. L'interface solide-liquide :

L'interface solide-liquide est la zone intermédiaire entre les derniers atomes constituant le solide et les premiers atomes de la phase liquide, dont l'épaisseur est celle de quelques atomes du matériau. Une fois le germe est construit, il va continuer sa croissance qui est limitée par:

- La cinétique d'attachement d'atomes à l'interface solide-liquide.
- La capillarité.
- La diffusion de chaleur et de masse.

¹ . Le nombre de Péclet peut être défini comme le rapport de l'espacement interlamellaire, λ , sur la couche de diffusion δ : $P = \lambda/\delta$ où δ est le rapport $2D/V$.

L'importance de chacun de ces facteurs dépend de la substance étudiée et des conditions de solidification [CAR 1986].

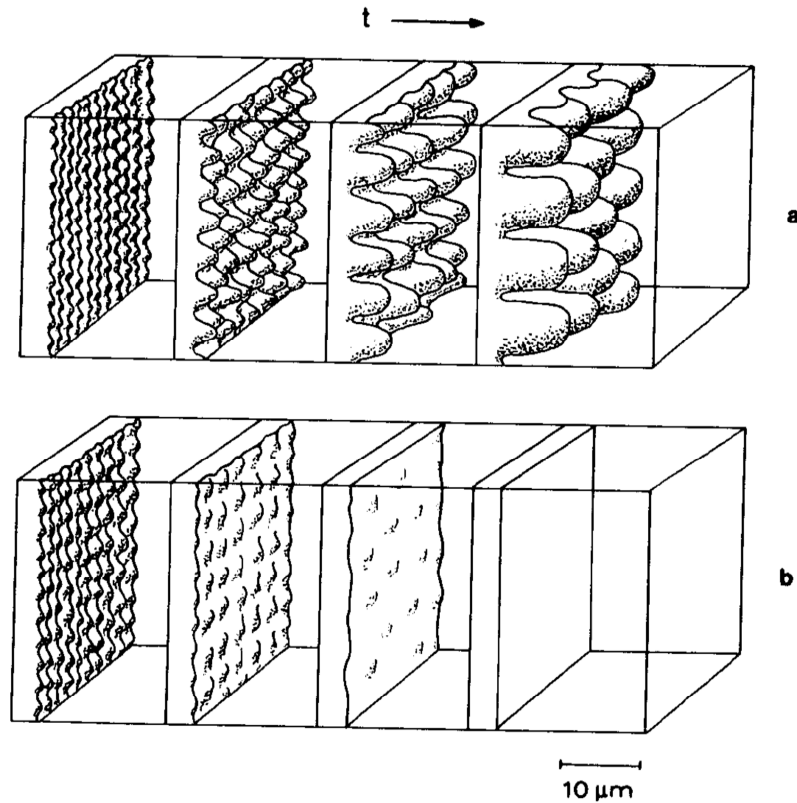


Figure II.1 : Evolution stable (b)/instable (a) de l'interface solide-liquide [KUR 1998].

II.1.1.1. Cinétique interfaciale :

Le processus de solidification ne peut être accompli qu'en fonction de succession de quelques réactions, telle que la réaction chimique intervenant au niveau de l'interface solide-liquide sous l'effet d'une force motrice, généralement exprimée en terme d'écart de température, ΔT . Cet écart est dû à la surfusion cinétique [CAH 1996]; celle-ci est de l'ordre de 10^{-2} °K, quantité tout à fait négligeable en situation industrielle. Généralement, on a l'habitude de négliger la surfusion cinétique devant tous les autres types de surfusion.

Bien que l'effet de la cinétique interfaciale sur la température réelle de l'interface soit le plus souvent imperceptible lors de la croissance des cristaux métalliques à partir d'un bain fondu, l'anisotropie cristalline de la cinétique de croissance des cristaux, même métalliques, n'est généralement pas négligeable [LES 1986], [DES 2007].

II.1.1.2. Equilibre interfacial :

L'une des grandeurs physico-chimiques régissant les conditions d'équilibre thermodynamique local entre le liquide et le solide, à travers une interface caractérisée par sa courbure locale K_r , est la tension interfaciale σ_{sl} [SEM 2001], [AKS 2011].

Lorsque la tension interfaciale est isotrope, dans un corps pur, il existe une relation (relation de Gibbs-Thomson) entre la température d'équilibre locale, T_e , et la courbure locale [NIE 2007]:

$$T_e = T_f - \frac{V_m^s}{\Delta S_f} \cdot \sigma_{sl} \cdot K_r \quad (\text{II.1})$$

Le terme $(T_f - T_e)$ est pourtant prépondérant dans l'étape de germination des cristaux solides et dans le contrôle de la stabilité morphologique des formes de croissance (planes, cellulaires ou dendritiques).

Le tableau suivant donne les différentes valeurs de la tension interfaciale pour quelques métaux purs:

Tableau II.1 : Caractéristiques volumiques et superficielles pour quelques métaux purs à la température de fusion [LES 1986].

<i>Métal</i>	T_f (°K)	ΔS_f (J.K ⁻¹ .mol ⁻¹)	V_m^s (cm ³ .mol ⁻¹)	$\sigma^{s/l}$ (m.J.m ⁻²)
<i>Ag</i>	1234	9.15	11.16	172
<i>Al</i>	933	11.48	10.59	158
<i>Cu</i>	1356	9.78	7.61	237
<i>Fe(δ)</i>	1809	7.63	7.69	251
<i>Ni</i>	1726	10.12	7.15	322
<i>Pb</i>	601	7.94	18.70	40

II.1.1.3. Structures interfaciales :

L'interface solide-liquide peut prendre différentes formes de croissance (plane, cellulaire ou dendritique) tout dépend des conditions de refroidissement (solidification) [ROS 2006], [ROY 1994]. Les trois paramètres contrôlant la morphologie de l'interface solide-liquide sont la concentration du soluté, C_0 , le gradient de température dans le liquide, G_l , et la vitesse de croissance, V , [NGU 2005].

On remarque qu'à faibles vitesses de solidification, en fixant le gradient de température dans le liquide, G_l , et la concentration initiale, C_0 , l'interface solide-liquide est plane [NGU 2003]. Il est, pratiquement, difficile de réaliser de tel état idéal de croissance parce qu'un échange thermique inévitable entre le creuset et l'échantillon mène au gradient de la température dans la région liquide [BON 2005]. L'interface plane devient instable à une certaine valeur critique de la vitesse de croissance ou du gradient de température tel que décrit par la théorie classique de Mullins et Sekerka [LAN 2005], [NGU 2003] ainsi que les travaux de Trivedi, Kurz [TRI 1986] et Giovanola [KUR 1986]. Cependant, si on augmente la vitesse au-delà d'une certaine vitesse critique, v_c , et lorsque le gradient de température est abaissé, le front de l'interface devient instable et l'interface solide-liquide présente une forme cellulaire [MOR 1993], [WAN 2000], dont l'espacement, λ , est typiquement de quelques dizaines ou centaines de micromètres, qui se transformera par la suite en forme dendritique à hautes vitesses de croissance [REI 2006]. Une augmentation de la vitesse de solidification mènera ensuite à une transition dendritique-cellulaire et finalement le front plan apparaît [LUD 1996], [ZHA 2011].

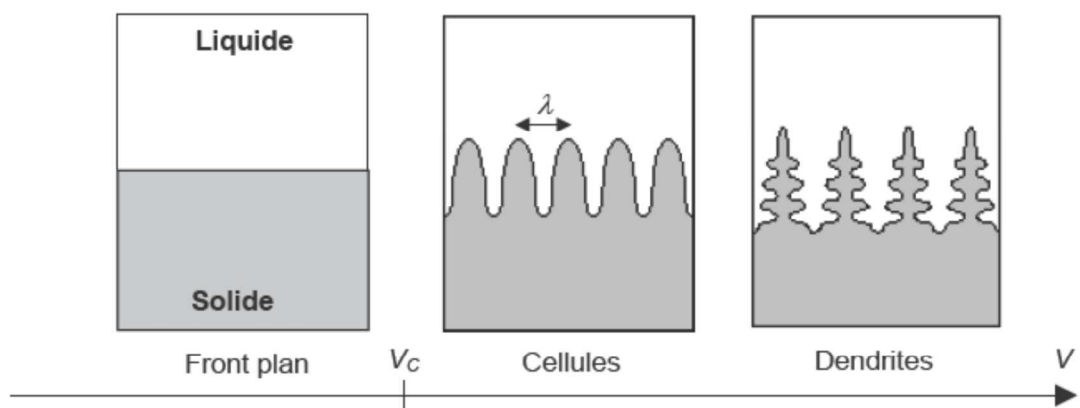


Figure II.2 : Représentation schématisée des différentes morphologies de l'interface : la forme de l'interface solide-liquide se change en fonction de la vitesse v [REI 2006].

II.1.2. Instabilité interfaciale des métaux purs:

Pour un métal pur, en croissance orientée, la solidification s'opère soit selon un front plan, soit selon une morphologie cellulaire ou dendritique [THE 1988]. Dans la croissance cellulaire ou d'un front plan, la température déterminée par le flux de chaleur augmente dans la direction z (G_{th} est positif). Tandis que les structures dendritiques équiaxes apparaissent lorsque le liquide en avant de l'interface solide-liquide se trouve en état de surfusion thermique, dont la situation est complètement différente; le flux de chaleur n'atteint pas la paroi du moule via le solide mais à travers le liquide (le gradient de température dans ce cas, G_{th} , est négatif) [KUR 1998]. La figure II.3 illustre d'une manière schématique, les diverses morphologies qui apparaissent lors de la croissance des métaux purs.

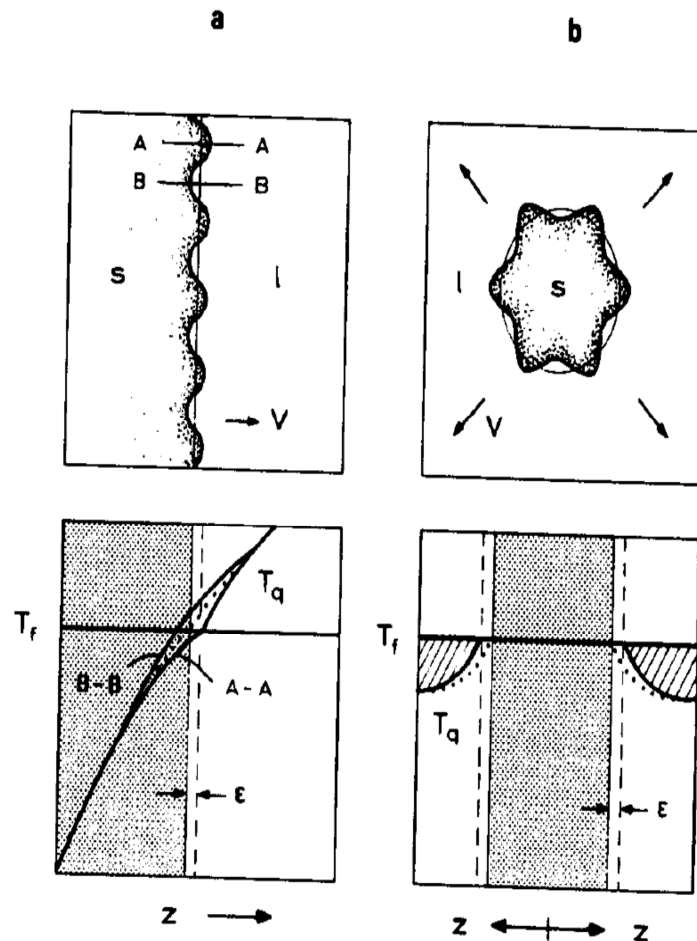


Figure II.3 : Solidification colonnaire et équiaxe d'une substance pure : la stabilité, dans une substance pure, dépend de la direction du flux de chaleur [KUR 1998].

II.1.3. Instabilité interfaciale des alliages:

Dans les alliages, le critère de stabilité est différent parce que la température d'équilibre local peut varier tout au long de l'interface solide-liquide. Ainsi que la concentration du soluté dans la couche limite diminue exponentiellement, de C_0/k à C_0 , d'après la relation :

$$C_l = C_0 + \Delta C_0 \exp\left(-\frac{v_z}{D}\right) \quad (\text{II.2})$$

Avec ΔC_0 est la différence de concentration entre le liquidus et le solidus à la température du solidus.

Le changement de concentration devant l'interface affecte la température d'équilibre local du liquide :

$$T_{liq}(C_0) - T_{liq} = m(C_0 - C_l) \quad (\text{II.3})$$

Où $T_{liq}(C_0)$ est la température du liquidus correspondant à la composition initiale de l'alliage.

Les relations (II.2) et (II.3) sont schématisées dans la figure (II.4).

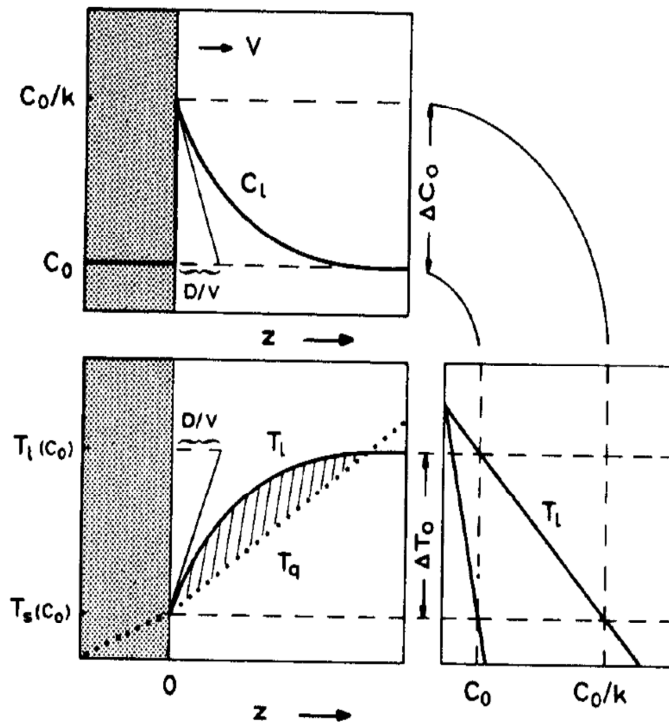


Figure II.4 : Surfusion constitutionnelle des alliages [KUR 1998].

S'adoptant sur le gradient de température :

$$G_{th} = \left(\frac{dT_q}{dz} \right)_{z=0} \quad (\text{II.4})$$

dans le liquide à l'interface solide-liquide, deux morphologies distinctes peuvent apparaître lors de la croissance des alliages.

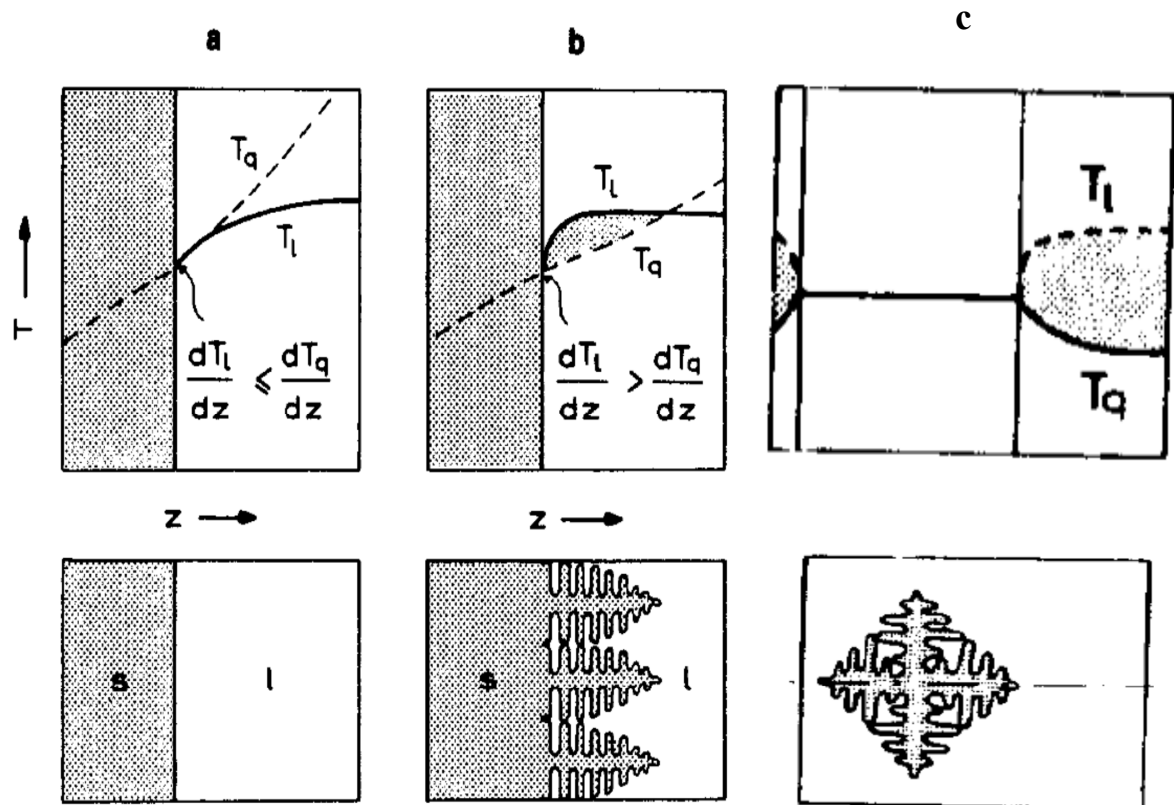


Figure II.5 : Solidification colonnaire et équiaxe d'un alliage : (a) interface liquide-solide stable, (b) et (c) profils de température régissant la croissance colonnaire et équiaxe respectivement [KUR 1998].

II.1.4. Transfert de matière et de chaleur :

L'étape de création des premiers cristaux microscopiques étant franchie, la solidification peut être décrite en termes de transfert de matière et de chaleur.

II.1.4.1. Transfert de matière :

Généralement, il est possible de distinguer entre quatre zones du point de vue de transfert de matière:

- La zone du solide: seule la diffusion chimique est possible.

- L'interface: le siège des réactions chimiques hétérogène de solidification.
- Une couche limite: cette couche est d'épaisseur δ_i dans le liquide où le soluté i est transporté par diffusion.
- La zone du liquide: dans laquelle les transferts de masse se font par convection.

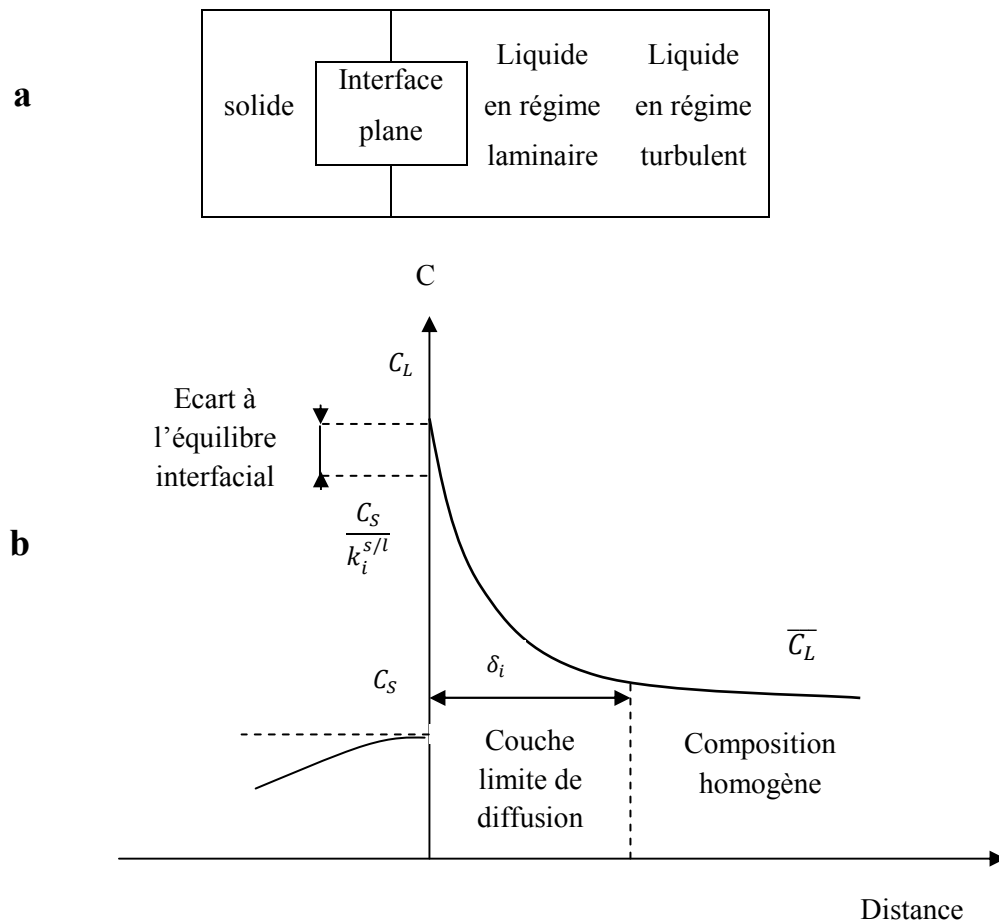


Figure II.6 : Schéma présentant le transfert de matière : (a) *allure d'une interface plane en solidification dirigée*, (b) *Profils de titre en soluté* [LES 1986].

II.1.4.2. Transfert de chaleur :

On peut distinguer entre trois zones:

- Le solide.
- La couche limite de conduction thermique.
- Le sein du liquide à température uniforme.

La diffusivité thermique est beaucoup plus grande que la diffusivité chimique pour les métaux, donc, la couche limite thermique est beaucoup plus épaisse que la couche limite de diffusion chimique ($\delta_\theta \gg \delta_i$).

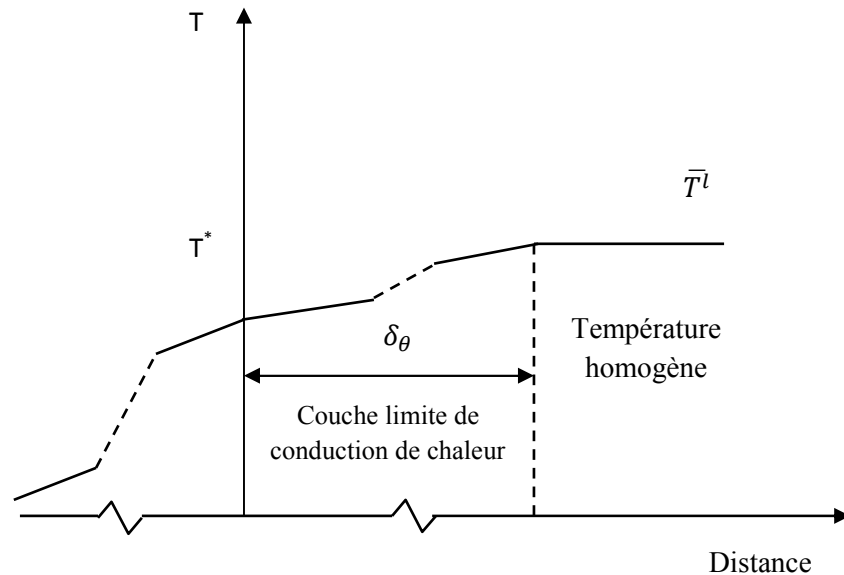


Figure II.7 : Allure du profil de température en solidification dirigée d'une interface plane : le profil de température dépend du régime (solide, couche limite et liquide) [LES 1986].

II.2. Solidification des métaux purs et alliages :

Du fait des caractéristiques des métaux purs et d'alliages, la manière de croissance des métaux purs se diffère de celle que suivent les alliages, ce qui va être présenté ici.

II.2.1. solidification des métaux purs :

Pour un métal pur, les premiers cristaux solides apparaissent à la température, T_f , et cette température reste constante pendant toute la période de la solidification; ceci est traduit par un palier de solidification (figure I.12). La longueur de ce palier est proportionnelle à la quantité du métal solidifié. La croissance commence par la formation de petits germes et se poursuit par leur développement ainsi que l'augmentation de leur nombre. Ces germes prennent, pendant leur croissance, une forme géométrique régulière, mais lorsqu'ils entrent en contact avec d'autres germes en cours de croissance, leur forme

régulière se perturbe et les cristaux primitifs deviennent irréguliers et prennent l'appellation de grains [BOU 1999].

Mode de croissance :

Les métaux purs suivent un mode de croissance continu à raison que l'interface solide-liquide est une interface désordonnée et que les atomes dans un tel mode arrivent du liquide aux positions aléatoires, partout, sur l'interface du solide [ZLA 2008].

L'énergie libre d'un atome croisant l'interface solide-liquide varie telle que montrée sur la figure (II.8).

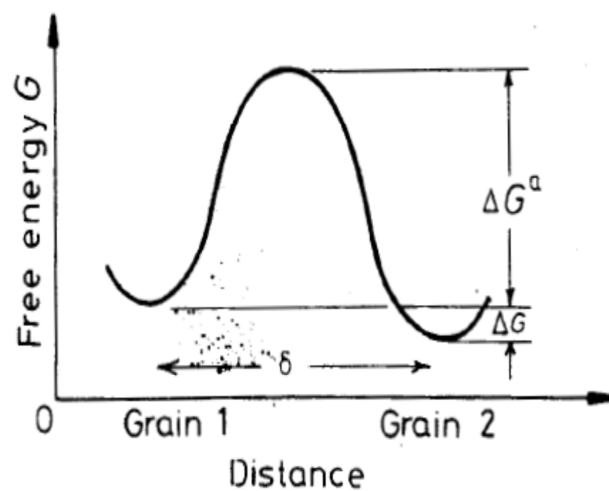


Figure II.8 : Energie libre d'un atome durant son processus de saut d'un grain à un autre [POR 2004].

Et le taux net de solidification est donné par :

$$v = k_1 \Delta T \quad (\text{II.5})$$

Avec :

$$k_1 = \frac{ML}{T_f V_m}$$

Où :

k_1 : Paramètre ayant les propriétés de la mobilité de la frontière.

V_m : est le volume molaire.

M : la mobilité.

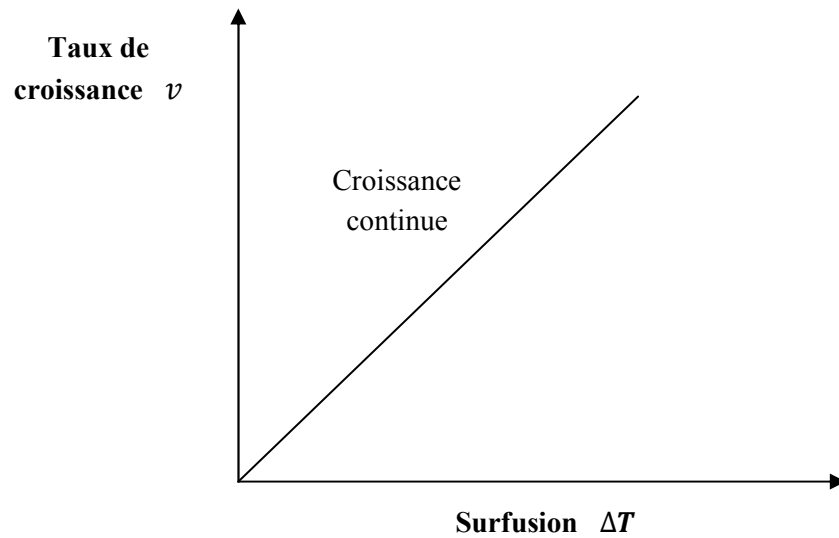


Figure II.9 : Influence de la surfusion à l'interface sur le taux de croissance dans le cas d'une interface atomique désordonnée : *le taux de croissance varie linéairement avec la surfusion* [POR 2004].

II.2.2. Solidification des alliages :

En pratique, la solidification des métaux purs est rarement rencontrée à raison que les métaux purs contiennent des impuretés qui servent à changer les caractéristiques de solidification d'un métal à un alliage. Et la solidification des alliages est la plus répandue dans l'industrie [NEU 2011].

II.2.2.1. Croissance des eutectiques :

La croissance eutectique comporte la germination interactive et la croissance coopérative de deux phases solides de compositions très différentes à partir d'une seule phase liquide homogène s'effectuant dans une zone liquide contiguë à l'interface solide-liquide [COL 1975], c'est-à-dire $L \rightarrow \alpha + \beta$ [DAS 2000]. Divers microstructures eutectiques ont été observées et sont classifiées en tant que régulière (sous forme lamellaire ou tige) et irrégulière [FIS 1980], [POR 2004]. Ce type de croissance se trouve couramment dans les alliages à base de Fer, d'Aluminium, de Cuivre et de Magnésium [SER 2011].

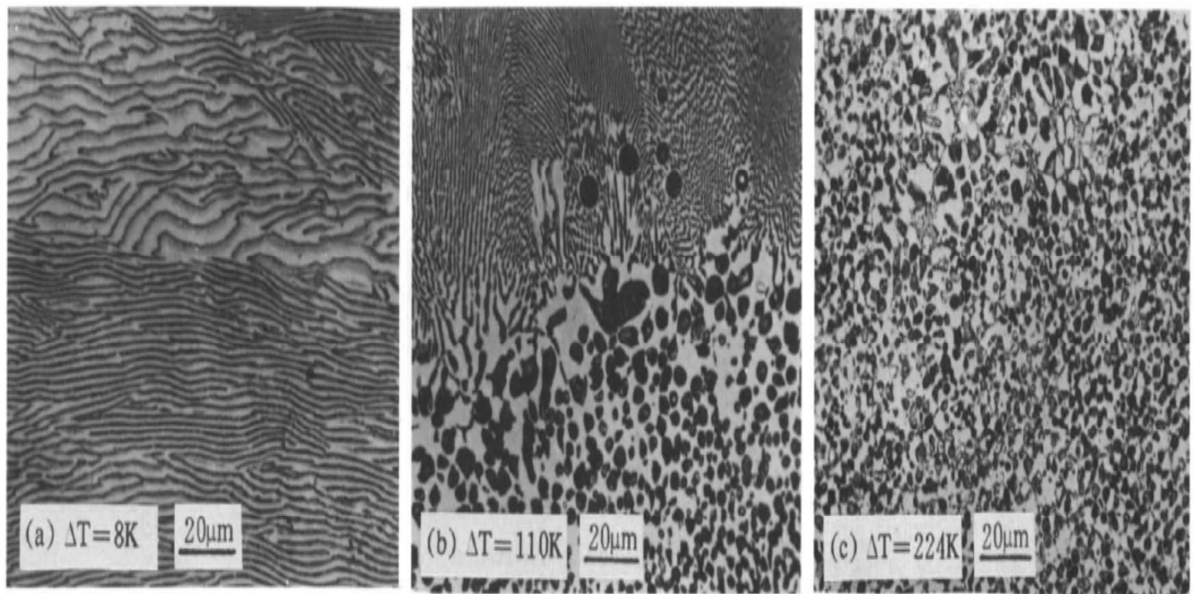


Figure II.10 : Transition microstructurale de l'alliage eutectique Co-34.2%Sn pour divers degrés de surfusion : (a) $\Delta T = 8^\circ K$ eutectique régulier (lamellaire), (b) $\Delta T = 110^\circ K$ eutectique irrégulier plus eutectique lamellaire, (c) $\Delta T = 224^\circ K$ eutectique irrégulier [WEI 1993].

L'analyse théorique de la croissance eutectique exige la résolution de l'équation de transfert de chaleur pour les deux phases: liquide et solide. Par conséquent, la résolution de ce problème dépend de la façon d'analyser le champ de diffusion devant l'interface solide-liquide. Le but de ces analyses est d'établir le rapport entre la surfusion, ΔT , la vitesse de croissance et l'espace inter-lamellaire λ_s . Le concept de tous les modèles théoriques a parvenu des travaux de Zener's et Brandts sur la croissance de la perlite à partir de l'austénite pendant la transformation eutectoïde. Tiller était le premier qui a essayé de résoudre le problème de croissance eutectique d'une manière similaire. A la même époque, Hillert a apporté une contribution importante et développa le modèle mathématique de Brandts en y incluant les effets de l'énergie interfaciale sur la forme de l'interface de croissance [HER 2007]. Sur la base de ces progrès, Jackson et Hunt ont développé la théorie classique de la croissance eutectique lamellaire et fibreuse en précisant la relation entre la surfusion, l'espacement lamellaire et la vitesse de croissance [Li 2011], [PER 2010]. Cependant, le modèle de Jackson-Hunt est valide seulement à de faibles surfusions [WEI 1993], [RAT 2000] et pour de petits nombres de Péclet [ZIM 1989]. En 1987, Trivedi et autres ont présenté une modification applicable aux procédés de solidification rapide [TRI

1987b]. Ce modèle a été prolongé par Kurz et Trivedi tenant compte de l'instabilité de l'interface solide-liquide.

Eutectique régulier :

Si, lors de la croissance couplée, les deux phases solides en présence sont caractérisées par une énergie interfaciale isotrope, les lamelles eutectiques croissent de manière parallèle au flux thermique. Ceci conduit à une structure régulière de l'eutectique après solidification [ZOU 1988]. La structure lamellaire des eutectiques peut être considérée comme étant l'empilement périodique et alterné de rubans parallèles des deux phases [RIQ 1975], [GLI 2011].

Considérons un alliage binaire de composition eutectique dont le diagramme de phase est donné à la figure II.11 et examinons ce qui se produit au cours de sa solidification. α et β sont des phases des éléments purs ou des composés caractérisés par une certaine concentration en B ou A. Le point eutectique est caractérisé par une concentration, C_e , et une température d'équilibre, T_e , [ZOU 1988].

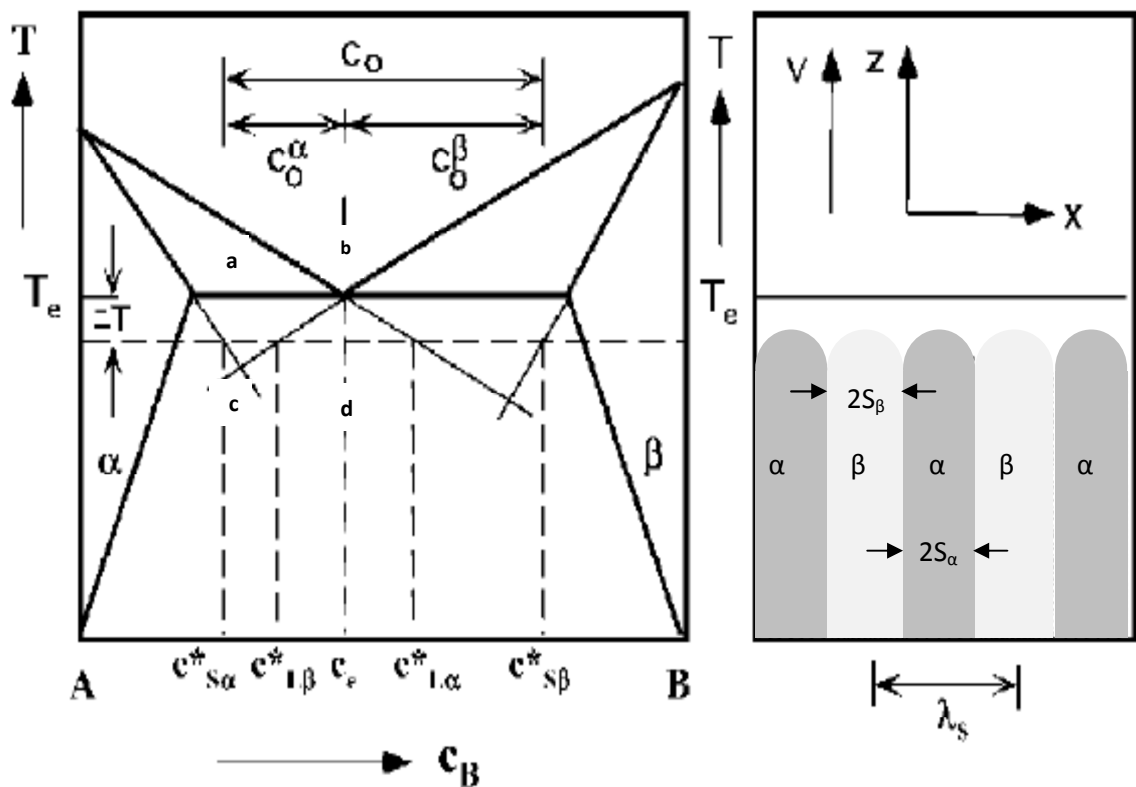


Figure II.11 : Diagramme de phase présentant une transformation eutectique et le modèle de croissance correspondant: *un alliage à composition eutectique suit une forme lamellaire lors de sa croissance* [HER 2007].

Dans la plupart des cas, la croissance eutectique est régie par deux types de surfusions, la surfusion constitutionnelle due à la variation de concentration et la surfusion de courbure résultante du fait que l'interface n'est pas plane [HER 2007].

$$\Delta T = \Delta T_c + \Delta T_r \quad (\text{II.6})$$

De ce fait, la croissance eutectique fait intervenir trois types d'interfaces: α -liquide, β -liquide et α - β dont chacune d'elle est caractérisée par une tension superficielle (figure II.12).

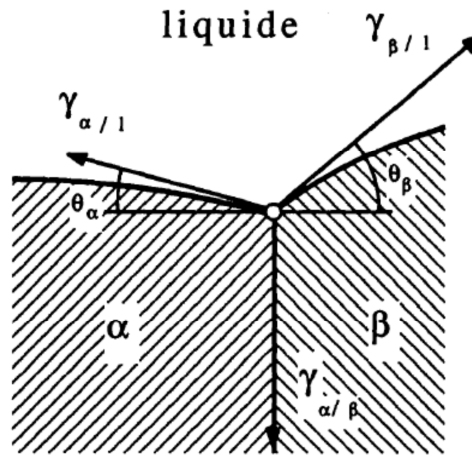


Figure II.12 : Equilibre des tensions de surface au point de rencontre α - β -liquide: la croissance eutectique fait intervenir trois types d'interfaces ; α -liquide, β -liquide et α - β [ZOU 1988].

Les surfusions de courbure associées aux deux phases α et β peuvent être exprimées par:

$$\Delta T_r^\alpha = \frac{2\Gamma_\alpha \sin \theta_\alpha (1+\xi)}{\lambda_s} \quad (\text{II.7})$$

$$\Delta T_r^\beta = \frac{2\Gamma_\beta \sin \theta_\beta (1+\xi)}{\xi \lambda_s} \quad (\text{II.8})$$

Où :

$$\xi = \frac{S_\beta}{S_\alpha}$$

Avec : S_α , S_β représentent respectivement la moitié de l'espacement interlamellaire des phases α et β dans les microstructures eutectiques. Γ_α , Γ_β sont les coefficients de Gibbs-Thomson.

L'étude du phénomène de solidification des alliages eutectiques nécessite la connaissance des paramètres gouvernant les différents processus élémentaires de la transformation (les coefficients de diffusion), parce que, sous gradient de concentration, les transports atomiques à l'interface solide-liquide sont guidés par des processus de diffusion [POT 1981].

Partons de l'équation de diffusion de masse stationnaire à deux dimensions pour les lamelles pour calculer la surfusion associée à la diffusion de soluté:

$$\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + \frac{V}{D} \cdot \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.9})$$

La surfusion chimique du liquide adjacent aux phases α et β est donnée par:

$$\Delta T_c^\alpha = m_\alpha \left(B_0 + \frac{\lambda_s V C_0 P' (1+\xi)}{D} \right) \quad (\text{II.10})$$

$$\Delta T_c^\beta = m_\beta \left(-B_0 + \frac{\lambda_s V C_0 P' (1+\xi)}{\xi D} \right) \quad (\text{II.11})$$

Avec :

$$B_0 = \frac{C_0^\alpha S_\alpha - C_0^\beta S_\beta}{S_\alpha + S_\beta}$$

$$P' = \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n\pi} \right)^3 \cdot \sin^2 \left(\frac{n\pi}{1+\xi} \right)$$

Où: m_α et m_β représentent respectivement les pentes du liquidus des phases α et β .

C'est Jackson et Hunt en 1966 qui ont donné cette solution analytique de l'équation de diffusion de soluté pour un faible nombre de Péclet. Ils ont obtenu le résultat suivant:

$$\Delta T = K_1 \lambda_s V + K_2 / \lambda_s \quad (\text{II.12})$$

Avec :

$$K_1 = \frac{m_\alpha \cdot m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \cdot \frac{C_0 P' (1+\xi)^2}{\xi D}$$

$$K_2 = \frac{2(1+\xi)}{(m_\alpha + m_\beta)} \left[m_\beta \Gamma_\alpha \sin \theta_\alpha + \frac{m_\alpha \Gamma_\beta \sin \theta_\beta}{\xi} \right]$$

En 1987, Trivedi et autres ont étendu la solution de Jackson-Hunt au cas de la solidification rapide et pour un nombre élevé de Péclet dont quelques caractéristiques sont incompatibles avec les hypothèses de Jackson-Hunt¹. Et par la suite, Kurz et Trivedi ont pris compte de l'effet cinétique au cas du déséquilibre interfacial [DAV 2001].

Différents types d'eutectiques lamellaires peuvent être observés selon la composition de l'alliage, ces types sont schématisés dans la figure II.13.

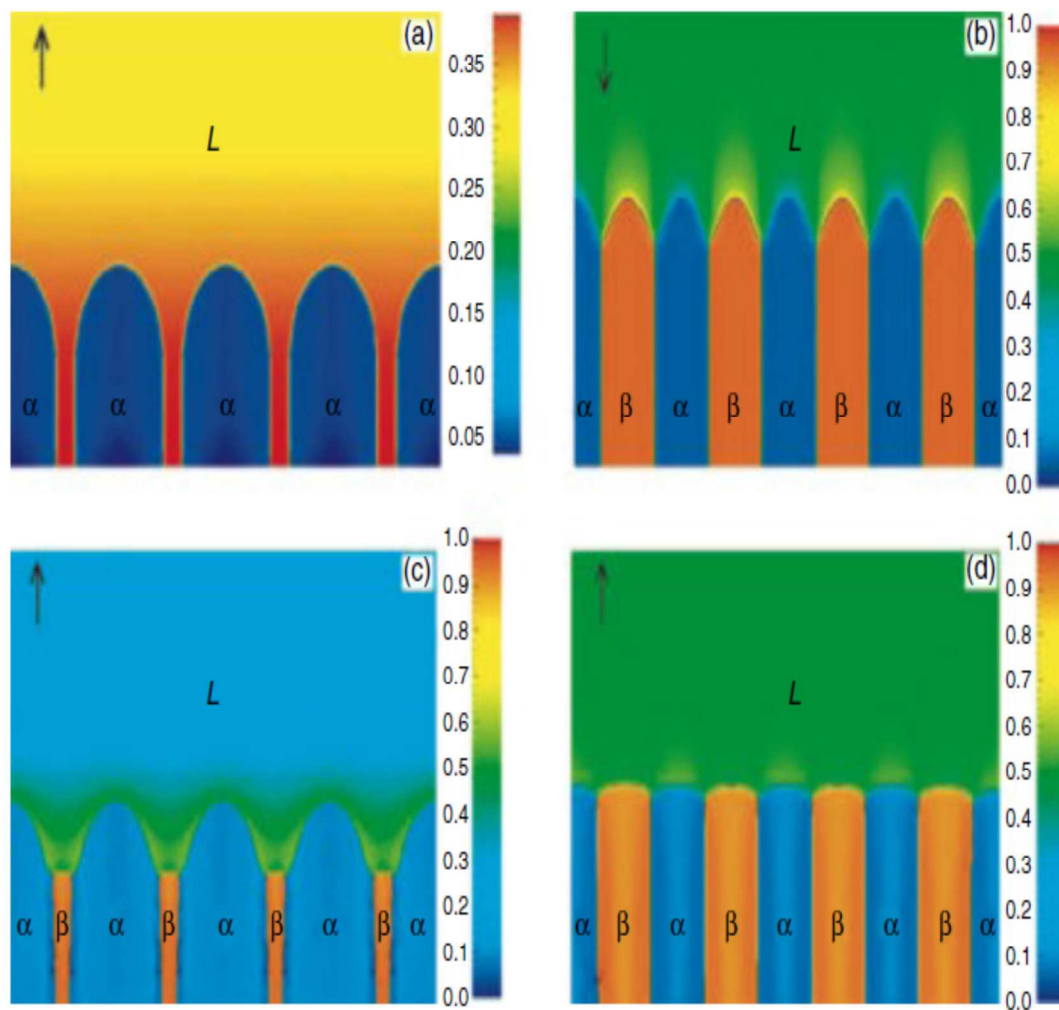


Figure II.13 : Divers types de morphologies lamellaires modelés : ces divers types correspondent aux points indiqués dans le diagramme de phase de la figure (II.11) [HER 2007].

¹. Les hypothèses de Jackson et Hunt sont:

- L'interface solide-liquide est plane,
- L'étude est réalisée dans l'état stationnaire,
- Le degré de surfusion est petit.
- $P_e = \lambda_s V / 2D \ll 2\pi$

Eutectique irrégulier :

Certains alliages présentent des structures irrégulières où les lamelles ou les fibres ne sont pas régulièrement espacées. Dans ce type d'eutectiques, les espacements inter-lamellaires, λ_s , sont partout désordonnés et varient considérablement et ces déviations étaient dues à la présence d'une phase facettée [MAG 1985]. Pratiquement, les eutectiques irréguliers constituent une classe importante de matériaux pour des applications de l'industrie de la fonderie (Exemple : Fe-C et Al-Si). L'espacement inter-lamellaire varie, dans ce cas, entre deux valeurs; une valeur minimale, λ_e , et une valeur maximale, λ_b . Lorsque les lamelles prennent une forme de droite, l'espacement inter-lamellaire moyen $\langle \lambda \rangle$ peut être donné par [KUR 1998]:

$$\langle \lambda \rangle = (\lambda_e + \lambda_b) / 2 \quad (\text{II.13})$$

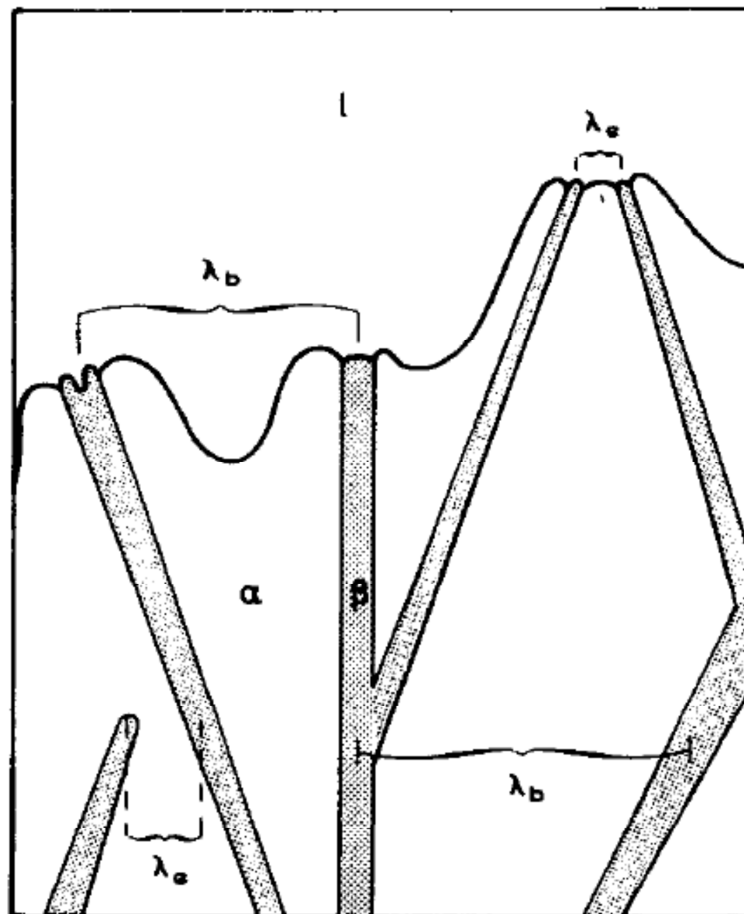


Figure II.14 : La croissance des eutectiques irréguliers: *les lamelles se présentent irrégulièrement* [KUR 1998].

II.2.2.2. Croissance péritectique :

La solidification des alliages péritectiques a été étudiée pendant environ 50 années. Elle a attiré plus d'attention dans les études expérimentales et théoriques puisque beaucoup de matériaux technologiquement importants sont péritectiques [GUN 2007].

Les alliages avec transition de phases péritectique sont fréquemment observés dans les métaux et les céramiques [KUR 1998], [VAN 2000], à titre d'exemple, les aciers, les alliages à base de Cuivre (Cu-Zn, Cu-Sn) [KOH 2008], [AST 2009], les supraconducteurs à haute température (Y-Ba-Cu-O), etc. [HUN 1998]. Une transformation péritectique implique la transformation d'une phase solide et d'une phase liquide en une nouvelle phase solide unique. Cette réaction peut s'écrire [DOR 1986]:

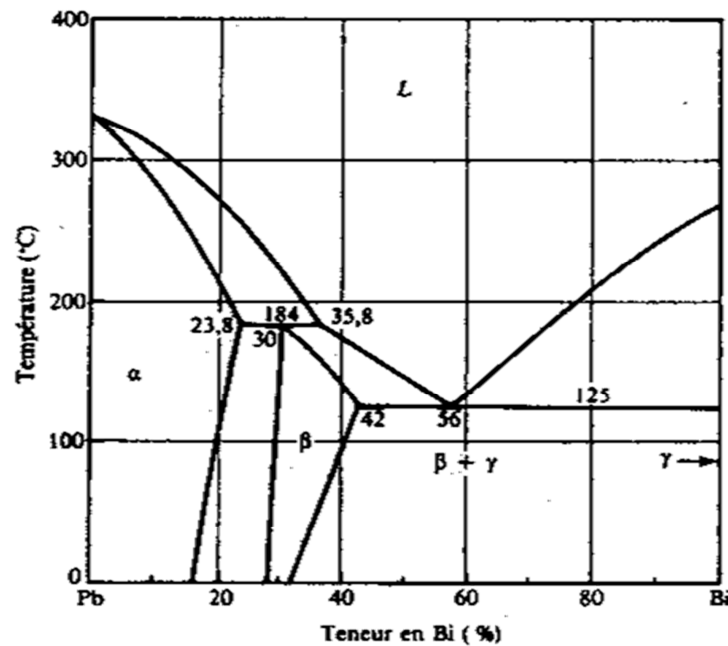
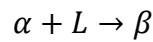


Figure II.15 : Diagramme d'équilibre Pb-Bi : A $T = 184^{\circ}\text{C}$ et à 30% Bi correspond la réaction péritectique. Ce système présente aussi une transformation eutectique pour une composition de 56% Bi [DOR 1986].

La figure II.15 montre le diagramme d'équilibre (Pb-Bi) comportant la transformation péritectique. Entre la composition C_{α} et C_L , la phase α apparaît dans le liquide sous forme de germes et croît dendritiquement [SU 2010]. Les deux phases peuvent se former directement à partir du liquide; α -stable et β -métastable [UME 1996]. Les microstructures péritectiques sont caractérisées par la concurrence de croissance entre α -primaire et une phase β -péritectique, qui peuvent tous les deux coexister avec le liquide à

la température péritectique, T_p , dont deux mécanismes interviennent, la réaction et la transformation péritectiques (figure II.16).

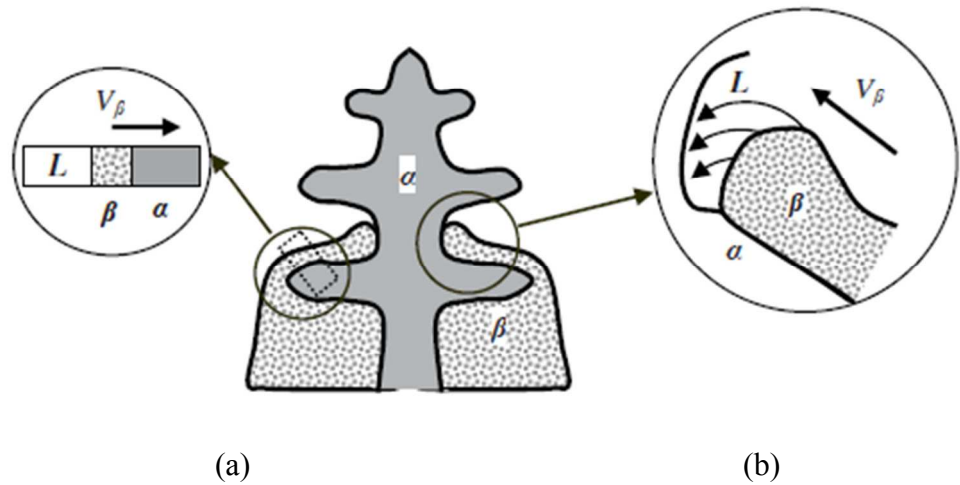


Figure II.16 : Mécanismes de la croissance péritectique: (a) la transformation péritectique (b) la réaction péritectique [STE 2009].

A la température $T < T_p$, la phase β croît rapidement autour de la phase α . Une fois la phase α est couverte, la réaction péritectique s'arrête effectivement, ainsi pour que la phase α se transforme en une nouvelle phase β , de composition différente, il doit y avoir une diffusion importante à l'état solide (figure II.17) [HER 2007].

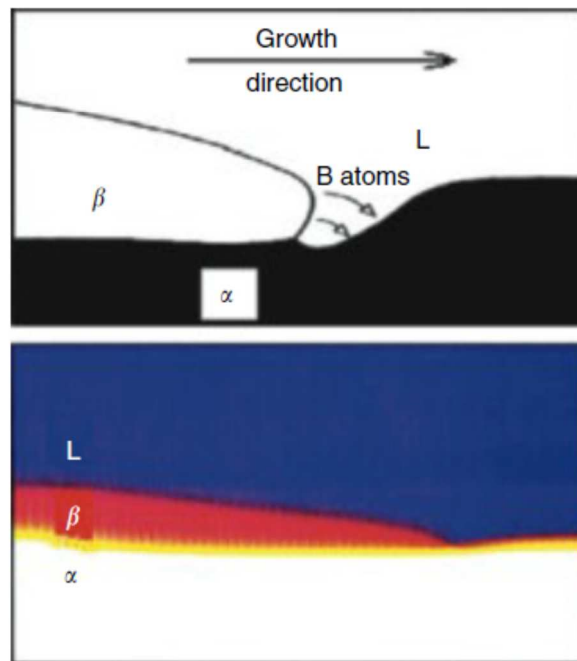


Figure II.17 : Schéma de la jonction α - β -liquide (en haut) et la simulation de la solidification péritectique (en bas) : sous la température péritectique, T_p , la phase β croît tout au long de la phase α par diffusion de soluté dans le liquide [NES 2000].

II.3. Croissance dendritique :

La formation de structures dendritiques à l'interface solide-liquide est communément le phénomène observé dans la croissance des cristaux et le processus de solidification [XU 2004].

La formation de dendrites commence avec l'avènement de l'instabilité de l'interface solide-liquide [ZHA 2003]; ces instabilités peuvent intervenir dans deux régimes de solidification, la croissance colonnaire et la croissance équiaxe. On distingue trois types de dendrites :

- Dendrites équiaxes d'un métal pur gouvernées par la diffusion thermique.
- Dendrites colonnaires qui n'existe que pour des alliages, gouvernées par la diffusion de soluté.
- Dendrites équiaxes d'un alliage qui sont gouvernées par les diffusions thermique et de soluté [LIP 1984].

II.3.1. Croissance équiaxe :

Ce type de croissance avait été traité par Lipton et autres [LIP 1987] et Trivedi et autres [TRI 1987a]. Elle n'intervient que dans un liquide en surfusion [HUN 1997] pour que les cristaux maintiennent leur croissance [LIP 1984]. Il est donc possible d'avoir des cristaux en cours de germination au sein de la phase liquide, qui croissent de façon radiale et produisent par la suite des cristaux axisymétriques [PIN 1999], [ROU 2005].

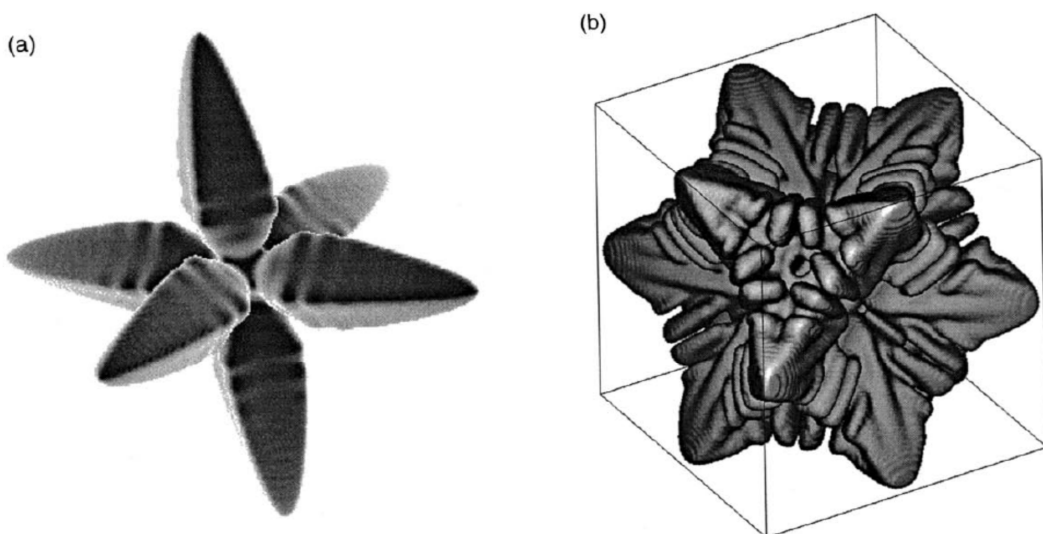


Figure II.18 : Les dendrites équiaxes tridimensionnelles calculées par la méthode de champ de phase : (a) *dendrite thermique dans les directions $\langle 100 \rangle$* , (b) *dendrite solutale de l'alliage Ni-Cu dans les directions $\langle 110 \rangle$* [BOE 2000].

Les grains qui se forment lors de ce processus sont entourés du liquide, ce qui fait que la chaleur latente dégagée par la transformation liquide-solide est expulsée du solide vers la paroi du moule à travers le liquide [BAD 2007]; celui-ci doit, alors, être plus froid que les grains solides en cours de formation [THE 1988]. Le gradient de température est alors dirigé de la phase liquide vers la phase solide, ainsi, cette croissance se fait parallèlement au flux de chaleur. Ceci nécessite de tenir compte d'un autre terme de surfusion dans la relation (II.6); la surfusion thermique, afin d'obtenir la surfusion totale à la pointe de la dendrite [GAU 1997]:

$$\Delta T_{th} = I\nu(P_{th}) \frac{L}{c_p} \quad (\text{II.14})$$

$$I\nu(P_{th}) = P_{th} \cdot \exp(P_{th}) \cdot E_1(P_{th}) \quad (\text{II.15})$$

Où: L est la chaleur latente, c_p est la chaleur spécifique, P_{th} est le nombre de Péclet thermique et E_1 est la fonction exponentielle intégrale.

$$E_1(P_{th}) = \int_{P_{th}}^0 \frac{\exp(-z)}{z} \cdot dz \quad (\text{II.16})$$

$$P_{th} = \frac{VR}{2a} \quad (\text{II.17})$$

Avec: a est la diffusivité thermique.

Comparé aux deux autres contributions de surfusion à la pointe de la dendrite, la surfusion thermique est souvent négligée dans les métaux à diffusivité thermique élevée.

II.3.1.1. Morphologie du grain équiaxe :

Après la germination, un grain équiaxe commence à croître sous forme globulaire (sphérique). Suivant la transition globulaire-dendritique, le grain équiaxe est défini comme étant le contour superficiel reliant les pointes des dendrites primaires et secondaires tel qu'illustré dans la figure II.19 [WU 2003].

A cause de la forme géométrique complexe que prennent l'enveloppe du grain, le taux de croissance de ce grain ne peut être aisément quantifié, toutefois, la vitesse de croissance de la pointe de la dendrite primaire, v_{tip}^e , selon, par exemple, le modèle de Lipton-Glicksmann-Kurz (LGK) peut être déterminée [LIP 1984]. Par conséquent, le profil

de l'enveloppe du grain est simplifié à une sphère de volume équivalent à celui de l'enveloppe.

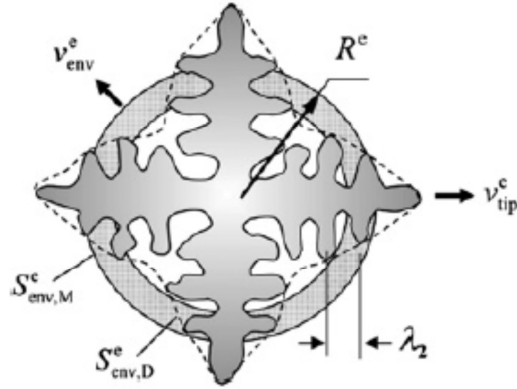


Figure II.19 : La forme de la dendrite équiaxe: l'enveloppe du grain équiaxe est simplifiée à une sphère dont le volume est équivalent à celui de l'enveloppe reliant les pointes des dendrites primaires et secondaires [WU 2009].

La corrélation entre la vitesse de croissance de la sphère équivalente et celle de la pointe de la dendrite primaire est obtenue en introduisant le facteur de forme, ϕ_{env}^e , où :

$$v_{env,M}^e = \phi_{env}^e \cdot v_{tip'}^e \quad (\text{II.18})$$

afin de calculer le flux diffusif des espèces à travers l'enveloppe du grain, du liquide interdendritique au liquide extradendritique, toutefois, la concentration superficielle de l'enveloppe, $S_{env,D}^e$, est requise [WU 2010]. Cette concentration superficielle est reliée à la concentration superficielle de la sphère équivalente, $S_{env,M}^e$, par le facteur de forme sphérique, ϕ_{sph}^e

$$S_{env,D}^e = S_{env,M}^e / \phi_{sph}^e \quad (\text{II.19})$$

S'adoptant sur la résolution de la loi de germination et l'équation de transport du grain [LUD 2002], le diamètre de la sphère équivalente, $d^e = 2R^e$, peut être calculé à partir de la fraction volumique du solide équiaxe:

$$f_e = n_e \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \left(\frac{d^e}{2}\right)^3 \quad (\text{II.20})$$

Ceci permet de calculer la concentration superficielle de la sphère équivalente:

$$S_{env,M}^e = f_l \cdot (36 \cdot \pi \cdot n_e)^{\frac{1}{3}} \cdot f_e^{\frac{3}{2}} \quad (\text{II.21})$$

Avec : f_l est la fraction de la phase liquide et n_e la densité du grain équiaxe.

Quelques exemples des dendrites équiaxes et leurs facteurs de forme sont présentés dans le tableau II.2.

Tableau II.2 : Facteurs de forme pour quelques structures dendritiques équiaxes [WU 2010].

forme	Facteur de forme		Morphologie
	ϕ_{env}^e	ϕ_{sph}^e	
Sphère	1	1	
Octaèdre	$1/\sqrt[3]{\pi}$	$\sqrt[3]{\pi}/\sqrt{3}$	
6 Pyramides orthogonales à base carrée (angle du pyramide 18.43°)	$\sqrt[3]{11/32\pi}$	$\frac{\sqrt[3]{484\pi}}{12 + \sqrt{3}}$	

II.3.1.2. Croissance des grains équiaxes :

La croissance du grain est gouvernée par la diffusion autour de la sphère en cours de croissance, et sa vitesse de croissance, v_{glob}^e , peut être donnée par [WU 2010] :

$$v_{glob}^e = \frac{D_l}{R^e} \cdot \Omega \quad (\text{II.22})$$

Avec : Ω est la sursaturation.

D_l est le coefficient de diffusion dans la phase liquide.

En cas de croissance dendritique, la vitesse de croissance de la pointe de la dendrite primaire peut être déterminée selon le modèle LGK:

$$v_{tip}^e = \frac{D_L m_L C_L^* (k-1)}{\Gamma \pi^2} \cdot (I v^{-1}(\Omega))^2 \quad (\text{II.23})$$

Alors, la formule générale contrôlant la vitesse de croissance du grain équiaxe est donnée par :

$$v_{env}^e = \max(v_{glob}^e, v_{env,M}^e) \quad (\text{II.24})$$

II.3.2. Croissance colonnaire :

La croissance colonnaire s'observe uniquement dans les systèmes multi-constituants et intervient lorsque le liquide est refroidi par la paroi du moule qui le contient. Alors, la phase solide est attachée à la paroi froide du moule et suit sa progression vers le cœur du liquide. Ce type de croissance a toujours lieu dans un gradient thermique qui fixe le profil de température à la pointe de la dendrite. En effet, les dendrites formées dans ce processus sont immobiles, longues (parfois quelques centimètres) [ROU 2005] et leur axe principale est aligné avec le gradient de température, dirigé du solide vers le liquide [THE 1988]. De ce fait, les instabilités qui apparaissent à l'interface solide-liquide sont solutales parce que les phénomènes thermiques sont négligés.

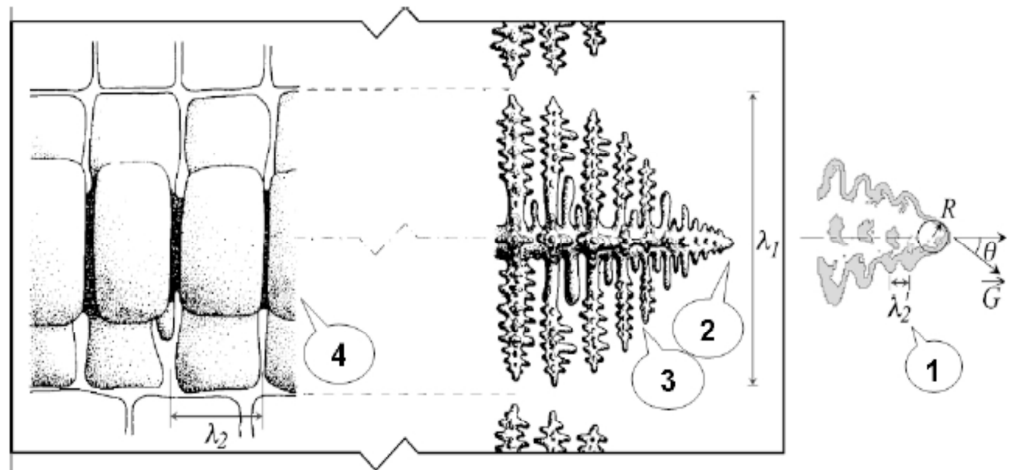


Figure II.20 : Stades de formation d'une dendrite dans la zone colonnaire:

(1) pointe parabolique; (2) développement des instabilités latérale ; (3) croissance compétitive des branches secondaires et tertiaires; (4) maturation des branches. [GON 2008].

A partir du modèle de Kurz-Glicksmann-Trivedi (KGT), on peut déterminer la température à la pointe de la dendrite afin d'obtenir le profil actuel de la température dans le liquide. La surfusion à la pointe des dendrites colonnaires peut être exprimée par [GAU 1997]:

$$\Delta T = \Delta T_c + \Delta T_R + \Delta T_k \quad (\text{II.25})$$

Avec :

$$\Delta T_c = I v (P_c) \cdot \frac{L}{c_p} \quad (\text{II.26})$$

$$P_c = \frac{R V}{2 D} \quad (\text{II.27})$$

Et P_c est le nombre de Péclet chimique, R le rayon à la pointe de la dendrite, V est la vitesse de solidification et D est la diffusivité chimique.

$$D = D_0 \cdot \exp\left(-\frac{Q}{R_g T}\right) \quad (\text{II.28})$$

D_0 : un facteur pré-exponentiel.

Q : l'énergie d'activation.

R_g : la constante des gaz.

La figure suivante montre les profils de température, T_{tip} , et de composition du liquide à la pointe de la dendrite; elle montre qu'une augmentation de la vitesse de solidification mène à une augmentation dans la composition du liquide à l'interface pour l'alliage Al-3wt%Cu.

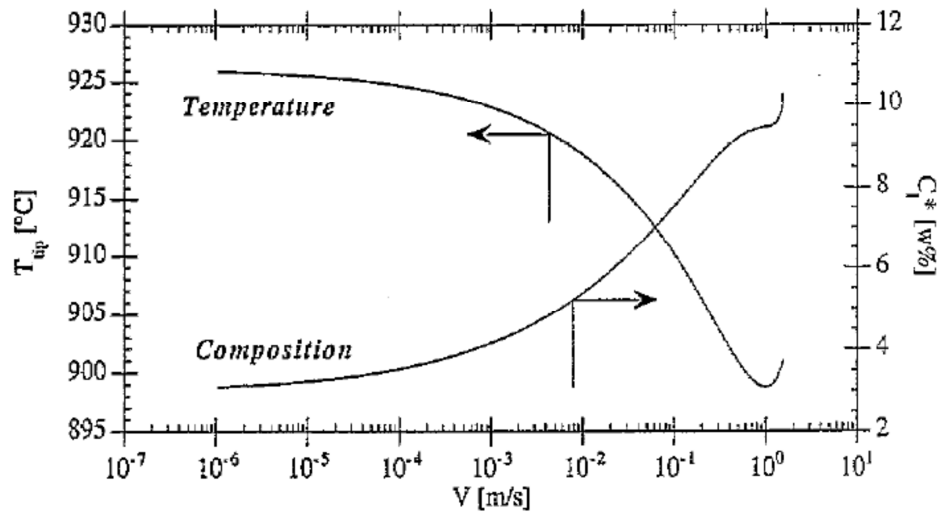


Figure II.21 : Température et composition du liquide à la pointe de la dendrite en fonction de la vitesse (Al-3%Cu) [GAU 1997].

II.3.2.1. Morphologie colonnaire :

Le tronc colonnaire peut croître selon une morphologie cellulaire ou dendritique. Deux zones différentes peuvent être vues durant la croissance dendritique colonnaire, la zone contenant les troncs colonnaires et la zone contenant les pointes des dendrites primaires. Afin de simplifier le problème, le tronc de la dendrite est dessiné dans une enveloppe fictive du grain (figure II.22). Près de la pointe de la dendrite primaire, l'enveloppe entoure les pointes primaire et secondaires de la dendrite, tandis que, dans la zone lointaine de la pointe de la dendrite primaire, l'enveloppe entoure les pointes des dendrites secondaires et tertiaires. La section longitudinale de l'enveloppe proche de la pointe de la dendrite primaire est similaire à un paraboloïde [WU 2010].

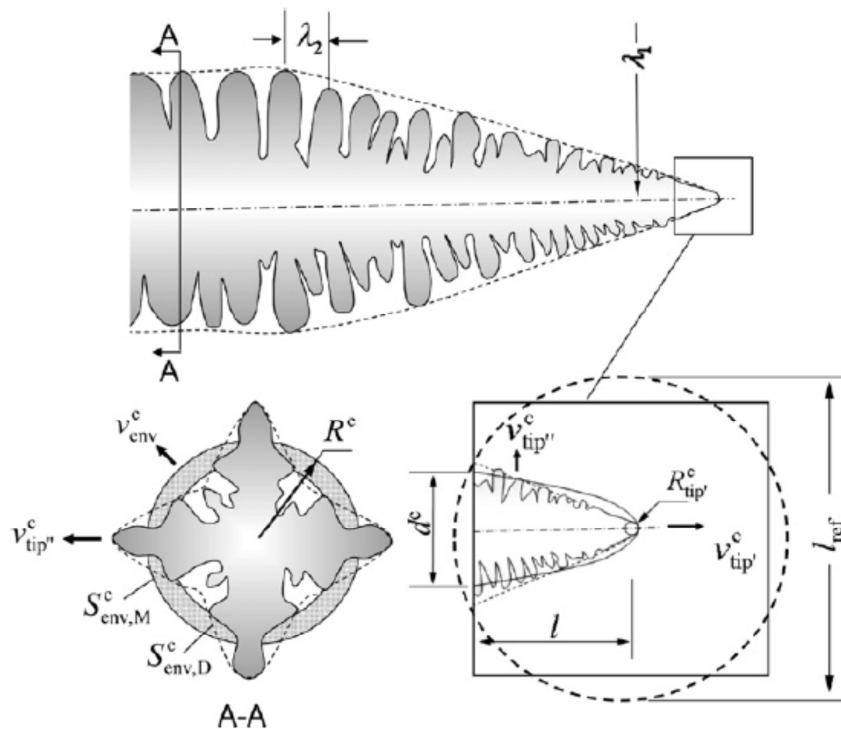


Figure II.22 : La forme de la dendrite colonnaire: l'enveloppe du tronc colonnaire est simplifiée à un cylindre dont la surface est équivalente à celle de l'enveloppe et le contour de l'enveloppe colonnaire près de la pointe de la dendrite primaire est simplifié à un paraboloïde [WU 2010].

La coupe du tronc de la dendrite loin de la pointe de la dendrite primaire peut être décrite sous diverses formes (tableau II.3). L'enveloppe colonnaire est simplifiée à un

cylindre. La vitesse radiale de croissance du cylindre équivalent peut être calculée à partir de la vitesse de croissance de la pointe de la dendrite secondaire, v_{tip}^c ,

$$v_{env,M}^c = \Phi_{env}^c \cdot v_{tip}^c \quad (\text{II.29})$$

Où : Φ_{env}^c est le facteur de forme.

La concentration superficielle de diffusion de l'enveloppe colonnaire, $S_{env,D}^c$, est estimée d'après la concentration superficielle du cylindre équivalent, $S_{env,M}^c$, en considérant le facteur de circularité, Φ_{circ}^c ,

$$S_{env,D}^c = S_{env,M}^c / \Phi_{circ}^c \quad (\text{II.30})$$

Tableau II.3: Facteurs de forme pour quelques structures dendritiques colonnaires [WU 2010].

forme	Facteur de forme		Morphologie
	Φ_{env}^c	Φ_{circ}^c	
Cylindre	1	1	
Tige carrée	$\sqrt{2}/\sqrt{\pi}$	$\sqrt{\pi}/2$	
Cales carrées orthogonales (angle du cale : 60°)	$1/\sqrt{\pi}$	$\sqrt{\pi/10}$	

Sachant la constante d'espacement dendritique primaire, λ_1 , et du diamètre du cylindre, $d^c = 2R^c$, la fraction de la phase colonnaire est donnée par :

$$f_c = \pi \cdot \frac{(d^c/2)^2}{\lambda_1^2} \quad (\text{II.31})$$

II.3.2.2. Croissance des dendrites colonnaires :

Dans le cas d'une croissance colonnaire cellulaire, non dendritique, le tronc est simplifié à un cylindre et la vitesse radiale de croissance, v_{cell}^c , est gouvernée par la diffusion autour du cylindre [WU 2010].

$$v_{cell}^c = \frac{D_l}{R^c} \cdot \Omega \cdot \ln^{-1} \left(\frac{\lambda_1}{\sqrt{3} R^c} \right) \quad (II.32)$$

Le diamètre du tronc cellulaire est de $2R^c$, avec un maximum de $2\lambda_1/\sqrt{3}$.

Pour la croissance dendritique, la vitesse de croissance de la pointe de la dendrite secondaire est déterminée par le modèle LGK ; $v_{tip''}^c = v_{tip'}^c$. La transition cellulaire-dendritique (CDT) est déterminée par la comparaison entre les deux vitesses ($v_{env,M}^c, v_{cell}^c$), donc, la formulation générale de la vitesse de croissance du tronc colonnaire est :

$$v_{env}^c = \max(v_{cell}^c, v_{env,M}^c) \quad (II.33)$$

La vitesse de croissance de la pointe de la dendrite primaire, d'après le modèle KGT (Kurz-Glicksmann-Trivedi), est donnée par la relation :

$$v_{tip'}^c = k_1 \cdot \Delta T^2 + k_2 \cdot \Delta T^3 \quad (II.34)$$

Où : k_1 et k_2 sont des paramètres empiriques de croissance.

II.3.3. Transition colonnaire-équiaxe :

La transition colonnaire - équiaxe (CET¹) dans la structure du grain des alliages métalliques a fasciné les chercheurs, dans le domaine de la solidification, de plus de 50 ans.

Lors de la croissance d'un alliage, en amont de la zone interdendritique, la redistribution de soluté dans le liquide peut conduire à générer des zones en surfusion. Ceci permet l'apparition des cristaux équiaxes, dont, la coexistence des deux régimes (colonnaire et équiaxe) [MAR 2009], ce qu'on appelle transition colonnaire-équiaxe [ROU 2005]. Une fois les germes sont construits, dans la zone sous-refroidie, les grains équiaxes vont se développer avec différentes fractions volumiques, qui dépendent du gradient thermique ou de la vitesse de solidification [BAD 2006]. Les grains équiaxes, qui peuvent

¹ . CET : Columnar-Equiaxe Transition.

apparaître au-dessous et au-dessus du lingot [WIT 1981], vont être incorporés dans la zone colonnaire si leur fraction volumique est petite, et remplacer la zone colonnaire si leur fraction volumique est large.

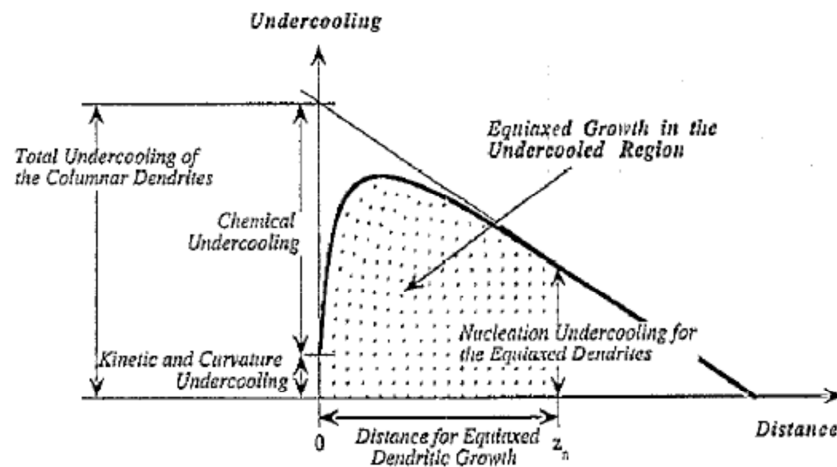


Figure II.23 : Représentation schématisée de la région de surfusion à travers l'interface de solidification [GAU 1997].

A titre d'exemple, nous présentons dans la figure II.24 le résultat d'un calcul réalisé par Dong et Lee [DON 2005], montrant la transition d'un régime vers l'autre lors de la solidification de l'alliage Al-3wt%Cu.

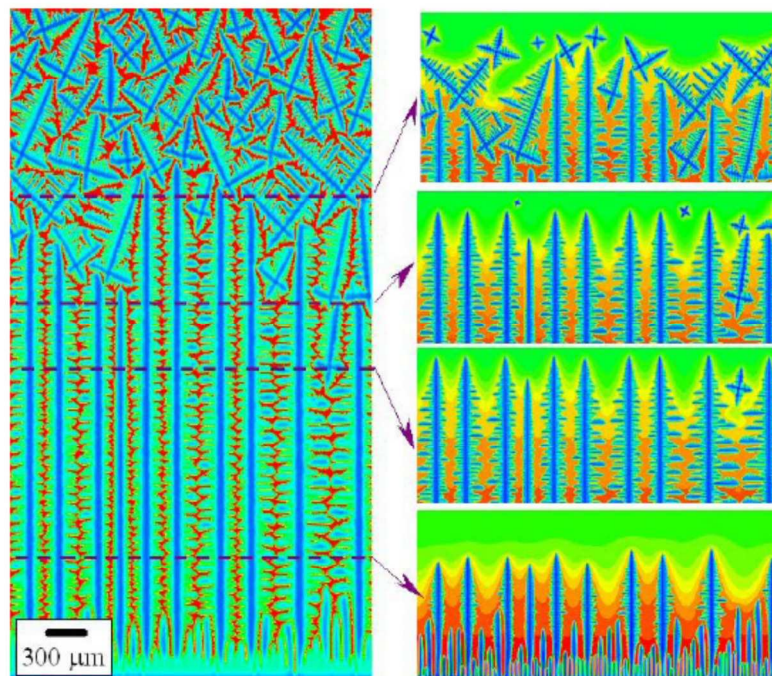


Figure II.24 : Croissance couplée colonnaire-équiaxe dans un mélange Al-3%Cu, calcul de Dong et Lee : le flux de chaleur est extrait par la paroi du bas. Les couleurs correspondent au champ de concentration; le régime colonnaire initial est progressivement remplacé par un régime équiaxe [DON 2005].

II.4. Structure des lingots et coulée :

La coulée est un procédé de mise en forme des produits métallurgiques, métaux et alliages, très largement rencontrée en pratique. La coulée est une opération très importante, et est le passage de l'état liquide à l'état solide du métal ou de l'alliage. Il s'agit alors d'être capable de bien contrôler le procédé afin d'avoir des produits de bonne qualité exempts de défauts.

II.4.1. Structure des lingots :

Les produits coulés présentent généralement, de la peau jusqu'au cœur du lingot, trois zones distinctes ainsi que l'indique la figure. Ces zones sont : la zone de peau à texture équiaxe, la zone basaltique à texture colonnaire et la zone centrale à texture équiaxe.

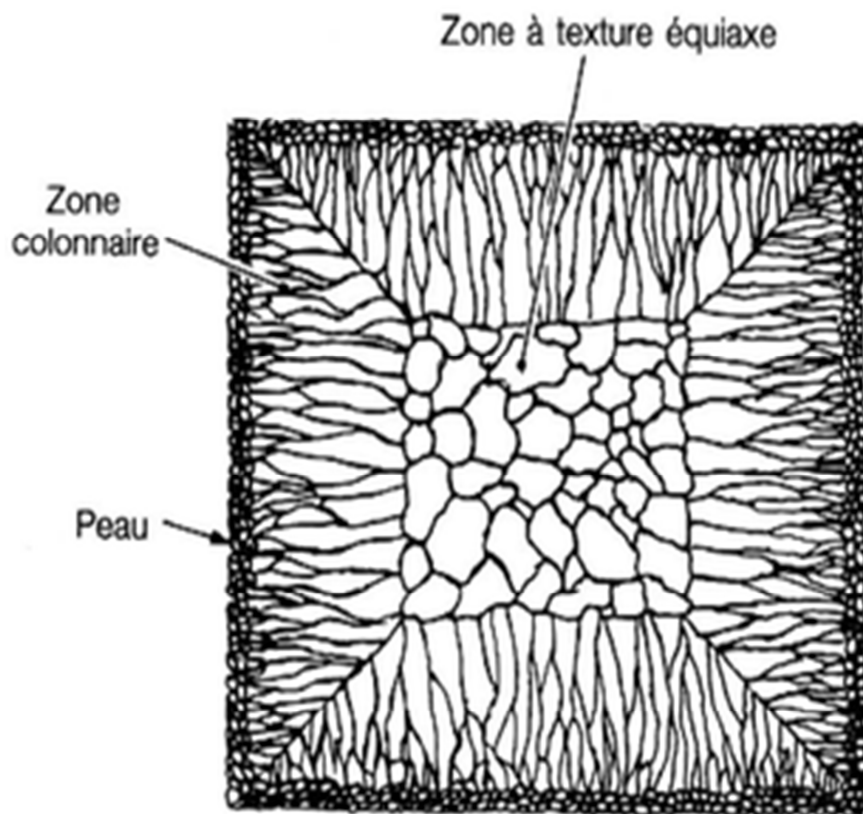


Figure II.25 : Représentation schématique d'une coupe de lingot montrant les trois zones de cristallisation: *zone de peau, zone colonnaire et zone à texture équiaxe* [LES 1989].

II.4.1.1. Zone de peau :

Zone très mince qui s'est solidifiée rapidement et est constituée par les cristaux qui se sont formés au contact ou au voisinage de la paroi froide de la lingotière [BEN 1969]. Une surfusion importante peut se développer dans cette région, ce qui permet l'apparition des premiers cristaux solides par germination hétérogène. Il se forme ainsi simultanément de très nombreux centres de solidification qui, par leur grand nombre, s'empêchent mutuellement de se développer, donc la croissance de ces cristaux a été vite limitée. Les cristaux formés sont de textures équiaxes très petits [ROU 2003] et leurs orientations cristallographiques sont distribuées de manière quelconque [LES 1989].

La zone de peau est souvent difficile à mettre en évidence car elle n'occupe, dans les meilleurs des cas, qu'une épaisseur de quelques millimètres dans laquelle la distance sur laquelle il y a surfusion structurale est faible et le gradient de température dans le liquide est élevé [DOR 1986]. Les attaques micrographiques font souvent mal ressortir les petits cristaux qui la composent et dont la nature dendritique n'est en général pas discernable.

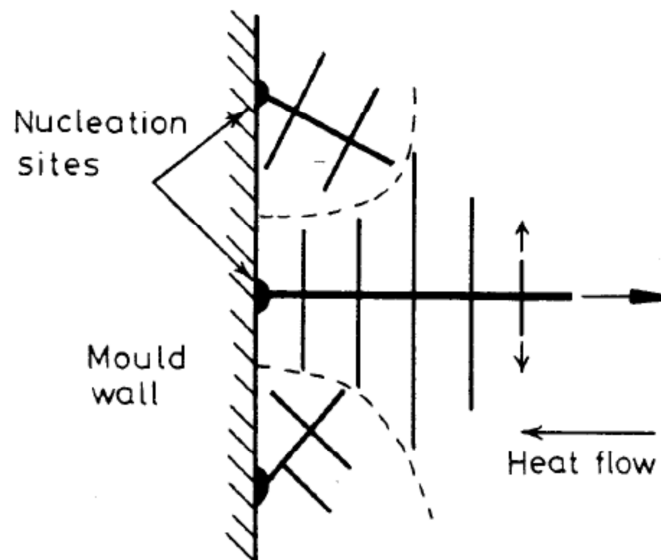


Figure II.26 : Schéma de la zone de peau [POR 2004].

II.4.1.2. Zone basaltique :

Une fois la zone de peau formée, le gradient de température dans le liquide diminue, et la distance de surfusion constitutionnelle augmente; la longueur des grains basaltiques peut, donc, atteindre plusieurs centimètres [DOR 1986].

Le caractère distinctif de la zone à texture colonnaire est que l'orientation générale des joints de grains et/ou des axes de la croissance dendritique, suivant le sens du gradient thermique moyen, soit souvent perpendiculaire à la surface du produit solidifié [LES 1989].

Les cristaux, dans cette région, croissent d'une manière dendritique dans certaines directions cristallographiques ; une direction $\langle 100 \rangle$ dans le cas des métaux à symétrie cubique tel que le Fer, l'Aluminium, le Cuivre et leurs alliages. Le diamètre de ces cristaux croît généralement de la périphérie vers le centre par suite de l'élimination de cristaux moins favorablement orientés, parce que ce sont ceux dont un axe $\langle 100 \rangle$ est le plus voisin de la direction du gradient thermique qui se développeront sous forme dendritique. Les directions $\langle 100 \rangle$ sont celles le long desquelles les axes primaires et les branches secondaires des dendrites se développent le plus rapidement par rapport aux autres [POR 2004].

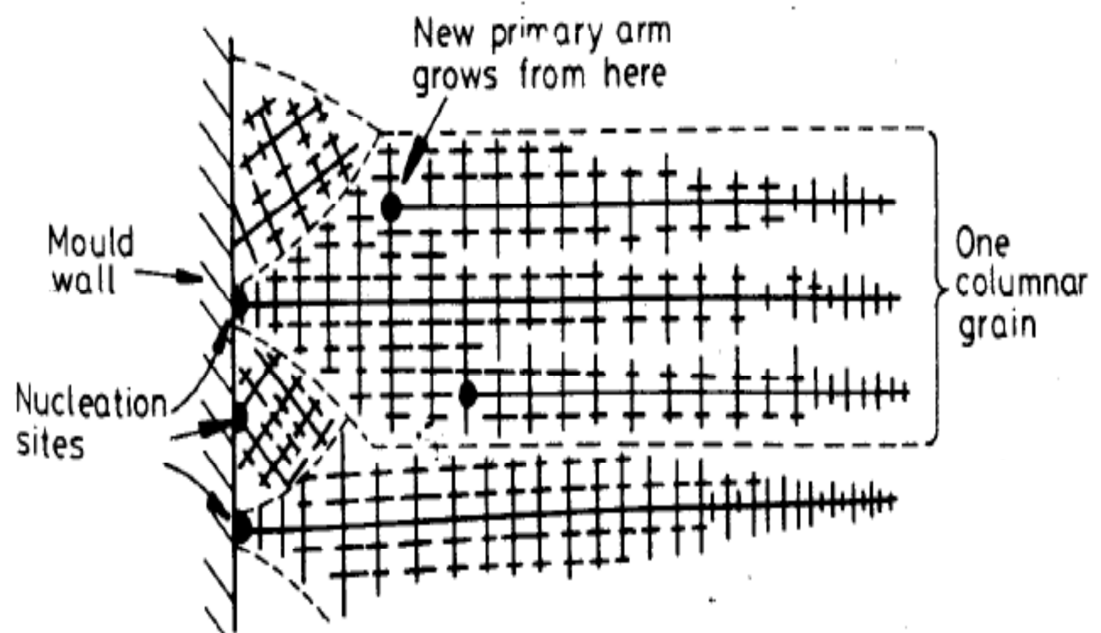


Figure II.27: Schéma de la zone basaltique [POR 2004].

II.4.1.3. Zone équiaxe :

La texture équiaxe remplace tantôt brutalement, tantôt progressivement, la texture colonnaire de la zone basaltique vers le centre des produits par la germination de nombreux cristaux au sein du liquide restant, qui est totalement en surfusion. Cette zone est toujours

présente dans les alliages, cependant, il arrive qu'elle soit absente dans des produits de petite section ainsi qu'elle n'existe pratiquement pas dans les métaux purs, parce que la surfusion est insuffisante pour que la zone centrale à texture équiaxe puisse se former, et la structure basaltique s'étend jusqu'au cœur de la pièce moulée ou du lingot (cas d'un lingot de cuivre de pureté commerciale [DOR 1986]).

II.4.2. Coulée continue et semi-continue :

L'élaboration de pièces finies ou semi-finies par coulée est un procédé très courant, dont, la principale caractéristique est que la microstructure du produit fini est déterminée par celle qui se forme pendant la solidification, ainsi que par les transformations à l'état solide. Les figures II.28 et II.29 montrent les schémas descriptifs des montages de telles techniques.

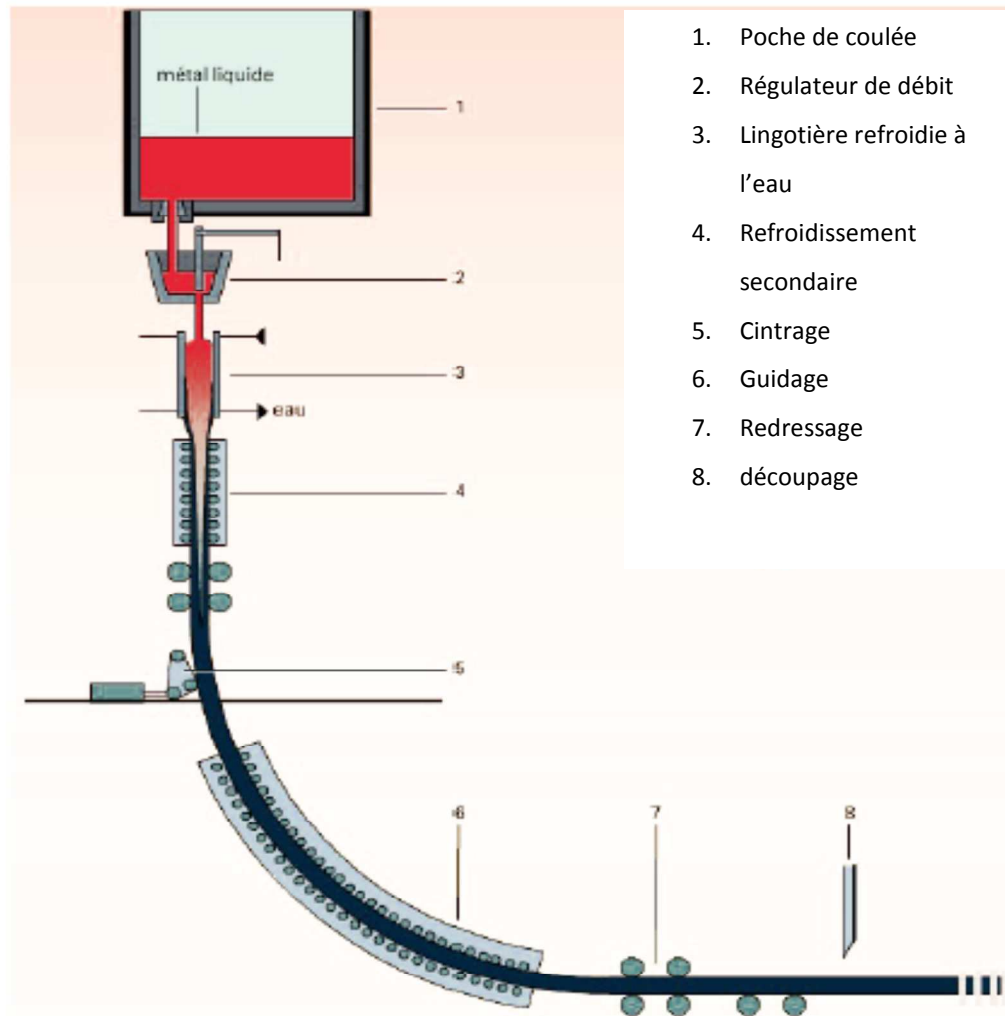


Figure II.28 : Coupe 2D d'une machine de coulée continue verticale avec cintrage [COS 2004].

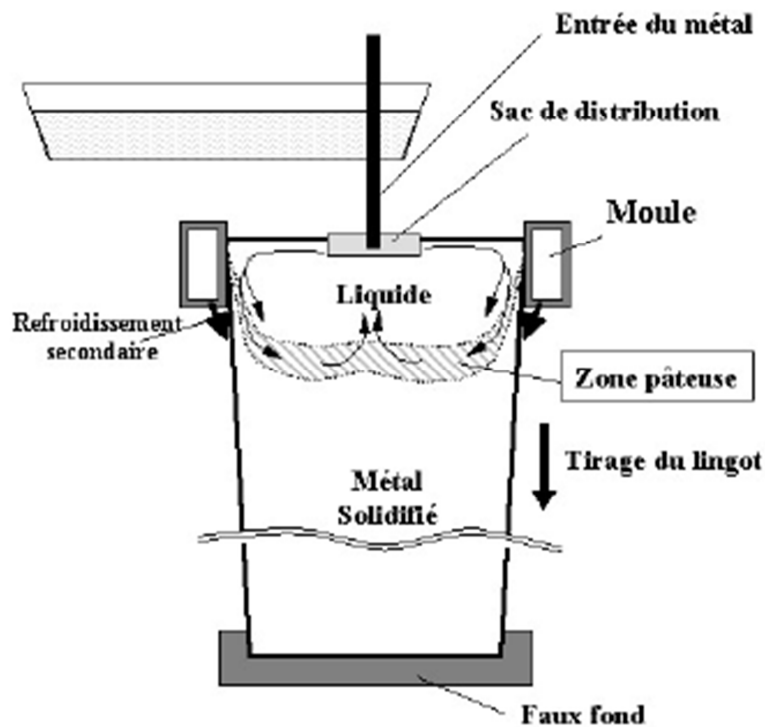


Figure II.29 : Schéma d'une machine de coulée semi-continue [COS 2004]

La coulée continue ou semi-continue donne une certaine structure au lingot; il se développe donc de grands cristaux basaltiques, perpendiculairement au déplacement des isothermes, et ces cristaux se rejoignent ensuite au centre du lingot [BEN 1969].

Ces procédés peuvent présenter de nombreux avantages:

- La retassure et les soufflures sont supprimés car le métal est refroidi très énergiquement et passe rapidement à l'état solide [HEI 2003].
- Les constituants secondaires (impuretés ou précipités) sont très finement répartis parce que le temps laissé pour la précipitation, par exemple, est extrêmement bref.
- Pas de ségrégation majeure.
- En coulée semi-continue, le métal reste très chaud à la sortie de la lingotière, ce qui évite les tapures et les criques longitudinales [BEN 1969].

Conclusion :

A partir des notions présentées, on déduit que les morphologies de croissance dépendent fortement des conditions de solidification, notamment la vitesse de solidification et le gradient thermique; deux principales variables ayant l'influence la plus importante sur la forme que prennent les métaux et les alliages lors de leur croissance.

Plus particulièrement, c'est le rapport gradient de température/vitesse de solidification, facteur majeur, qui permet de déterminer les changements au niveau de la morphologie de croissance: du front plan pour les grandes valeurs, à la forme dendritique équiaxe pour les faibles valeurs en passant par les structures cellulaires et dendritiques colonnaires.

Chapitre III :

Etude numérique, résultats et discussion

Introduction :

Dans les chapitres précédents, une brève étude théorique sur la croissance des métaux et alliages était présentée, tenant compte des différents phénomènes intervenant lors de ce processus dont le rôle est justifié.

Les travaux de modélisation de la solidification se sont concentrés essentiellement sur le calcul de l'évolution du champ thermique dans des pièces coulées. Ce champ de température est obtenu par la résolution de l'équation de diffusion de la chaleur avec un terme de source correspondant à la libération de la chaleur latente. De tels calculs permettent d'obtenir de nombreuses informations très utiles pour une meilleure maîtrise des procédés de solidification.

En effet, dans le présent chapitre, nous allons s'intéresser à une étude numérique des phénomènes thermiques; l'étude de l'équation de la chaleur. Le champ thermique d'une pièce réelle n'est plus uniforme, donc, il convient de le calculer afin de modéliser la solidification en tout point.

Il s'agit, donc, en premier lieu, d'analyser le problème à étudier et de proposer une solution qui consiste à résoudre l'équation de chaleur en coordonnées cartésiennes, en utilisant la méthode des volumes finis, afin de déterminer les températures de changement de phases. Passant à la résolution du système d'équations linéaire obtenu, ensuite, nous allons présenter les résultats obtenus, en précisant d'abord les outils utilisés dans le développement du modèle, enfin, une interprétation des résultats est indispensable.

III.1. Formalisation du problème :

Pratiquement, la plupart des pièces solidifiées sont conçues de manière très empirique, selon les expériences des fondeurs. Toutefois, vu les paramètres intervenant à la formation des microstructures et des défauts, l'extrapolation d'une pièce à l'autre est souvent très difficile.

De ce fait, la modélisation numérique devient un outil utile, pour ne pas dire indispensable, pour contrôler et améliorer la qualité des pièces solidifiées. L'étude du refroidissement a fait l'objet de nombreux travaux de recherche, dont un grand nombre se sont concentrés sur la résolution de l'équation de chaleur, sans ou avec un terme de source.

Des solutions analytiques de cette équation, sans terme de source, ont été proposées pour quelques géométries (Luikov(1968), Carslaw et Jaeger (1973), Geiger et Poirier (1973) [THE 1988] et Heurtault et al (1982) [HEU 1982]).

D'autre ont résolu cette équation avec un terme de source à l'instar de Li et al (2005) [Li 2004], Radovic et Lalovic (2005) [RAD 2005], Zhu et Stefanescu (2007) [ZHU 2007], Le Bot et Arquis (2009) [LEB 2009], Goulart et autres [GOU 2009] etc.

Le problème étudié dans ce mémoire consiste à résoudre l'équation de diffusion de la chaleur, avec un terme de source lié à la libération de la chaleur latente, afin d'obtenir une bonne représentation du champ thermique dans une pièce coulée. Ceci en supposant un chemin unique de la solidification; c'est-à-dire en utilisant une formule de la fraction de solide qui ne dépend que de la température.

III.2. L'équation de chaleur:

L'ensemble du domaine est constitué du solide plus liquide, et le problème de diffusion de la chaleur avec transformation de phase peut être exprimé par la formule suivante [THE 1988]:

$$\text{div}(K \vec{\text{grad}} T) + \dot{Q} = \rho c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.1})$$

Avec : K est la conductivité thermique.

ρ est la densité volumique¹.

c_p est la chaleur spécifique.

$\dot{Q}$ est le terme source lié à la libération de la chaleur latente de fusion.

$$\dot{Q} = \rho L \cdot \frac{\partial f_s}{\partial t} \quad (\text{III.2})$$

Avec L est la chaleur latente de fusion.

En combinant les équations (III.1) et (III.2), on aura:

$$\text{div}(K \vec{\text{grad}} T) = \rho c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} - \rho L \cdot \frac{\partial f_s}{\partial t} \quad (\text{III.3})$$

Avec f_s est la fraction du solide.

¹ . On veut dire par ρ la masse volumique et dans la suite de ce mémoire on a utilisé le terme densité.

La chaleur spécifique, la densité volumique et la conductivité thermique peuvent être exprimées en fonction de la fraction du solide telles que décrites dans les formules suivantes:

$$c_p = (1 - f_s)c_{pl} + f_sc_{ps} \quad (\text{III.4})$$

$$\rho = (1 - f_s)\rho_l + f_s\rho_s \quad (\text{III.5})$$

$$K = (1 - f_s)K_l + f_sK_s \quad (\text{III.6})$$

Les indices l et s sont utilisés pour différencier entre la phase liquide et la phase solide.

Pour pouvoir résoudre cette équation, il fallait donner une relation entre la température, T , et la fraction du solide, f_s , qui est généralement calculée par divers modèles [THE 1988].

L'évolution de la fraction de solide, f_s , peut être prédite en faisant un bilan de conservation de soluté décrite par la règle de leviers:

$$f_s = \frac{1}{1-k} \left(\frac{T - T_{liq}}{T - T_f} \right) \quad (\text{III.7})$$

Où : T_{liq} est la température du liquidus.

Si la solidification est relativement rapide, le soluté n'aura plus de temps à se diffuser dans la phase solide et le modèle de Scheil-Gullivers (1942) s'applique, dont, Scheil a établi une relation entre la fraction du solide et la température en supposant que l'équilibre à l'interface est toujours maintenu ($C_s = kC_l$) [HER 2004], alors le coefficient de diffusion chimique dans le solide, D_s , étant pris égal à zéro. Sous cette hypothèse, la fraction du solide est obtenue par la relation [MAT 2007]:

$$f_s = 1 - \left(\frac{T_f - T}{T_f - T_{liq}} \right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (\text{III.8})$$

Dans le cas réel, la diffusion est possible dans les deux phases, solide et liquide, ce qui fait que Brody et Flemings (1966) ont étendu le modèle de Scheil tenant compte de la diffusion dans le solide.

Donc, l'équation (III.8) devient [THE 1988]:

$$f_s = \frac{1}{u} \left(1 - \left(\frac{T_f - T}{T_f - T_{liq}} \right)^{\frac{u}{k_0 - 1}} \right) \quad (\text{III.9})$$

Avec : $u = 1 - 2 \cdot \alpha \cdot k$

Et
$$\alpha = \frac{D_s t_f}{l^2}$$

Où α est le nombre adimensionnel de fourrier pour la diffusion de soluté dans le solide.

t_f est le temps local de solidification, l est une dimension typique du système¹.

Le modèle formulé par Brody et Flemings est modifié et amélioré par Clyne et Kurz en 1981 en remplaçant α par α' de façon à retrouver le modèle de Scheil lorsque $\alpha \rightarrow 0$ ($D_s \simeq 0$), et celui des leviers pour $\alpha \rightarrow \infty$ ($D_s \rightarrow \infty$).

$$\alpha' = \alpha \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{\alpha}\right) \right) - 0.5 \exp\left(-\frac{1}{2\alpha}\right) \quad (\text{III.11})$$

La fraction de solide, f_s , peut, aussi, être déduite d'une transformation isotherme pour un alliage entectique ou un métal pur, ou encore estimée par analyse thermo-différentielle.

Méthodes de résolution de l'équation de chaleur :

Connaissant la relation de la fraction du solide, deux méthodes de résolution de l'équation (III.3) sont possibles:

a- Méthode de la chaleur spécifique équivalente :

En supposant que la fonction du solide, f_s , n'est fonction que de la température, l'équation (III.3) peut être exprimée comme suit [THE 1988].

$$\text{div}(K \vec{\text{grad}} T) = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \rho L \cdot \frac{\partial f_s}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.12})$$

$$\text{div}(K \vec{\text{grad}} T) = \rho (c_p - L \cdot \frac{\partial f_s}{\partial T}) \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.13})$$

¹ . Généralement, on choisit cette dimension égale à la plus petite dimension, c'est-à-dire λ_2 ; l'espacement des bras secondaire.

Le terme $(c_p - L \cdot \frac{\partial f_s}{\partial T})$ est appelé chaleur spécifique équivalente, c_p^e , et dépend fortement de la température. Donc, l'équation (III.9) devient:

$$\text{div}(K \vec{\text{grad}} T) = \rho c_p^e \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.14})$$

b- Méthode enthalpique :

L'enthalpie volumique, H, étant définie par:

$$H = \int_0^T c_p dT + L \cdot (1 - f_s) \quad (\text{III.15})$$

Et

$$\frac{\partial H}{\partial t} = c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} - L \cdot \frac{\partial f_s}{\partial t} \quad (\text{III.16})$$

L'équation de la chaleur peut, donc, être réduite à:

$$\text{div}(K \vec{\text{grad}} T) = \rho \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{III.17})$$

III.3. Solution proposée :

Le problème physique posé est décrit par une équation aux dérivées partielles. Ce type d'équations n'admet pas de solutions analytiques sauf dans des cas très simplifiés. C'est pourquoi, un recours aux méthodes de résolution numérique s'avère nécessaire.

Il existe plusieurs méthodes numériques:

- Méthodes des différences finies.
- Méthode des éléments finis.
- Méthode des volumes finis.

Chacune de ces méthodes de résolution numérique comporte une phase de maillage et une phase de discrétisation.

Dans notre cas, on utilise la méthode des volumes finis [VER 1995] parce qu'elle a supplanté les méthodes classiques basées sur les différences finies. Contrairement à la méthode des différences finies qui met en jeu des approximations des dérivées, les méthodes des volumes finis et des éléments finis exploitent des approximations d'intégrales. Toutefois, la méthode des volumes finis se base directement sur la forme

dite forte de l'équation à résoudre, alors que la méthode des éléments finis se fonde sur une formulation variationnelle de l'équation (on parle aussi de formulation faible).

L'équation de la chaleur est, donc, résolue de manière approchée à l'aide de deux étapes importantes :

- Le maillage constitué de volumes finis qui sont des petits volumes disjoints (en 2D) dont la réunion constitue le domaine d'étude.
- La discrétisation: lors de cette étape les équations sont intégrées dans les volumes de contrôle.

III.4. Discrétisation de l'équation de chaleur :

L'équation de chaleur en coordonnées cartésiennes et à deux dimensions s'écrit sous la forme:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \rho c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} - \rho L \cdot \frac{\partial f_s}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.18})$$

La formule de la fraction de solide adoptée, dans notre cas, est celle de Scheil décrite par la formule:

$$f_s = 1 - \left(\frac{T_f - T}{T_f - T_{liq}} \right)^{\frac{1}{k-1}}$$

Donc:

$$\frac{\partial f_s}{\partial T} = \frac{1}{(k-1)(T_f - T_L)} \left(\frac{(T_f - T)}{(T_f - T_L)} \right)^{(2-k)/(k-1)} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.19})$$

En utilisant la méthode de résolution basée sur la chaleur spécifique équivalente, on aboutit à :

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] = \left[\rho c_p^e \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \right] \quad (\text{III.20})$$

A

B

La discrétisation consiste en la transformation des équations aux dérivées partielles en équations algébriques en utilisant une des méthodes appropriées (la méthode des volumes finis).

III.4.1. Intégration de l'équation de chaleur :

L'équation (III.20) devient:

$$\int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] \cdot dV \cdot dt = \int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \rho c_p^e \cdot \frac{\partial T}{\partial t} dV \cdot dt \quad (\text{II.21})$$

Avec : $V = x \cdot y$ et $dV = dx \cdot dy$

$$\int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) \cdot dV \cdot dt + \int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) dV \cdot dt = \int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \rho c_p^e \cdot \frac{\partial T}{\partial t} dV \cdot dt \quad (\text{III.22})$$

L'évaluation des différents termes de l'équation (III.22) nécessite de faire une certaine approximation de façon à avoir un système d'équation linéaire permettant d'obtenir les températures à tout point du maillage.

III.4.1.1. Intégration du terme A suivant x :

$$\begin{aligned} \int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) dV \cdot dt &= \int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx \cdot dy \cdot dt \\ &= \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) \cdot dx \int_s^n dy \int_t^{t+\Delta t} dt \\ \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) \cdot dx &= K \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_e - K \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_w = K_e \frac{T_E - T_P}{\Delta x_{PE}} - K_w \frac{T_P - T_W}{\Delta x_{WP}} \end{aligned}$$

Alors :

$$\begin{aligned} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) \cdot dx \int_s^n dy \int_t^{t+\Delta t} dt &= \int_t^{t+\Delta t} \left(K_e \frac{T_E - T_P}{\Delta x_{PE}} - K_w \frac{T_P - T_W}{\Delta x_{WP}} \right) \cdot \Delta y \cdot dt \\ &= a_E (T_E - T_P) - a_W (T_P - T_W) \end{aligned} \quad (\text{III.23})$$

Avec :

$$a_E = \frac{K_e \cdot \Delta y}{\Delta x_{PE}} \quad (\text{III.24})$$

$$a_W = \frac{K_w \cdot \Delta y}{\Delta x_{WP}} \quad (\text{III.25})$$

III.4.1.2. Intégration du terme A suivant y :

$$\begin{aligned}
\int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) dV \cdot dt &= \int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) dx \cdot dy \cdot dt \\
&= \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) \cdot dy \int_w^e dx \int_t^{t+\Delta t} dt \\
\int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) \cdot dy &= K \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_n - K \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_s = K_n \frac{T_N - T_P}{\Delta y_{PN}} - K_s \frac{T_P - T_S}{\Delta y_{SP}}
\end{aligned}$$

Alors :

$$\begin{aligned}
\int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) \cdot dy \int_w^e dx \int_t^{t+\Delta t} dt &= \int_t^{t+\Delta t} \left(K_n \frac{T_N - T_P}{\Delta y_{PN}} - K_s \frac{T_P - T_S}{\Delta y_{SP}} \right) \cdot \Delta x \cdot dt \\
&= a_N (T_N - T_P) - a_S (T_P - T_S)
\end{aligned} \tag{III.26}$$

Avec :

$$a_N = \frac{K_n \cdot \Delta x}{\Delta y_{PN}} \tag{III.27}$$

$$a_S = \frac{K_s \cdot \Delta x}{\Delta y_{SP}} \tag{III.28}$$

III.4.1.3. Intégration du terme B :

$$\begin{aligned}
\int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \rho c_p^e \cdot \frac{\partial T}{\partial t} dV \cdot dt &= \int_w^e \int_s^n \int_t^{t+\Delta t} \rho c_p^e \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dx \cdot dy \cdot dt \\
\int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \rho c_p^e \cdot \frac{\partial T}{\partial t} dV \cdot dt &= \int_t^{t+\Delta t} \rho c_p^e \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dt \int_w^e dx \int_s^n dy \\
&= \rho c_p^e \cdot \frac{T_p^{t+\Delta t} - T_p^t}{\Delta t} \cdot \Delta x \cdot \Delta y \\
&= a_{p_0} (T_p^{t+\Delta t} - T_p^t)
\end{aligned} \tag{III.29}$$

Avec :

$$a_{p_0} = \frac{\rho c_p^e \cdot \Delta x \cdot \Delta y}{\Delta t} \tag{III.30}$$

III.4.2 Schéma utilisé :

Après avoir intégré l'équation (III.22), on obtient :

$$a_E(T_E - T_P) - a_W(T_P - T_W) + a_N(T_N - T_P) - a_S(T_P - T_S) = a_{p_0}(T_P^{t+\Delta t} - T_P^t) \quad (\text{III.31})$$

Le schéma utilisé est implicite, donc, on aura l'équation suivante :

$$a_P T_P^{t+\Delta t} = a_E T_E + a_W T_W + a_N T_N + a_S T_S + a_{p_0} T_P^t \quad (\text{III.32})$$

Avec :

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_{p_0} \quad (\text{III.33})$$

Le schéma implicite est recommandé dans le cas des calculs transitoires à cause de sa robustesse et de la stabilité inconditionnelle.

III.5. Conditions aux limites :

Afin que le problème soit entièrement défini, il fallait déterminer, aussi, les conditions aux limites couvrant le domaine d'étude.

Les conditions aux limites adoptées, dans ce cas, sont :

$$K \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = q \quad (\text{III.34})$$

$$K \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=x_{max}} = q \quad (\text{III.35})$$

$$-K \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = h \cdot (T - T_{ext}) \quad (\text{III.36})$$

$$K \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=y_{max}} = 0 \quad (\text{III.37})$$

III.6. Système d'équations linéaires :

La relation générale de l'équation du transfert de chaleur discrétisée s'écrit sous la forme suivante :

$$a_P T_{i,j}^{t+\Delta t} = a_E T_{i+1,j} + a_W T_{i-1,j} + a_N T_{i,j+1} + a_S T_{i,j-1} + a_{p_0} T_{i,j}^t \quad (\text{III.38})$$

Afin de résoudre le système d'équations, on utilise la méthode de Jacobi qui consiste à estimer la solution $T_{i,j}^{(k+1)}$ à partir de :

$$T_{i,j}^{(k+1)} = \frac{1}{a_p} (a_e \cdot T_{i+1,j}^{(k)} + a_w \cdot T_{i-1,j}^{(k)} + a_n \cdot T_{i,j+1}^{(k)} + a_s \cdot T_{i,j-1}^{(k)} + a_{p0} \cdot T_{i,j}^{(k)}) \quad (\text{III.39})$$

En utilisant la condition de convergence suivante :

$$|T_{i,j}^{(k+1)} - T_{i,j}^{(k)}| \leq \varepsilon \quad (\text{III.40})$$

III.7. Alliages utilisés :

Afin de rendre notre application riche de résultats, nous allons faire les calculs sur divers alliages, à différentes compositions, en vue de leurs propriétés. Ces alliages sont :

- Al-Cu : le cuivre accroît les propriétés mécaniques d'Aluminium, en particulier la dureté ainsi que la résistance qui sont améliorées par rapport à l'Aluminium pur [SPI 2004].

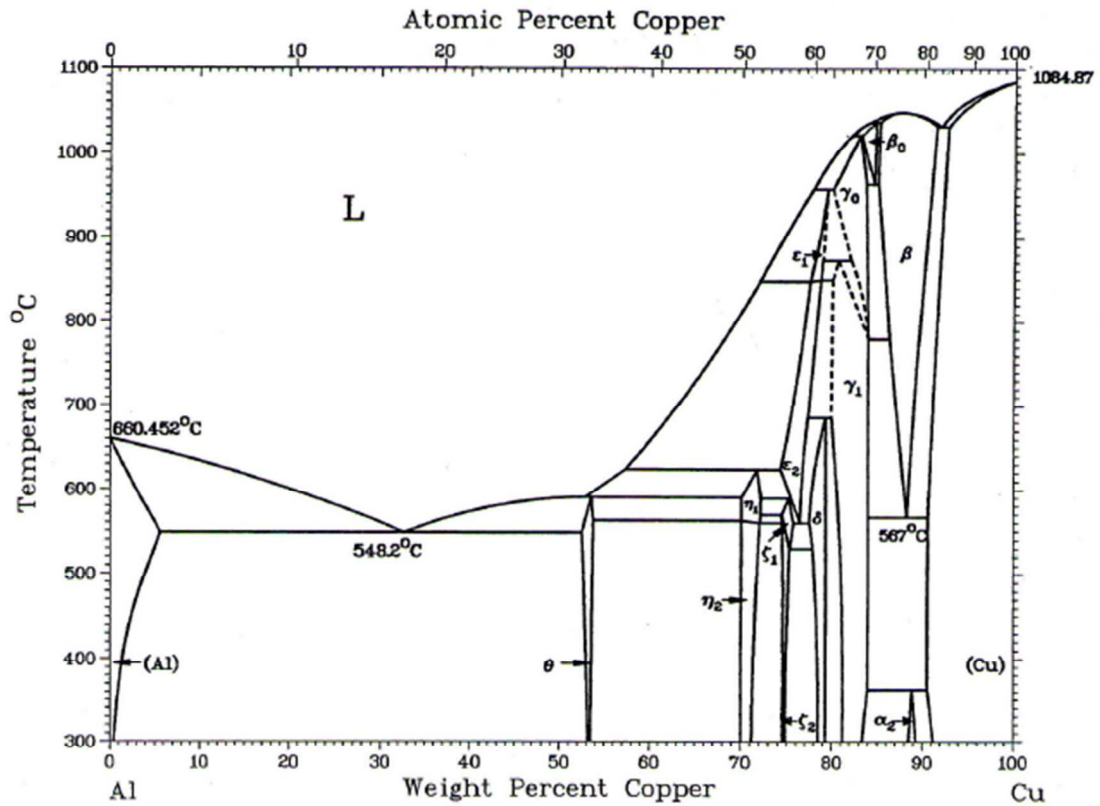


Figure III.1 : Diagramme de phase du système Al-Cu [MAS 1992].

Tableau III.1 : Propriétés thermo-physiques correspondant à quelques compositions de l'alliage Al-Cu [SA 2004].

	AL-5wt.%Cu	AL-8wt.%Cu	AL-10wt.%Cu	AL-15wt.%Cu
$K_s (W(m^\circ K)^{-1})$	192	188.4	185.7	179.1
$K_l (W(m^\circ K)^{-1})$	88.8	86.9	85.6	82.5
$c_{ps} (J(kg^\circ K)^{-1})$	1090	1087.7	1086.2	1082.5
$c_{pl} (J(kg^\circ K)^{-1})$	1056.7	1039.3	1027.8	999
$\rho_s (kg\ m^{-3})$	2667	2745.6	2798	2929
$\rho_l (kg\ m^{-3})$	2501	2580	2632.5	2763.8
$L (J\ kg^{-1})$	381415	379264	377830	374245
$T_L (^\circ C)$	643	633	626	609
$T_E (^\circ C)$	548	548	548	548
$T_f (^\circ C)$	660	660	660	660
k	0.09825	0.09825	0.09825	0.09825

- Al-Si : ce sont, généralement, les alliages d'Aluminium qui présentent les meilleures propriétés de fonderie. Leur coulabilité est très élevée et l'ajout de Silicium a pour effet de réduire l'aptitude à la retassure [SPI 2005].

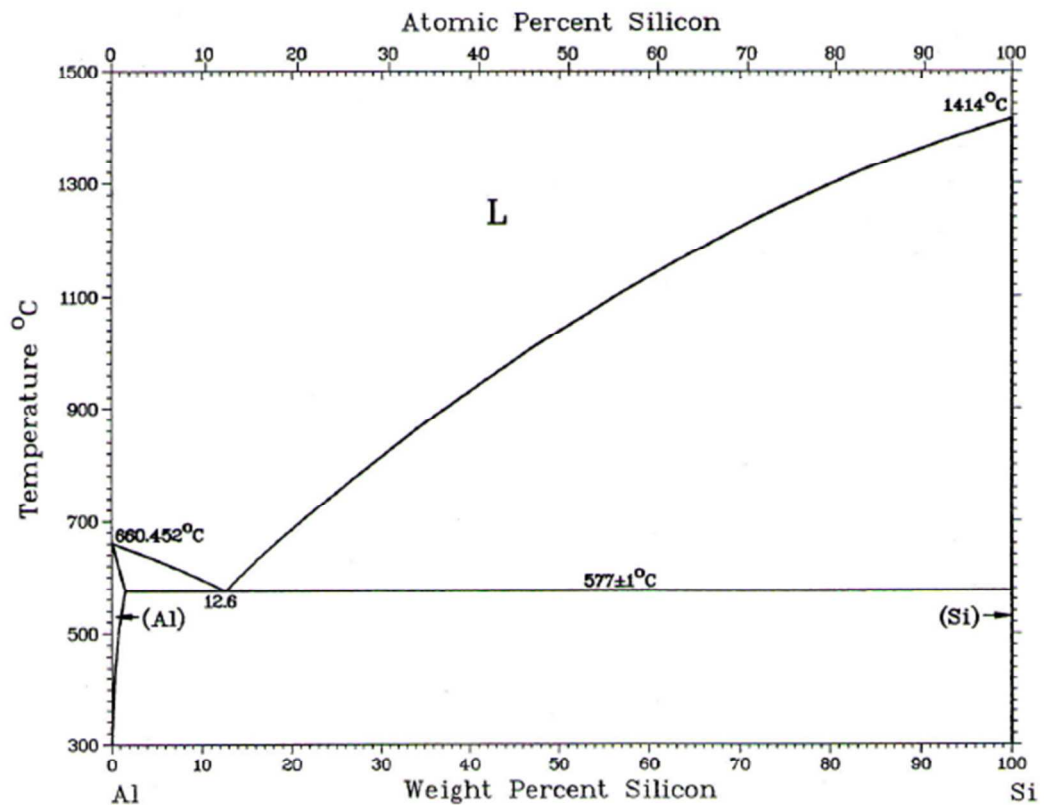


Figure III.2 : Diagramme de phase du système Al-Si [MAS 1992].

Tableau III.2 : Propriétés thermo-physiques correspondant à quelques compositions de l'alliage Al-Si [PER 2004].

	Al-3wt.%Si	Al-5wt.%Si	Al-7wt.%Si	Al-9wt.%Si
$K_s (W(m^\circ K)^{-1})$	121	104	100	81
$K_l (W(m^\circ K)^{-1})$	91	90	90	89
$c_{ps} (J(kg^\circ K)^{-1})$	963	963	963	963
$c_{pl} (J(kg^\circ K)^{-1})$	1084	1082	1080	1078
$\rho_s (kg\ m^{-3})$	2695	2690	2680	2670
$\rho_l (kg\ m^{-3})$	2385	2389	2394	2399
$L (J\ kg^{-1})$	389187	393083	397440	405548
$T_L (^\circ C)$	644	632	610	604
$T_E (^\circ C)$	577	577	577	577
$T_f (^\circ C)$	660	660	660	660
k	0.14	0.14	0.14	0.14

- Pb-Sn: meilleure résistance à la corrosion. Il est très utilisé dans les expériences de solidification à cause de sa température de fusion basse [SOU 2005].

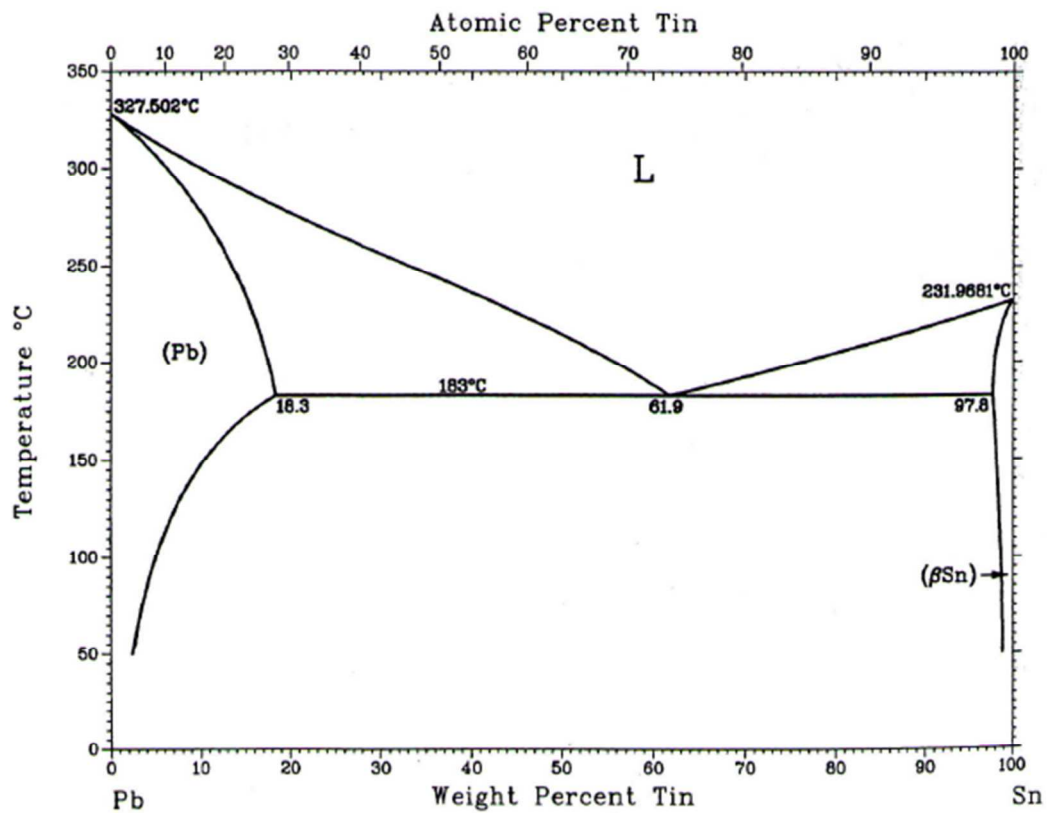


Figure III.3 : Diagramme de phase du système Pb-Sn [MAS 1992].

Tableau III.3 : Propriétés thermo-physiques correspondant à quelques compositions de l'alliage Sn-Pb.

	Sn-1.5wt.%Pb [ROC 2003]	Sn-2.5wt.%Pb [ROC 2003]	Sn-5wt.%Pb [SOU 2005]	Sn-15wt.%Pb [SOU 2005]	Sn-20wt.%Pb [SA 2004]	Sn-25wt.%Pb [SA 2004]	Sn-30wt.%Pb [SA 2004]
$K_s (W(m^\circ K)^{-1})$	67	66	65	62.2	60.5	58.9	57.4
$K_l (W(m^\circ K)^{-1})$	33	33	32.8	32.5	32.3	32.3	32
$c_{ps} (J(kg^\circ K)^{-1})$	220	219	216	207.3	202.8	198.2	194
$c_{pl} (J(kg^\circ K)^{-1})$	257	256	253	240.9	234.8	228.8	223
$\rho_s (kg\ m^{-3})$	7361	7401	7502	7906	8108	8310	8495.2
$\rho_l (kg\ m^{-3})$	7055	7092	7183	7551.7	7735.6	7919.5	8085.4
$L (J\ kg^{-1})$	60192	59847	58985	55534	53809	52083.8	50499
$T_L (^\circ C)$	230	228.8	220	210	206	200	193
$T_E (^\circ C)$	183	183	183	183	183	183	183
$T_f (^\circ C)$	232	232	232	232	232	232	232
k	0.0656	0.0656	0.0656	0.0656	0.0656	0.0656	0.0656

- Pb-Sb : l'addition de l'Antimoine au Plomb crée des alliages qui ont une très haute résistance. La résistance et la dureté sont supérieures à celles du Plomb pur, ainsi qu'il conserve un aspect brillant dans l'air pour un temps plus large par rapport aux alliages de Plomb doux [GUR 2000].

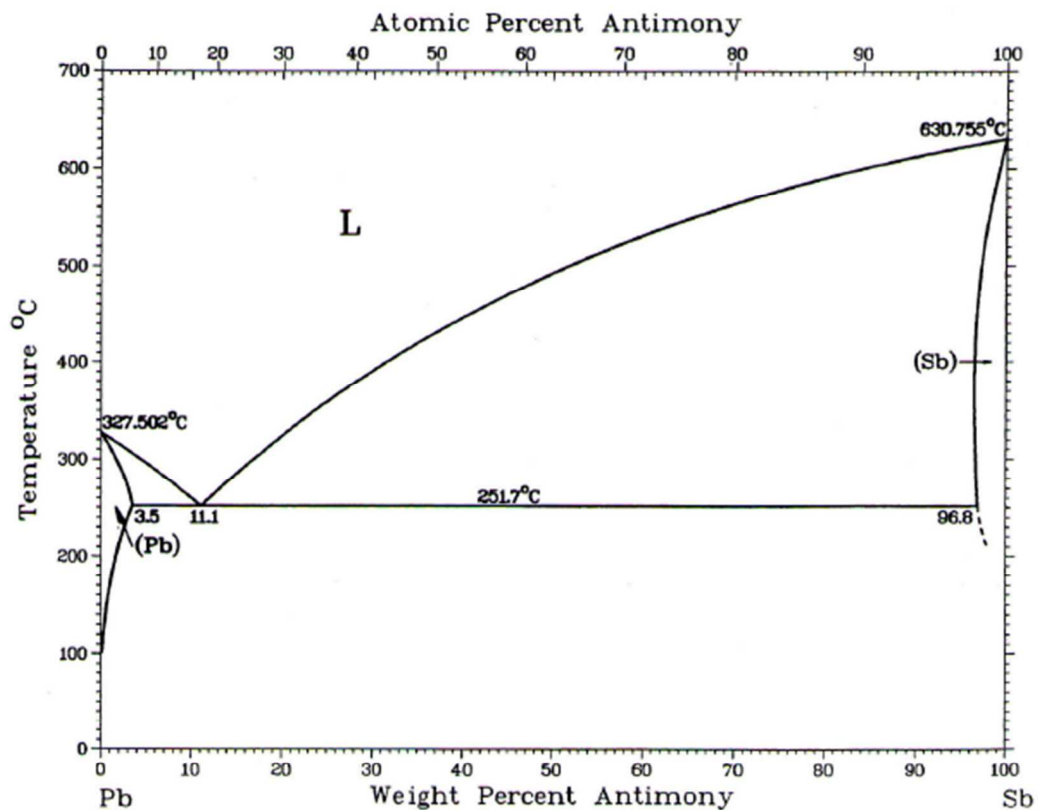
**Figure III.4** : Diagramme de phase du système Pb-Sb [MAS 1992].

Tableau III.4: Propriétés thermo-physiques correspondant à quelques compositions de l'alliage Pb-Sb [ROS 2006].

	Pb-0,3wt.%Sb	Pb-0,85wt.%Sb	Pb-1,9wt.%Sb
$K_s (W(m^\circ K)^{-1})$	33.0	32.9	32.8
$K_l (W(m^\circ K)^{-1})$	29.7	29.6	29.5
$c_{ps} (J(kg^\circ K)^{-1})$	130	130.5	131.3
$c_{pl} (J(kg^\circ K)^{-1})$	138.5	139	140.1
$\rho_s (kg m^{-3})$	11326	11300	11251.5
$\rho_l (kg m^{-3})$	10665	10642	10598.3
$L (J kg^{-1})$	26615	27368	28804.1
$T_L (^\circ C)$	326.6	325.2	322
$T_E (^\circ C)$	251.7	251.7	251.7
$T_f (^\circ C)$	327.4	327.4	327.4
k	0.3125	0.3125	0.3125

III.8. Présentation du code de calcul :

III.8.1. Organigramme représentant le code de calcul :

Il est intéressant de représenter les étapes à suivre lors de cette étude, sous forme d'un organigramme expliquant le code de calcul utilisé pour la résolution de l'équation de la chaleur:

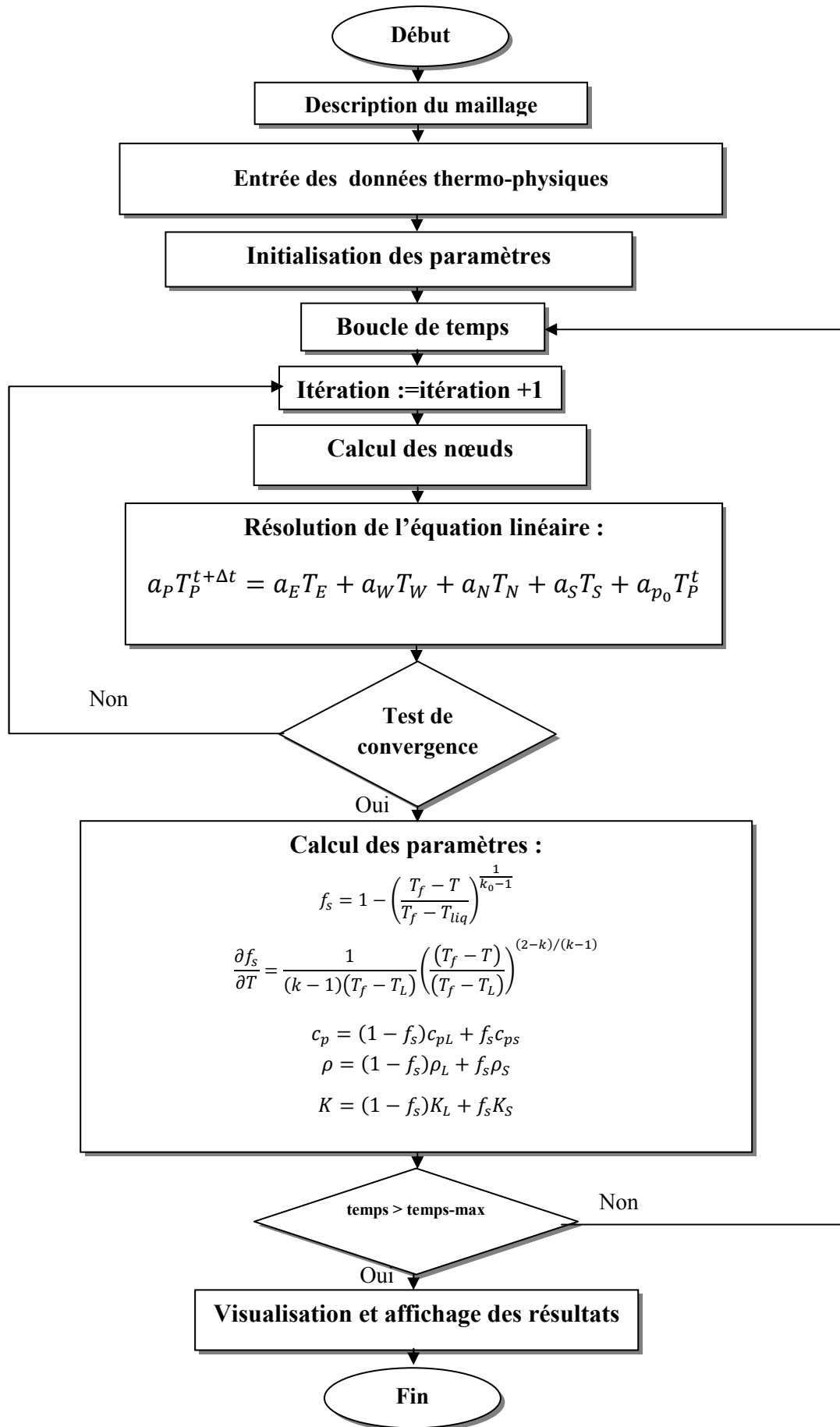


Figure III.5 : Organigramme représentant le code de calcul.

III.8.2. Outils de développement utilisés :

Après avoir résoudre le problème, un programme permettant d'obtenir les résultats est écrit en langage Fortran 6.6 en utilisant deux logiciels, Tecplot 9.2 et Origine 8, afin de resituer les températures et de tracer les courbes de refroidissement pour divers alliages.

III.9. Description du maillage :

Tel que vu, précédemment, la méthode des volumes finis nécessite de décrire un maillage constituant le domaine d'étude. Ce dernier, selon le cas étudié, est bidimensionnel et uniforme, alors le maillage utilisé est un maillage uniforme (21*21) (figure III.2) constitué de 441 nœuds.

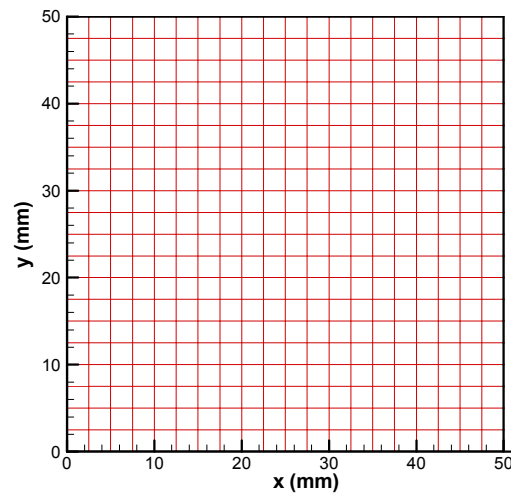


Figure III.6 : Maillage utilisé.

III.10. Résultats :

Le code de calcul ainsi décrit est appliqué aux différents alliages prédéfinis, ceci nous permet d'avoir certaines informations concernant, d'abord, l'évolution du champ thermique dans une pièce solidifiée, ensuite, la variation de la fraction du solide en fonction de la température, en plus de la variation des propriétés thermo-physiques telles que la chaleur spécifique, la conductivité thermique et la densité volumique en fonction de la fraction de solide.

III.10.1. Résultats obtenus pour l'alliage Aluminium-Cuivre :

Nous avons réalisé les calculs sur différentes compositions de cet alliage qui sont les suivants:

- Al-5%wtCu
- Al-8%wtCu
- Al-10%wtCu
- Al-15%wtCu

III.10.1.1. Al-5%wtCu :

La figure III.7 représente la variation des lignes isothermes dans l'alliage Al-5%wtCu pour différents temps de refroidissement, elle montre que l'allure des lignes isothermes change avec le temps.

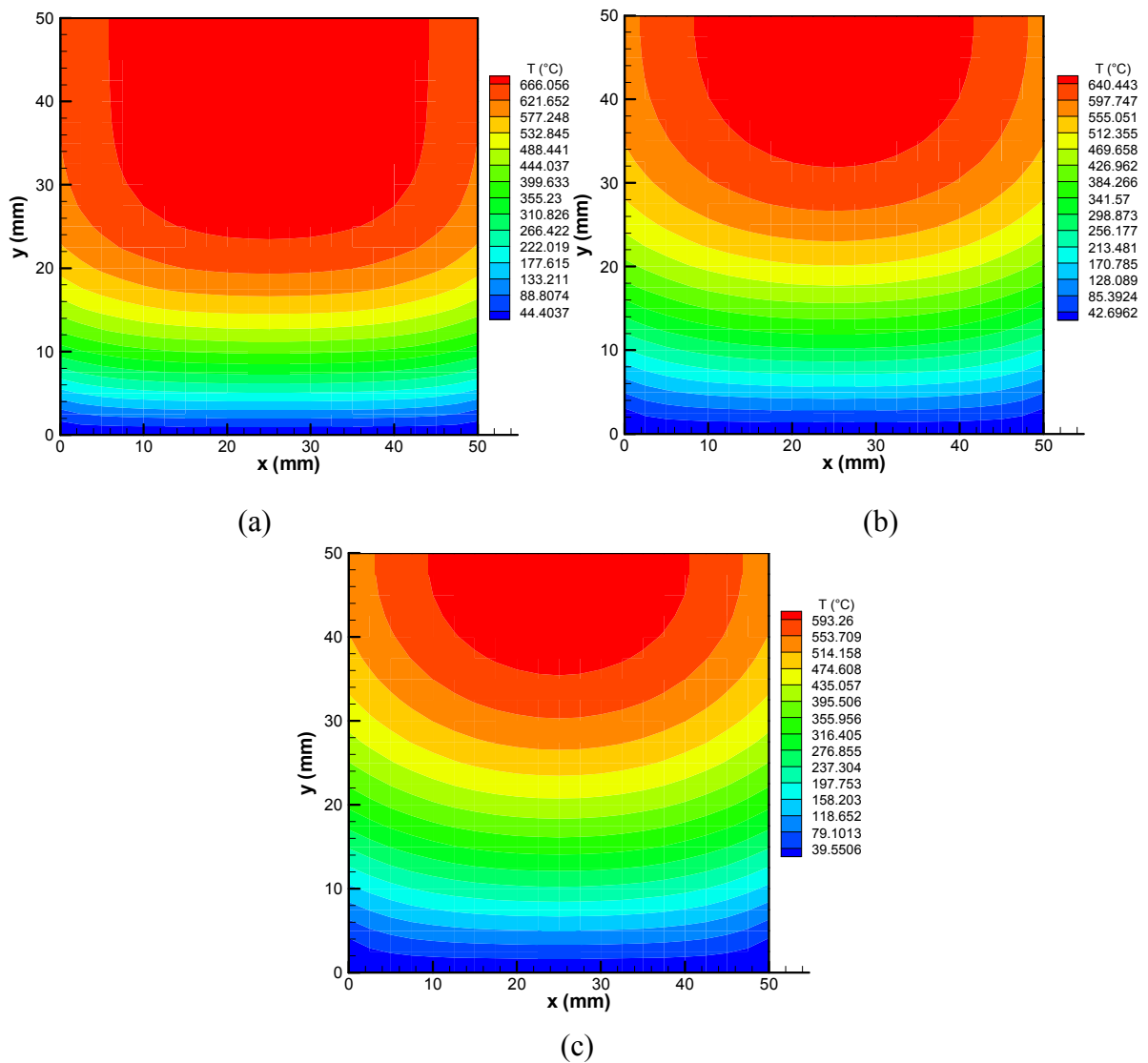


Figure III.7 : Allure des lignes isothermes pour Al-5%wtCu :
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100s$, (c) à $t=150s$.

La figure III.8 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'échantillon Al-5%wtCu.

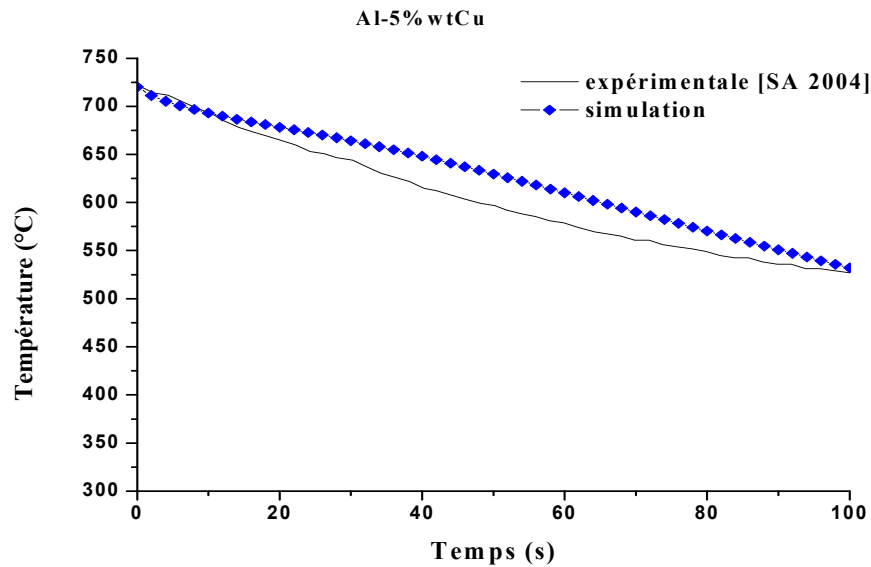


Figure III.8: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-5%wtCu.

On remarque que la température décroît avec l'accroissement du temps de refroidissement, et l'allure de la courbe est presque la même que celle de Fernando Sá [SA 2004]. La petite différence est due aux conditions de refroidissement utilisées.

Sur la figure III.9, la variation de la fraction du solide en fonction de la température est montrée pour l'alliage Al-5%wtCu. Selon l'expression de Scheil, la fraction du solide n'est fonction que de la température, donc, elle croît avec l'abaissement de cette dernière.

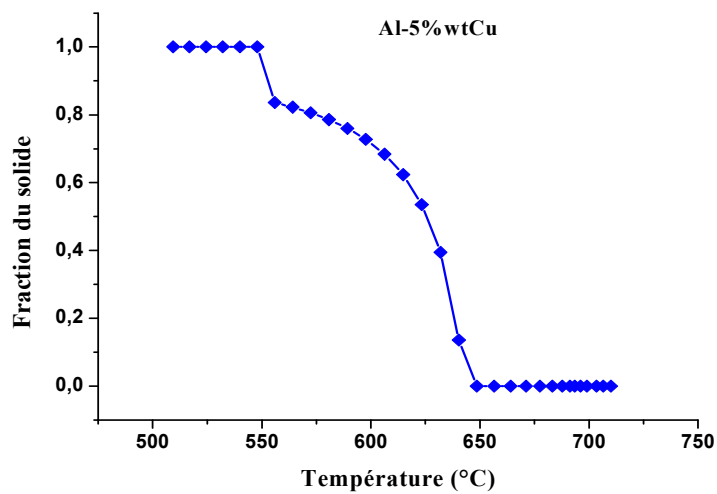


Figure III.9: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-5%wtCu.

La figure III.10 représente la variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la densité, la chaleur spécifique) en fonction de la fraction du solide pour l'alliage Al-5%wtCu.

Ces propriétés varient linéairement avec la fraction du solide. Par exemple, si $f_s = 0$, la conductivité thermique prend la valeur $K_l = 88.8 \text{ W/m}^\circ\text{K}$. Par contre, si $f_s = 1$, elle prend la valeur $K_s = 192 \text{ W/m}^\circ\text{K}$.

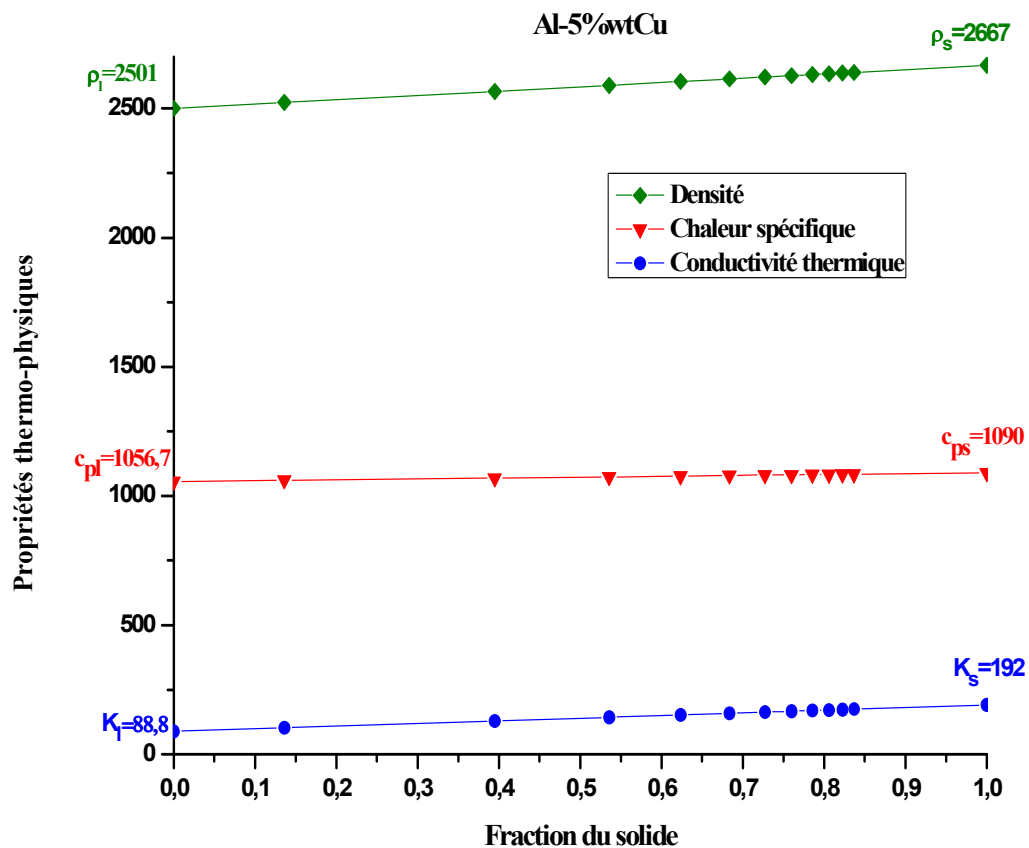


Figure III.10: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-5%wtCu.

III.10.1.2. Al-8%wtCu :

La figure III.11 représente la variation des lignes isothermes dans l'alliage Al-8%wtCu pour différents temps de refroidissement ($t=50s$, $t=100s$ et $t=150s$), et montre que l'allure des lignes isothermes change avec le temps. Ces lignes présentent une certaine différence avec celles de l'alliage Al-5%wtCu, qui résulte de la différence dans les propriétés thermo-physiques de chaque alliage.

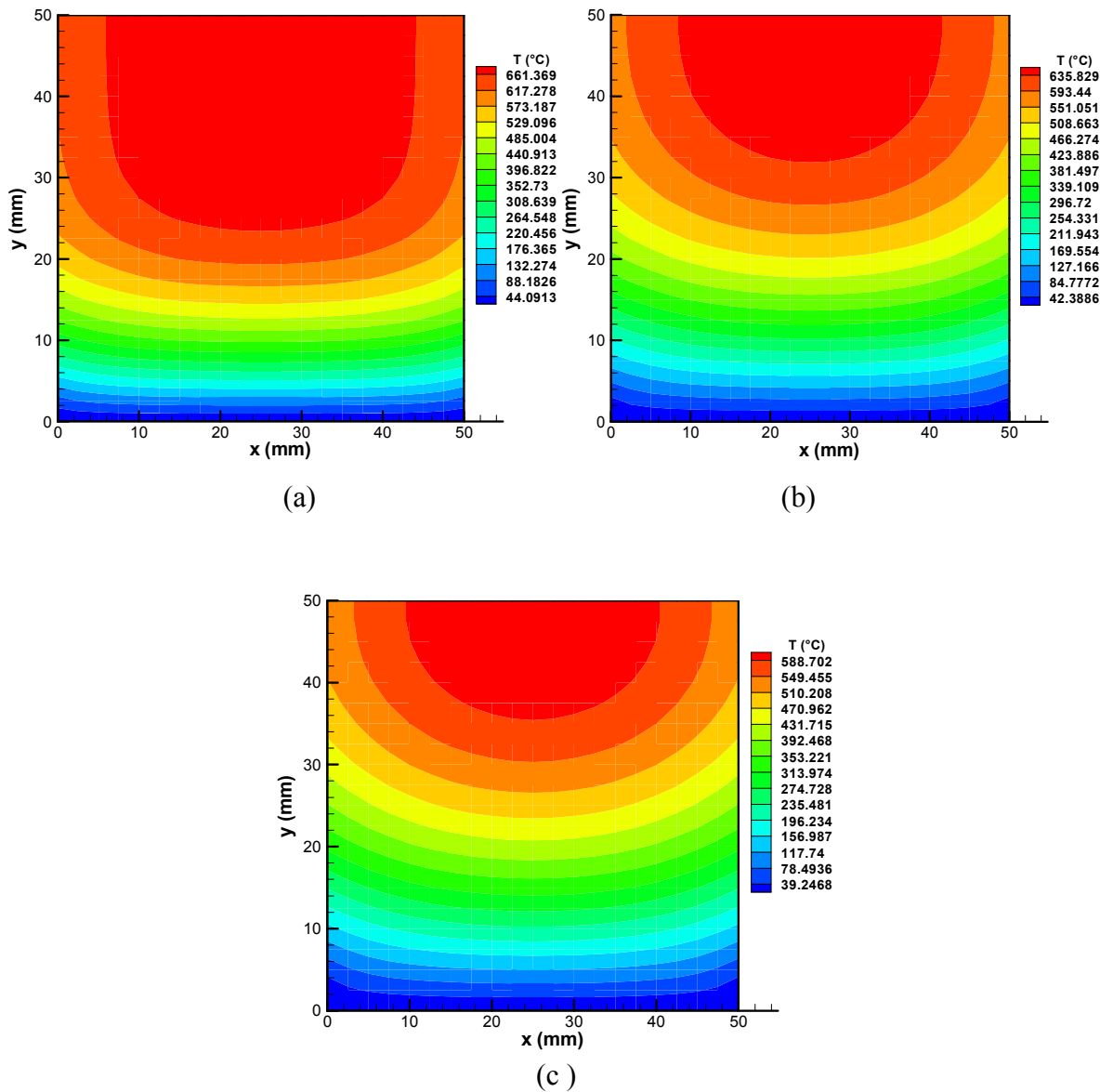


Figure III.11: Allure des lignes isothermes pour Al-8%wtCu :
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100s$, (c) à $t=150s$.

La figure III.12 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'échantillon Al-8%wtCu. La courbe obtenue est comparée à celle d'Alexandre Boeira et autres [BOE 2009]. Ces courbes présentent une certaine concordance.

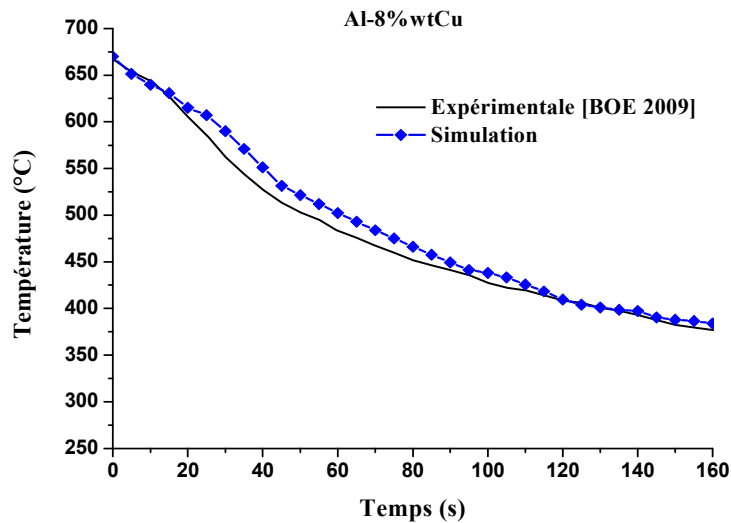


Figure III.12: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-8%wtCu

Sur la figure III.13, la variation de la fraction du solide en fonction de la température est montrée pour l'alliage Al-8%wtCu. Au dessus de la température du liquidus, la fraction du solide est nulle, toutefois, au dessous de la température eutectique, la fraction du solide prend la valeur 1.

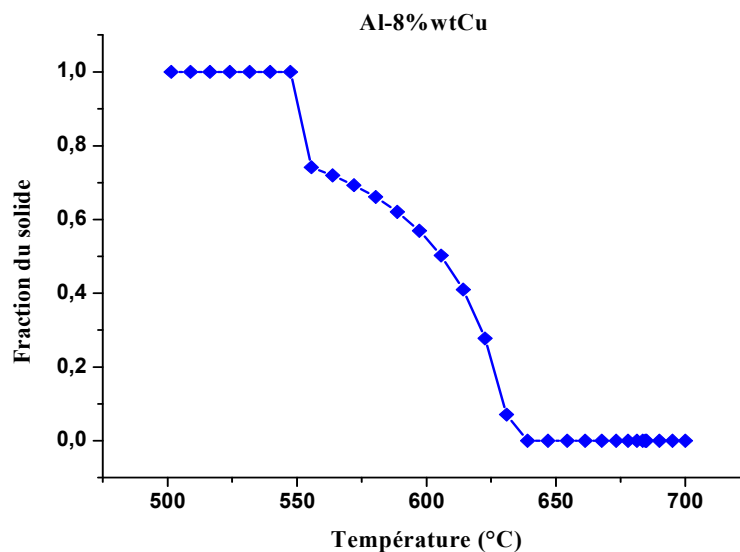


Figure III.13: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-8%wtCu.

La figure III.14 représente la variation de la conductivité thermique, de la chaleur spécifique et de la densité en fonction de la fraction du solide pour l'alliage Al-8%wtCu.

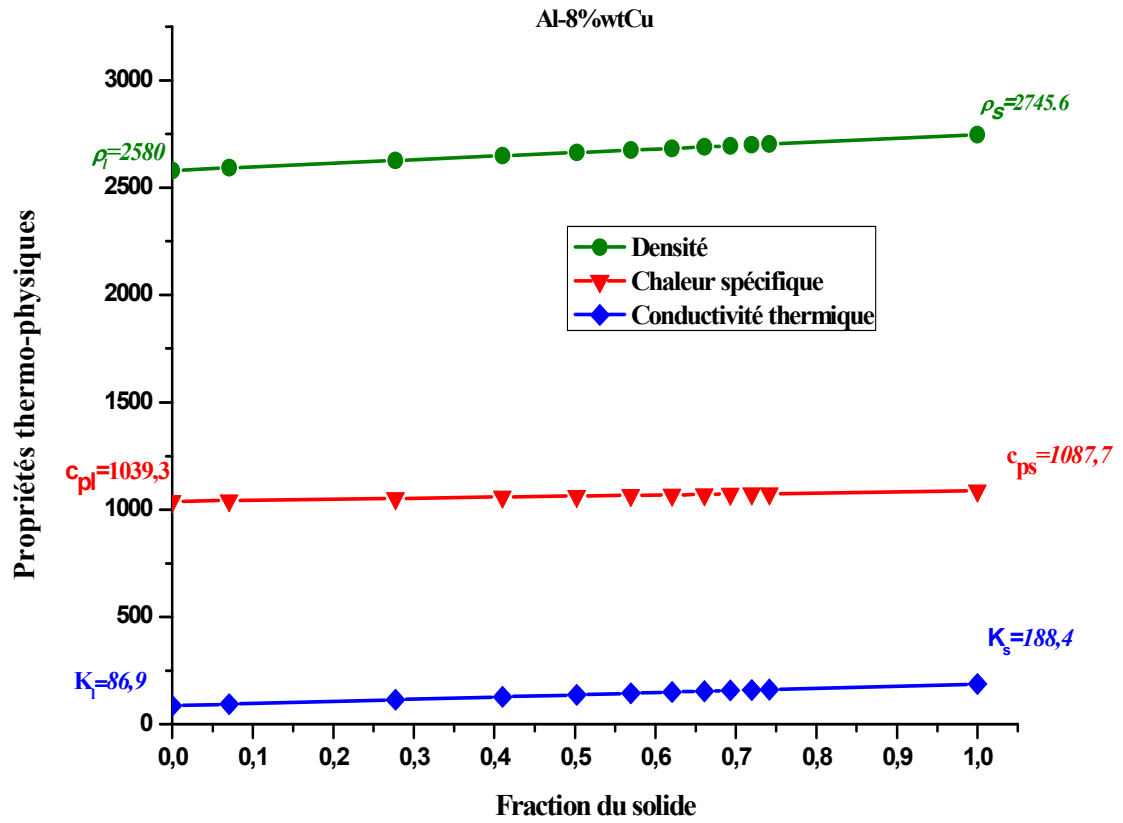


Figure III.14 : Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-8%wtCu

III.10.1.3. Al-10%wtCu :

La figure III.15 représente la variation des lignes isothermes dans l'alliage Al-10%wtCu pour différents temps de refroidissement, et montre que les lignes isothermes se déplacent vers le liquide avec le temps.

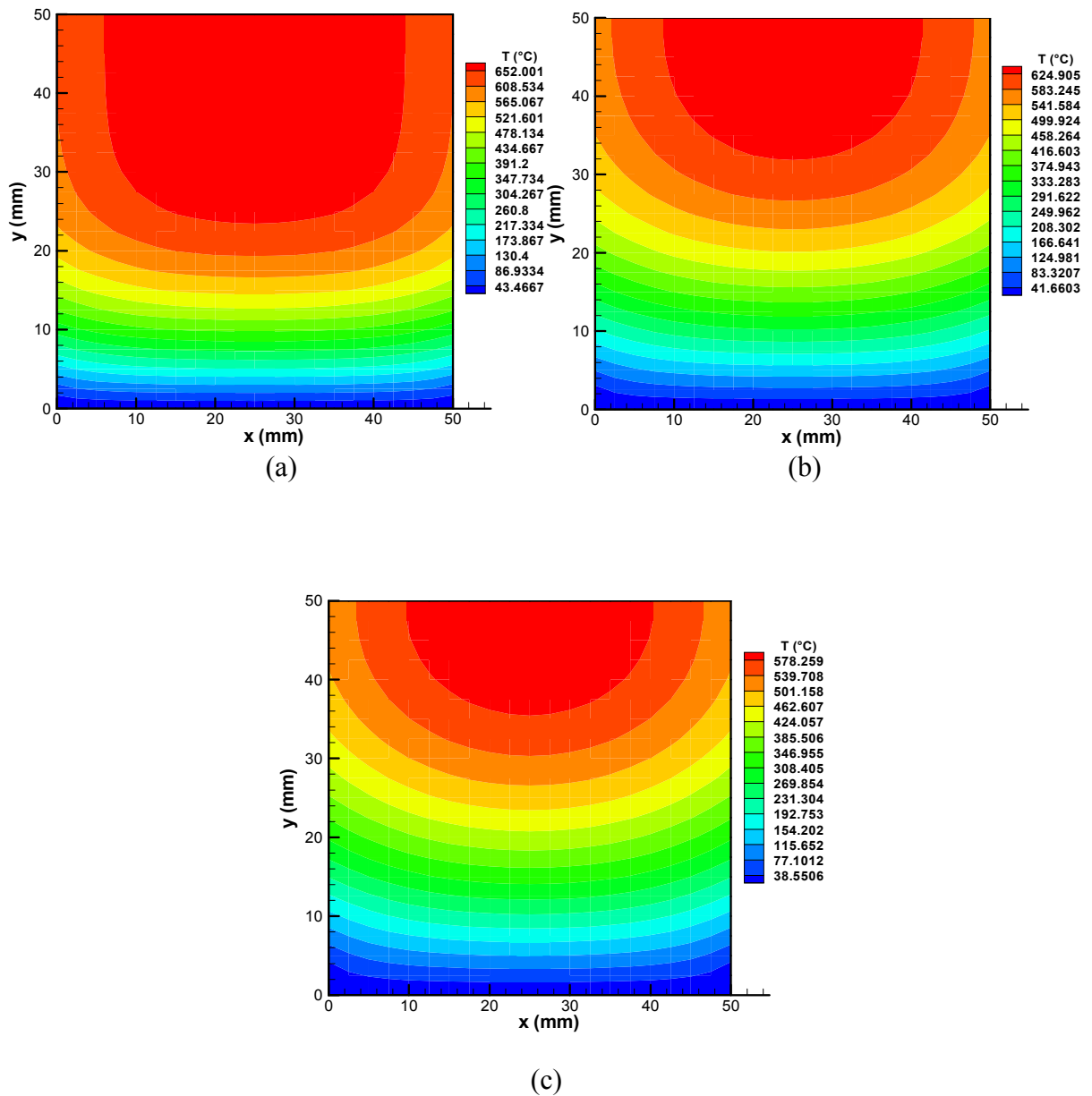


Figure III.15: Allure des lignes isothermes pour Al-10%wtCu :
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100s$, (c) à $t=150s$.

La figure III.16 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'échantillon Al-10%wtCu. L'allure de la courbe résultante est en accord avec les courbes expérimentales.

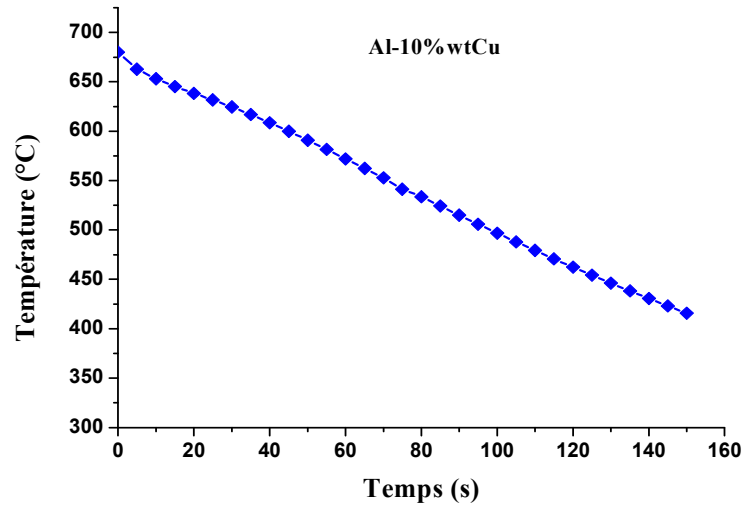


Figure III.16: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-10%wtCu

Sur la figure III.17, la variation de la fraction du solide en fonction de la température est montrée pour l'alliage Al-10%wtCu. La fraction du solide varie avec la température selon la formule de Scheil, donc, elle est nulle pour les températures $T > T_L$ (dans ce cas, $T_L = 626\text{ °C}$) et égale à 1 pour les température en dessous de la température eutectique ($T_E = 548\text{ °C}$).

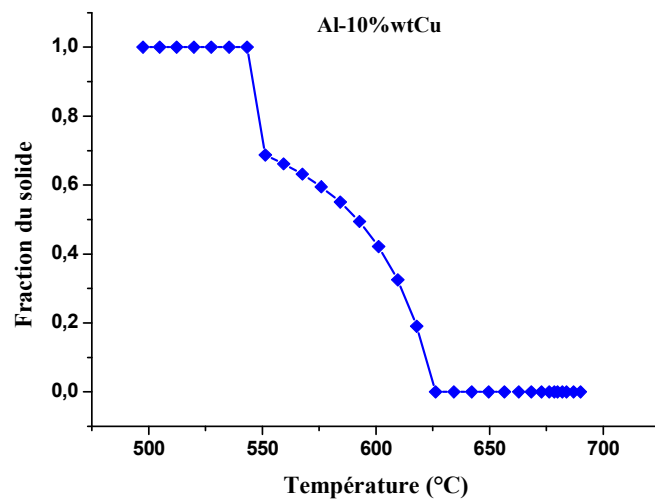


Figure III.17: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-10%wtCu

La figure III.18 représente la variation de la conductivité thermique, de la chaleur spécifique et de la densité en fonction de la fraction du solide constitué pour l'alliage Al-10%wtCu.

Ces propriétés varient avec la fraction du solide de manière linéaire et prennent leurs valeurs à l'état liquide quand la fraction du solide est nulle, et lorsque la fraction du solide égale à 1, elles prennent leurs valeurs à l'état solide.

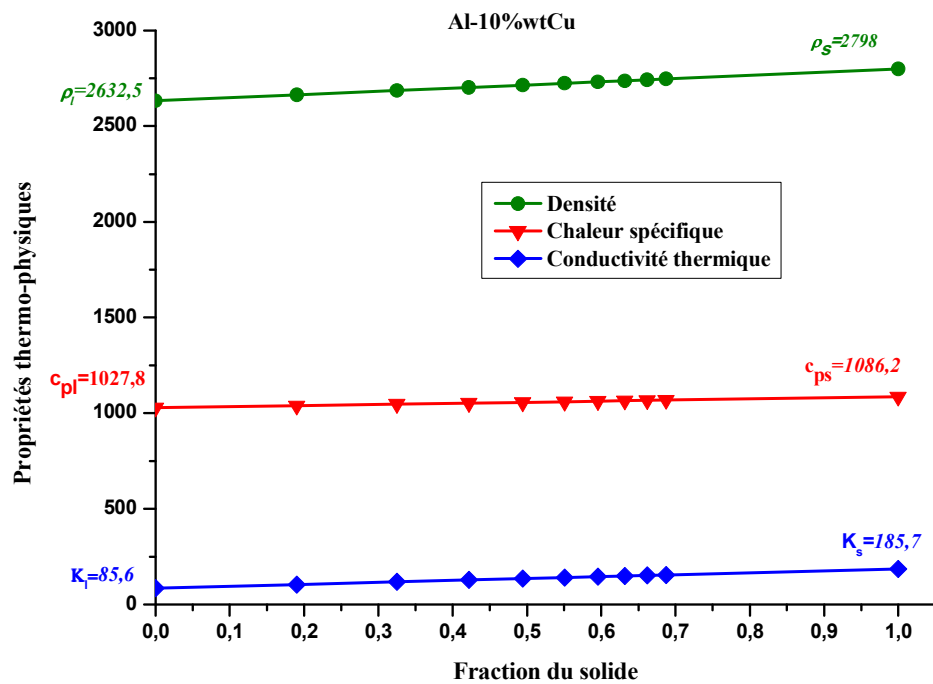


Figure III.18: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-10%wtCu.

III.10.1.4. Al-15wt%Cu :

La figure III.19 représente la variation des lignes isothermes dans l'alliage Al-15wtCu pour les temps de refroidissement: $t=50s$, $t=100s$ et $t=150s$, et montre que l'allure des lignes isothermes change avec le temps.

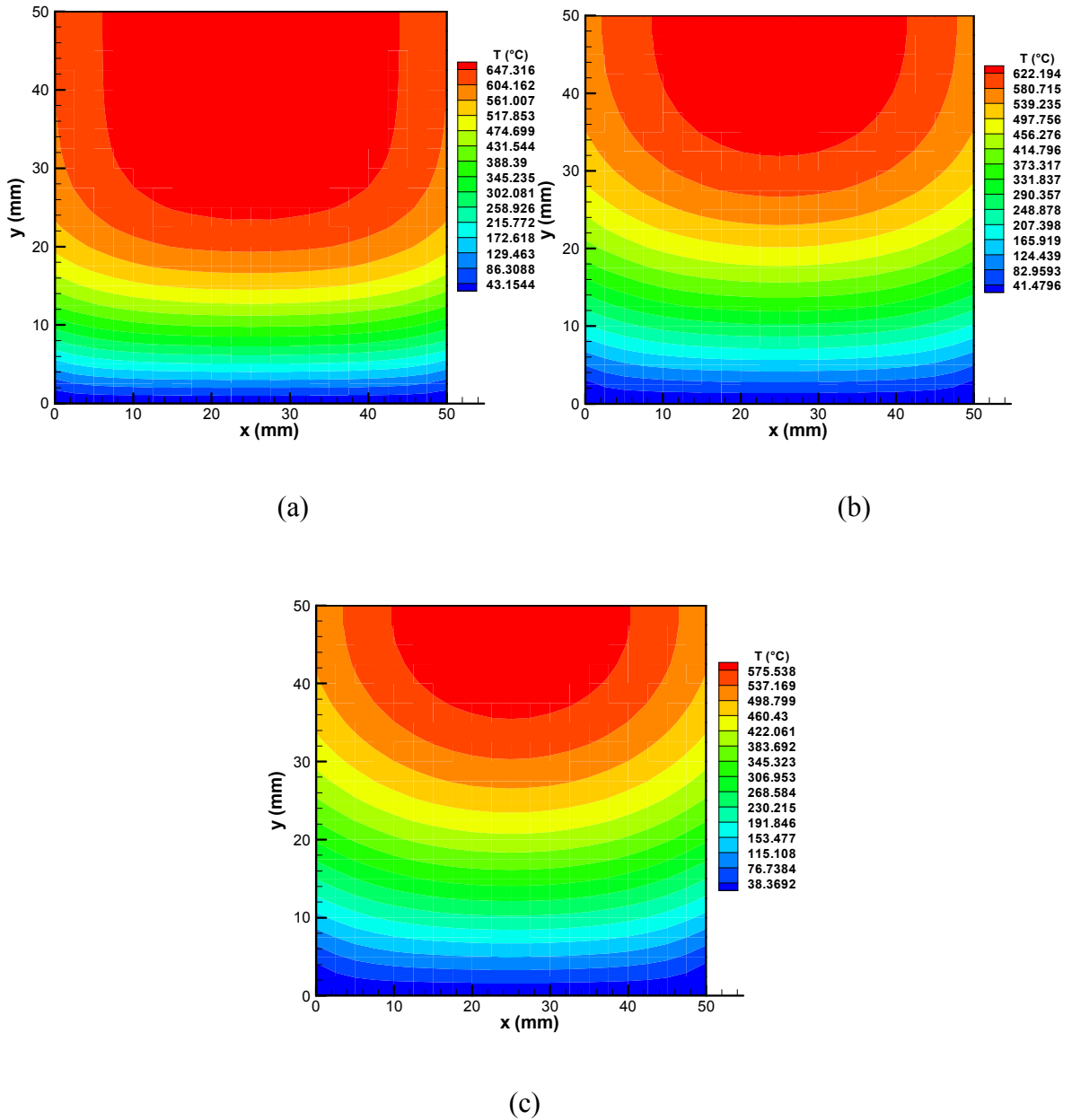


Figure III.19: Allure des lignes isothermes pour Al-15wtCu :
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100s$, (c) à $t=150s$.

La figure III.20 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'échantillon Al-15%wtCu. La température de l'échantillon décroît avec le temps.

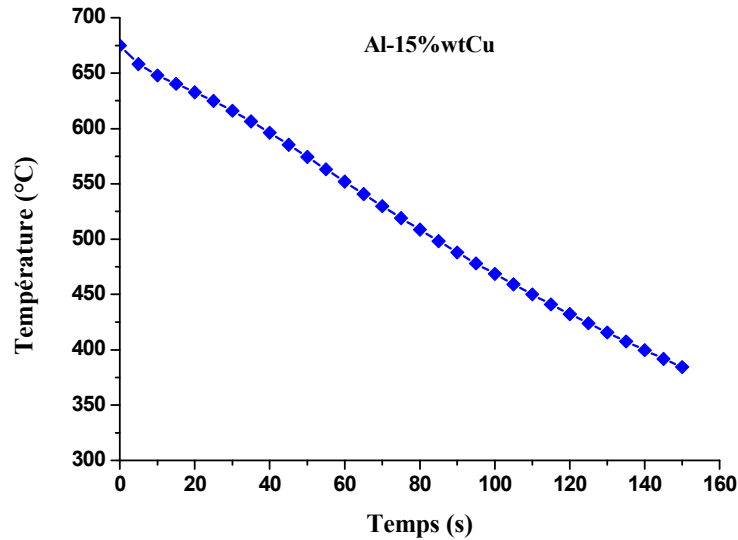


Figure III.20: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-15%wtCu

La variation de la fraction du solide en fonction de la température pour l'alliage Al-15%wtCu est représentée sur la figure III.21. Aux températures $T > T_L$ ($T_L = 609\text{ °C}$), la fraction du solide $f_s = 0$, tandis qu'à des températures $T < T_E$, la fraction du solide $f_s = 1$.

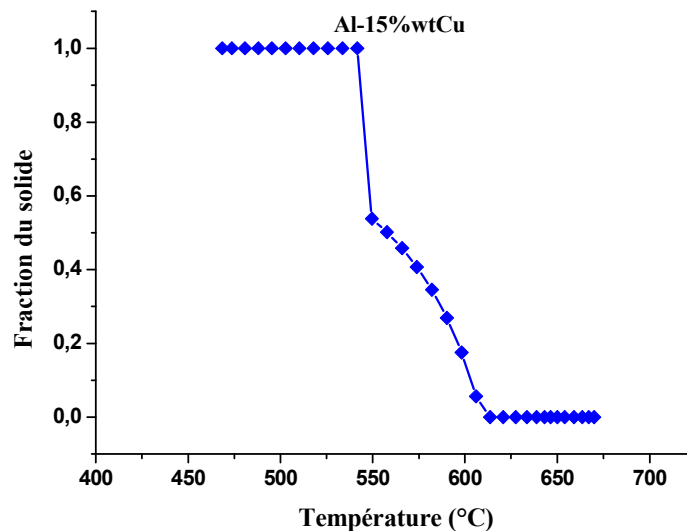


Figure III.21: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-15%wtCu

La figure III.22 montre la variation des propriétés: conductivité thermique, chaleur spécifique et densité en fonction de la fraction du solide pour Al-15%wtCu. Chaque propriété varie linéairement avec la fraction du solide.

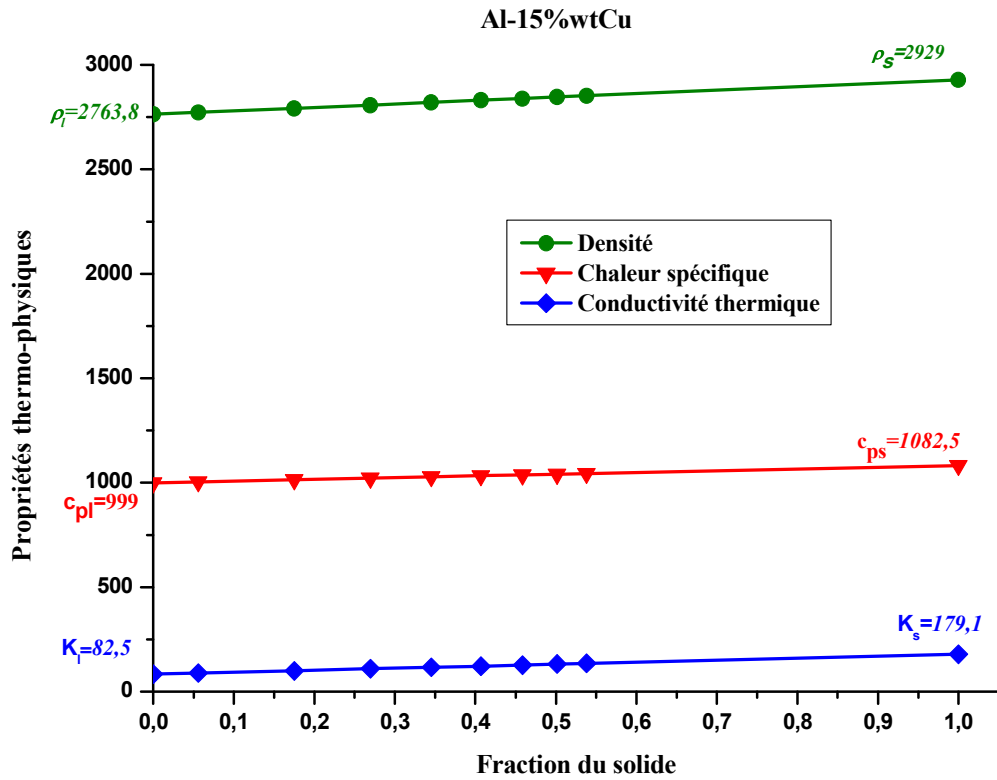


Figure III.22: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-15%wtCu.

III.10.2. Résultats obtenus pour l'alliage Aluminium-Silicium :

Nous allons présenter les résultats obtenus après les calculs pour les compositions suivantes:

- Al-3%wtSi
- Al-5%wtSi
- Al-7%wtSi
- Al-9%wtSi

III.10.2.1. Al-3%wtSi :

La figure III.23 représente la variation des lignes isothermes dans l'alliage Al-3%wtSi pour différents temps de refroidissement, et montre que l'allure des lignes isothermes change avec le temps.

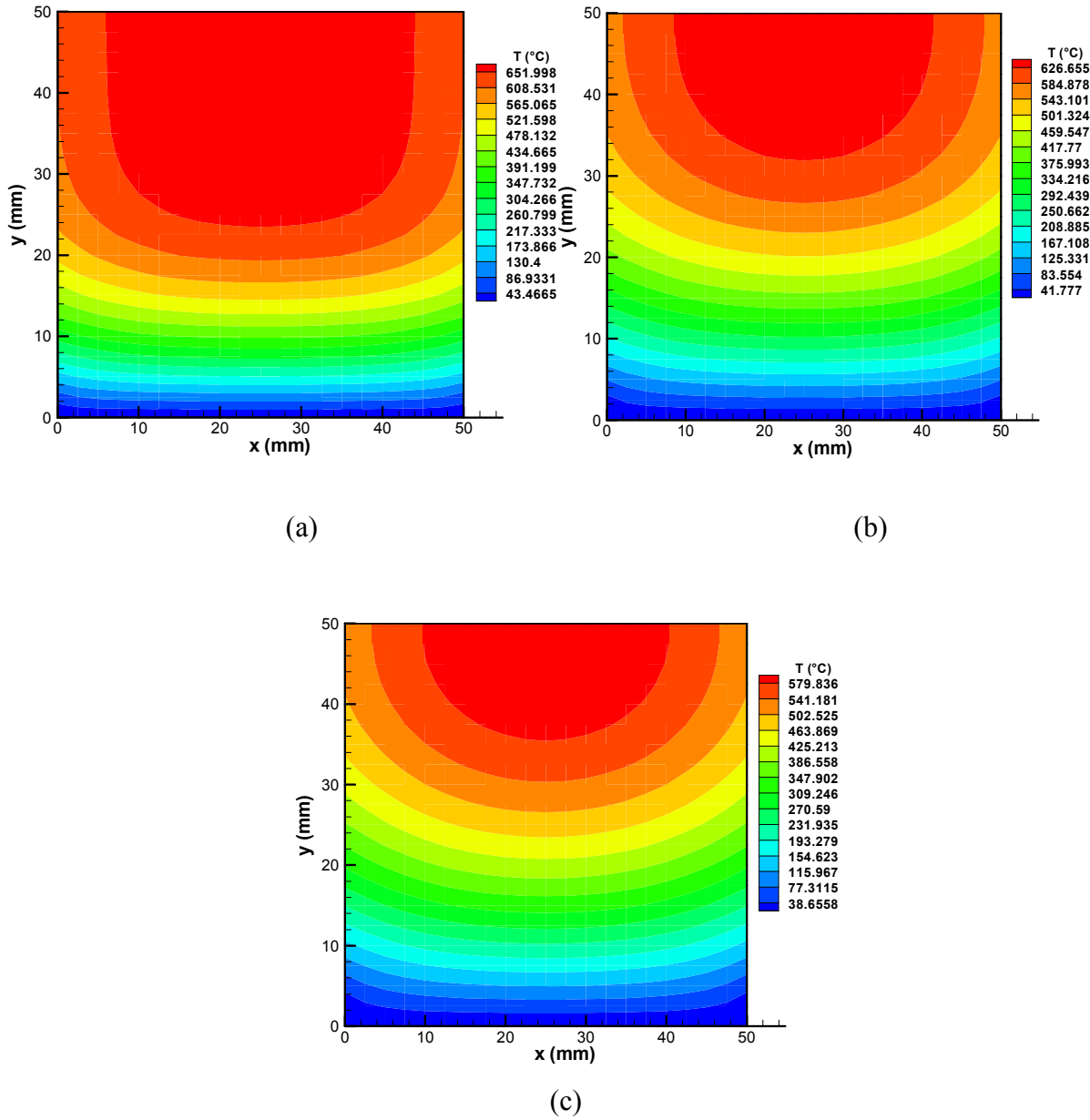


Figure III.23: Allure des lignes isothermes pour Al-3%wtSi :

(a) à $t=50s$, (b) à $t=100s$, (c) à $t=150s$.

La figure III.24 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'échantillon Al-3%wtSi. La courbe obtenue a la même allure que celle présentée par M.D. Peres et autres [PER 2004], mais elle présente quelques différences avec celle-ci et cette différence est due aux conditions dans lesquelles s'est réalisé le refroidissement.

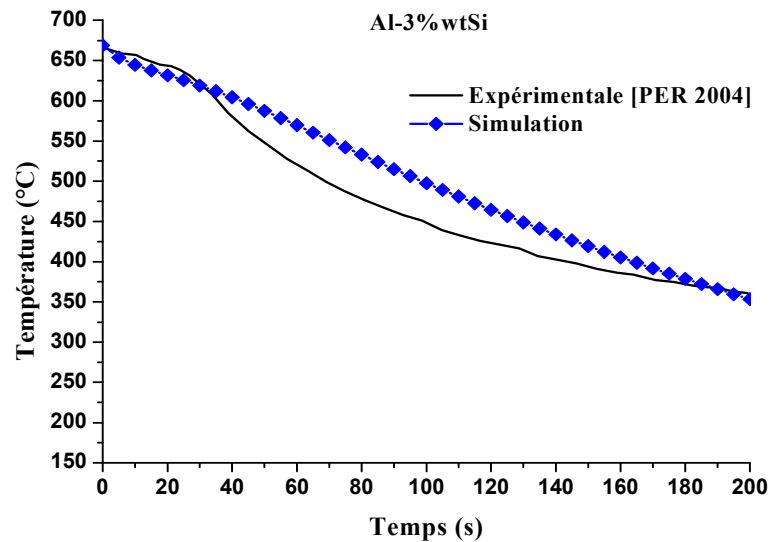


Figure III.24: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-3%wtSi.

La figure III.25 montre l'allure de la courbe de la variation de la fraction du solide en fonction de la température pour l'échantillon Al-3%wtSi. La fraction du solide augmente avec la décroissance de la température selon la formule décrite par Scheil.

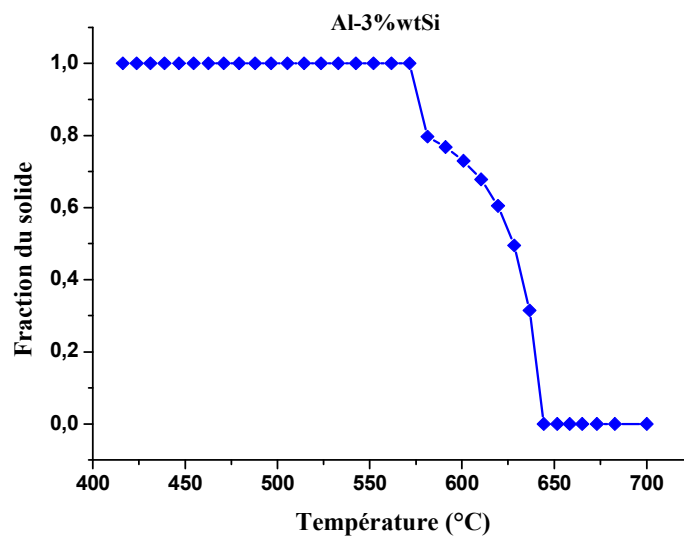


Figure III.25: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-3%wtSi

La variation de la conductivité thermique, de la chaleur spécifique et de la densité en fonction de la fraction du solide pour Al-3%wtSi est montrée sur la figure III.26. Ces propriétés varient linéairement avec la fraction du solide.

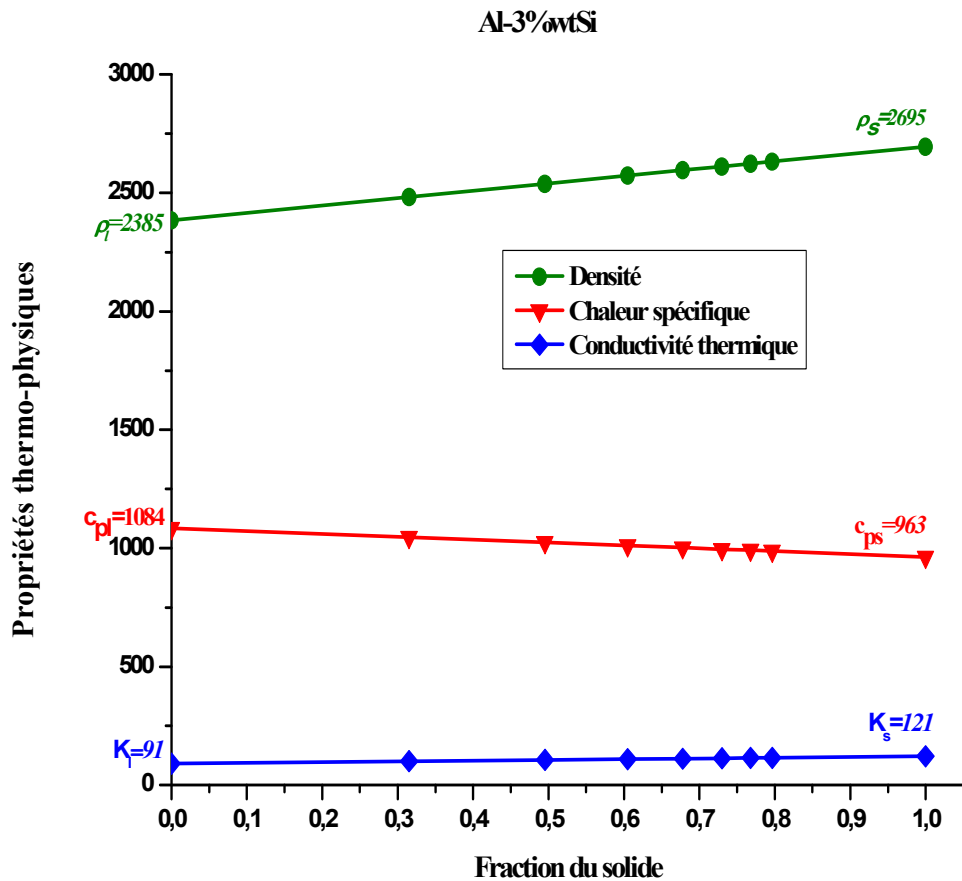


Figure III.26: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-3%wtSi.

III.10.2.2. Al-5%wtSi :

La figure III.27 représente la variation des lignes isothermes dans l'alliage Al-5%wtSi pour différents temps de refroidissement ($t=50s$, $t=100s$ et $t=150s$) et montre que l'allure des lignes isothermes change avec le temps. Comparé à l'alliage Al-3%wtSi, ces lignes isothermes ne présentent pas d'importante différence à raison que la différence dans la concentration du silicium dans l'aluminium est petite.

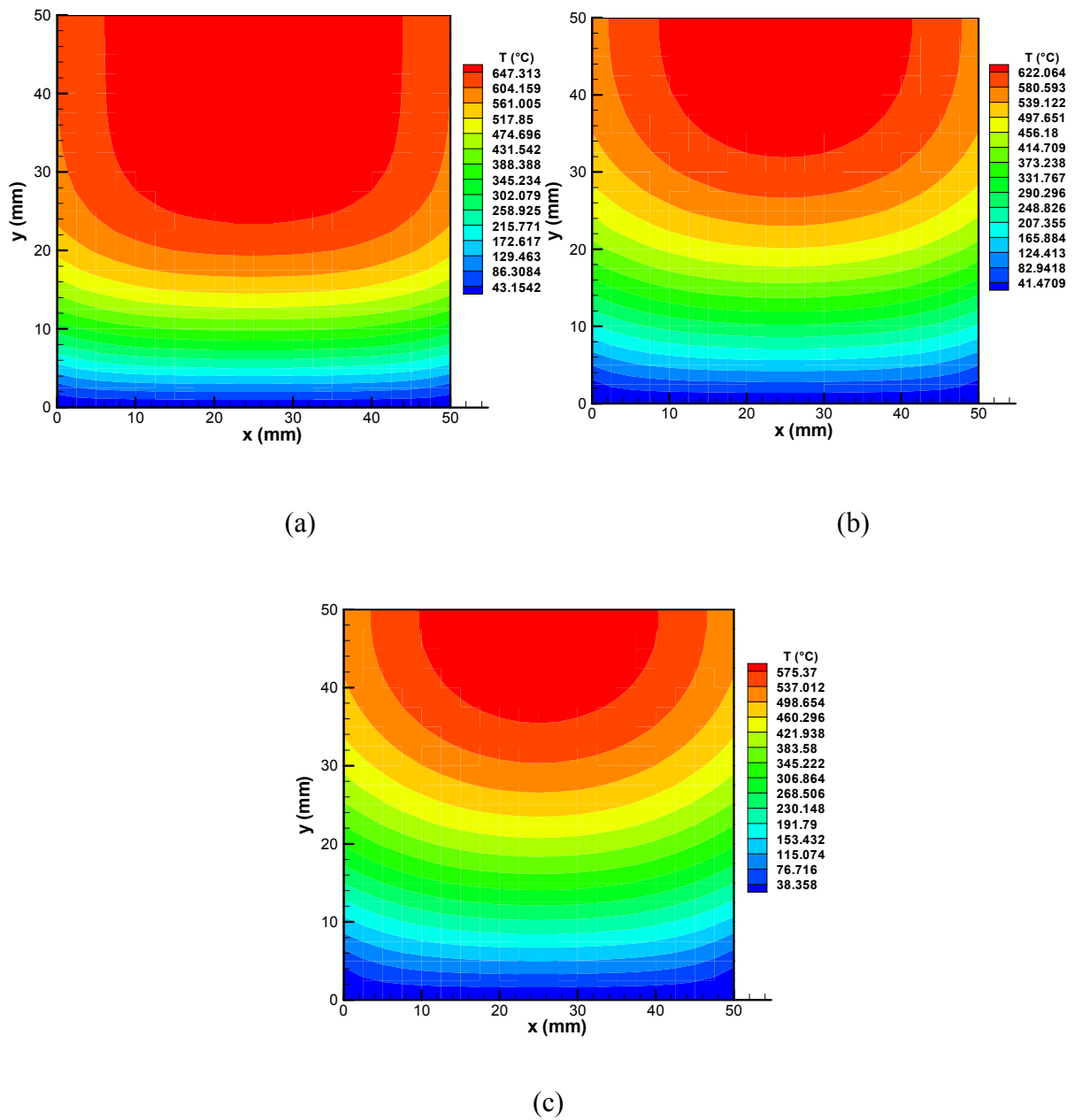


Figure III.27: Allure des lignes isothermes pour Al-5%wtSi :
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100s$, (c) à $t=150s$.

La figure III.28 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'échantillon Al-5%wtSi. La température dans l'échantillon décroît avec l'augmentation du temps de refroidissement.

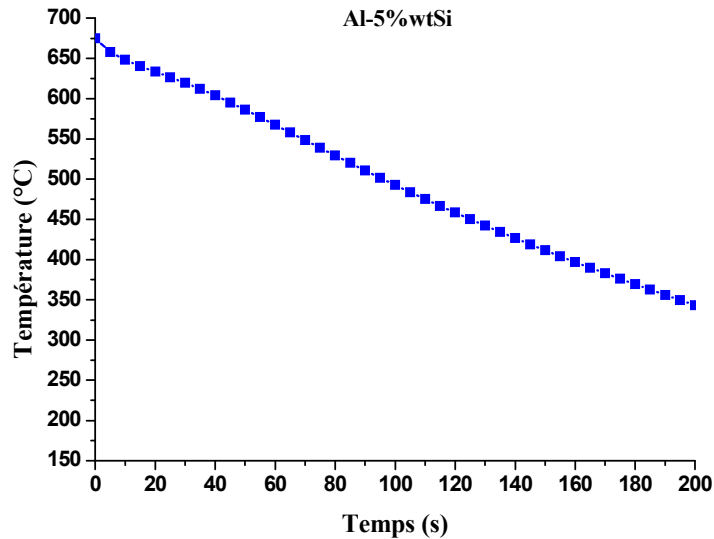


Figure III.28: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-5%wtSi

Sur la figure III.29, la variation de la fraction du solide en fonction de la température est montrée pour l'alliage Al-5%wtCu. La fraction du solide accroît avec l'abaissement de la température tel qu'il a été décrit par la formule de Scheil.

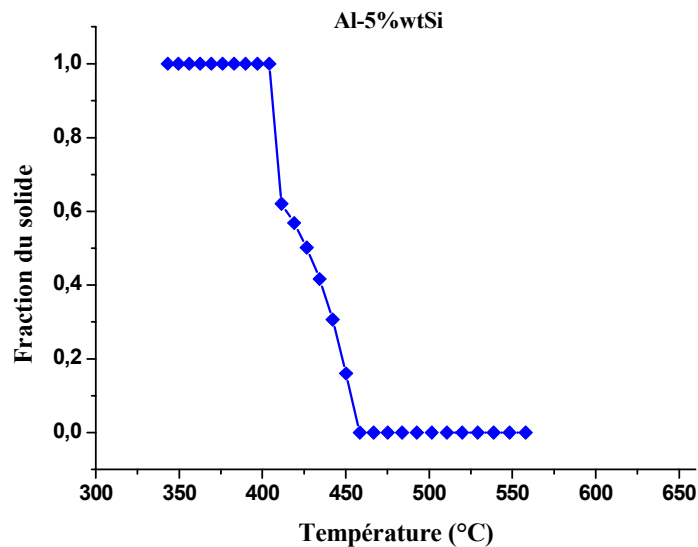


Figure III.29: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-5%wtSi

La figure III.30 représente la variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique, la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-5%wtSi.

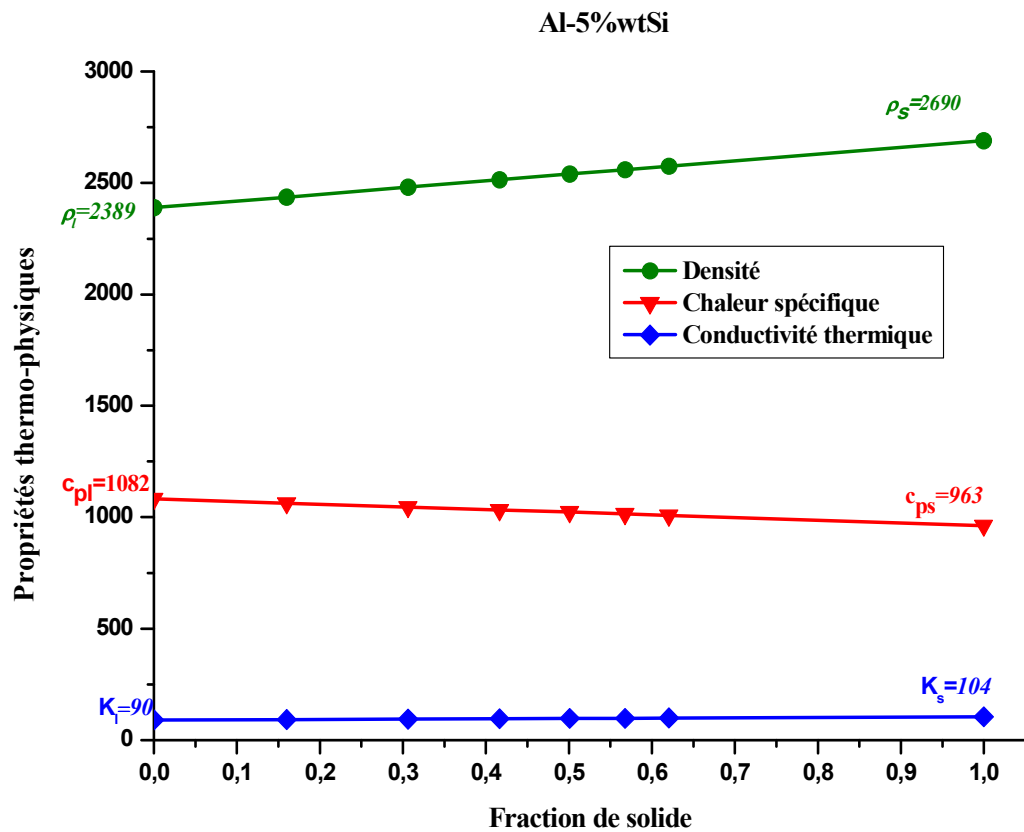


Figure III.30: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-5%wtSi.

III.10.2.3. Al-7%wtSi :

La figure III.31 représente la variation des lignes isothermes dans l'alliage Al-7%wtSi pour différents temps de refroidissement. Elle montre que l'allure des lignes isothermes change avec le temps. Ces lignes se déplacent vers le liquide en augmentant le temps de refroidissement.

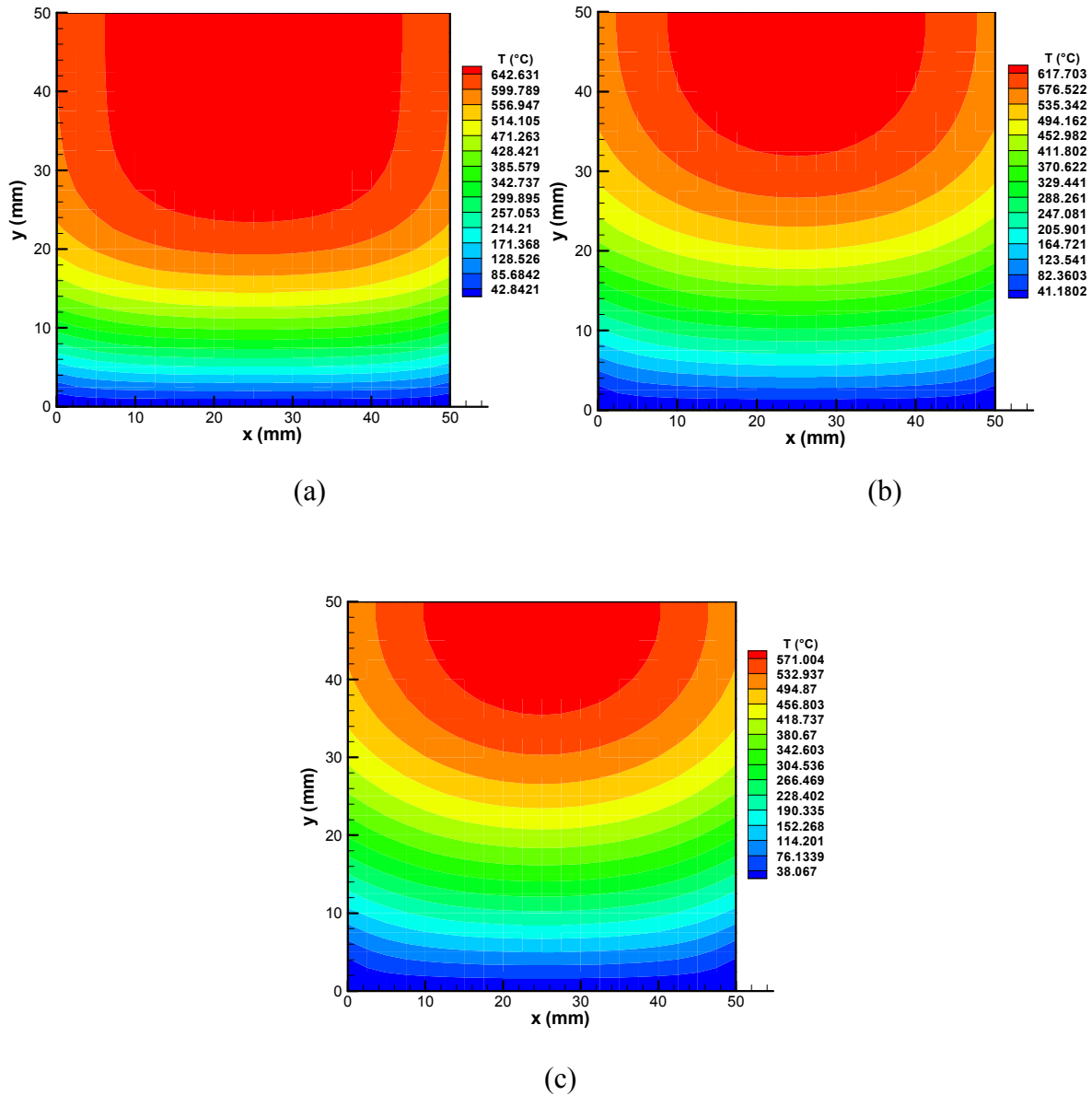


Figure III.31: Allure des lignes isothermes pour Al-7%wtSi :
(a) à $t=50\text{s}$, (b) à $t=100\text{s}$ et (c) à $t=150\text{s}$.

La figure III.32 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'échantillon Al-7%wtSi. La courbe obtenue a presque la même allure que celle présentée par J.E. Spinelli et autres [SPI 2005]. La différence entre les deux courbes peut être justifiée par les conditions de refroidissement, et même par la nature du moule utilisé lors de la solidification.

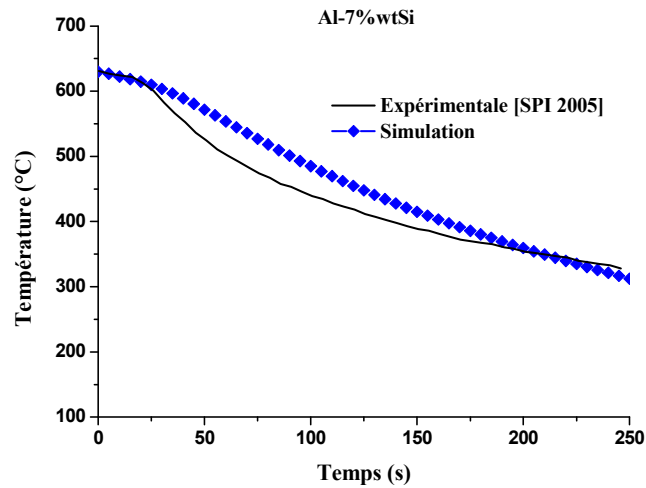


Figure III.32: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-7%wtSi

La variation de la fraction du solide en fonction de la température pour l'alliage Al-7%wtCu est montrée sur la figure III.33. Selon l'expression de Scheil, la fraction du solide accroit avec l'abaissement de la température. A $T > T_L$ ($T_L = 610^\circ\text{C}$), la fraction du solide est nulle, tandis qu'à $T < T_E$ (avec $T_E = 577^\circ\text{C}$) la fraction du solide est égale à l'unité ($f_s = 1$).

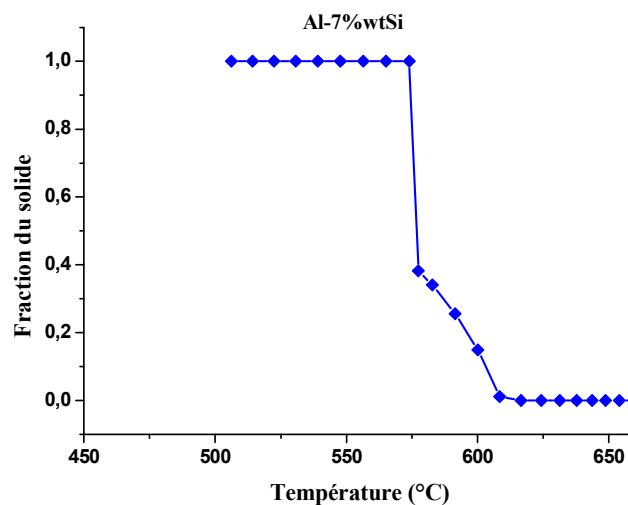


Figure III.33: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-7%wtSi

La figure III.34 montre la variation de la conductivité thermique, de la chaleur spécifique et de la densité en fonction de la fraction du solide pour Al-7%wtSi.

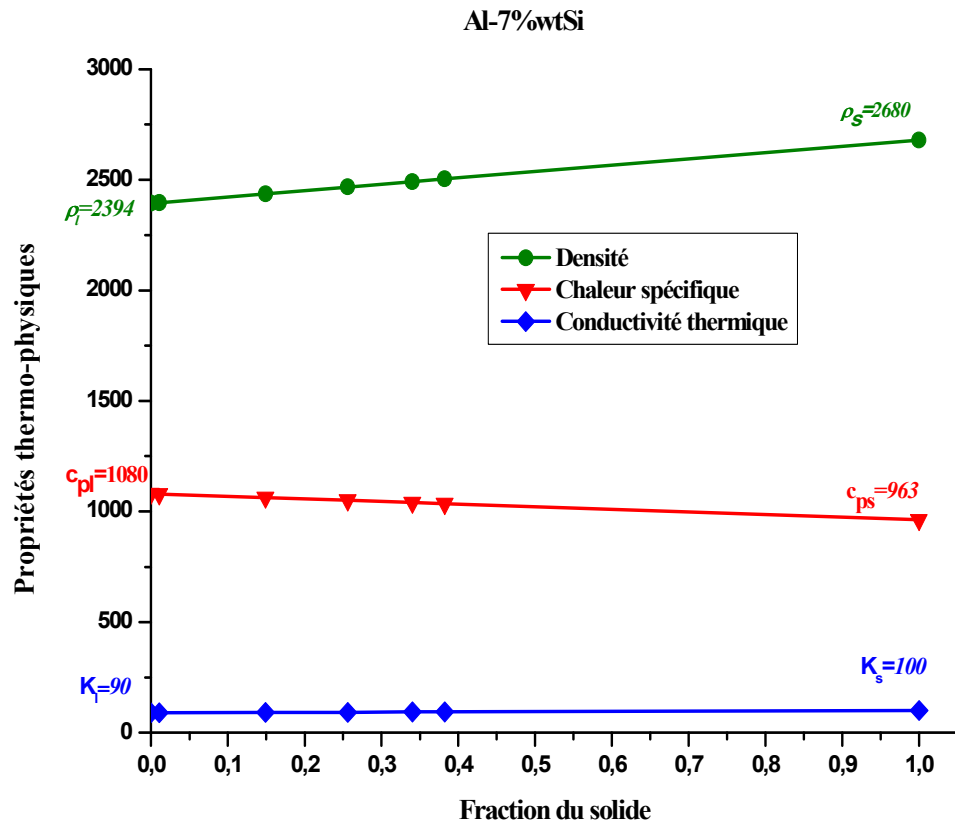


Figure III.34: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-7%wtSi.

III.10.2.4. Al-9%wtSi :

La figure III.35 représente la variation des lignes isothermes dans l'échantillon Al-9%wtSi pour différents temps de refroidissement et montre que l'allure des lignes isothermes change avec le temps.

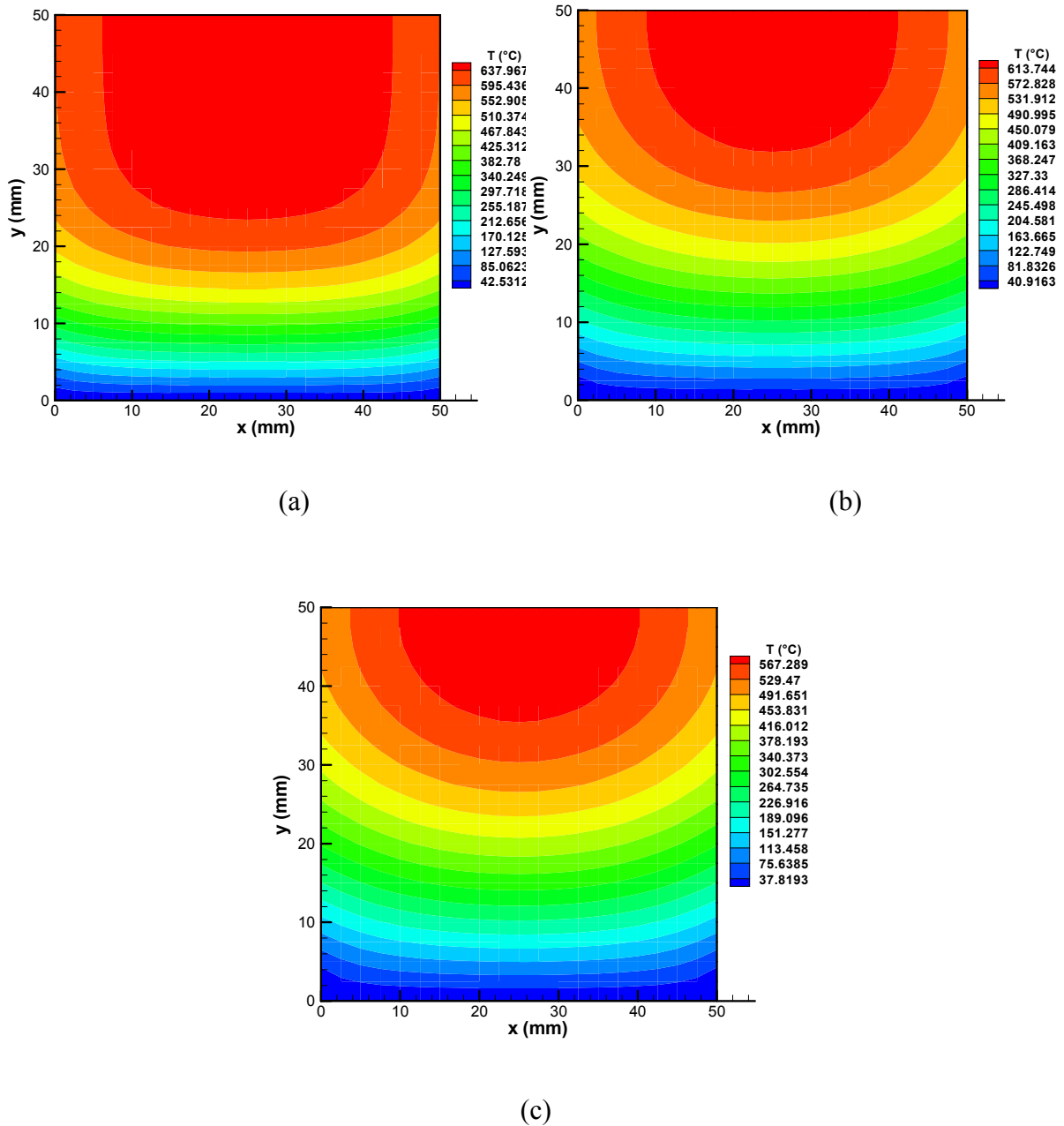


Figure III.35: Allure des lignes isothermes pour Al-9%wtSi :
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100$ et (c) à $t=150s$.

La figure III.36 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'échantillon Al-9%wtSi. Cette courbe respecte l'allure des courbes de refroidissement.

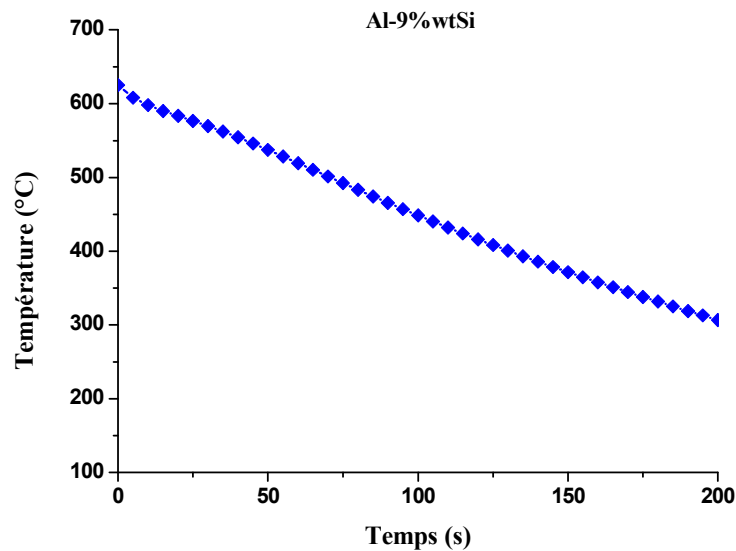


Figure III.36: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-9%wtSi

La figure III.37 montre la variation de la fraction du solide en fonction de la température. Elle varie rapidement par rapport aux autres alliages parce que la différence entre la température du liquidus et la température eutectique est très petite.

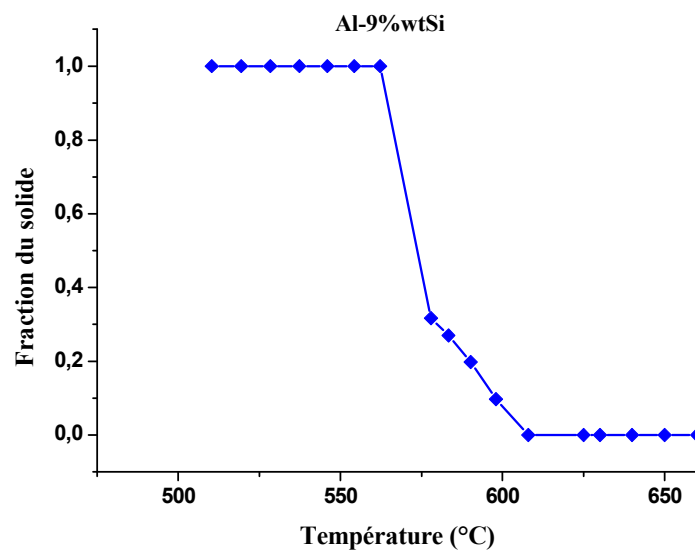


Figure III.37: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-9%wtSi

La variation de la conductivité thermique, de la chaleur spécifique et de la densité en fonction de la fraction du solide pour Al-9%wtSi est montrée sur la figure III.38.

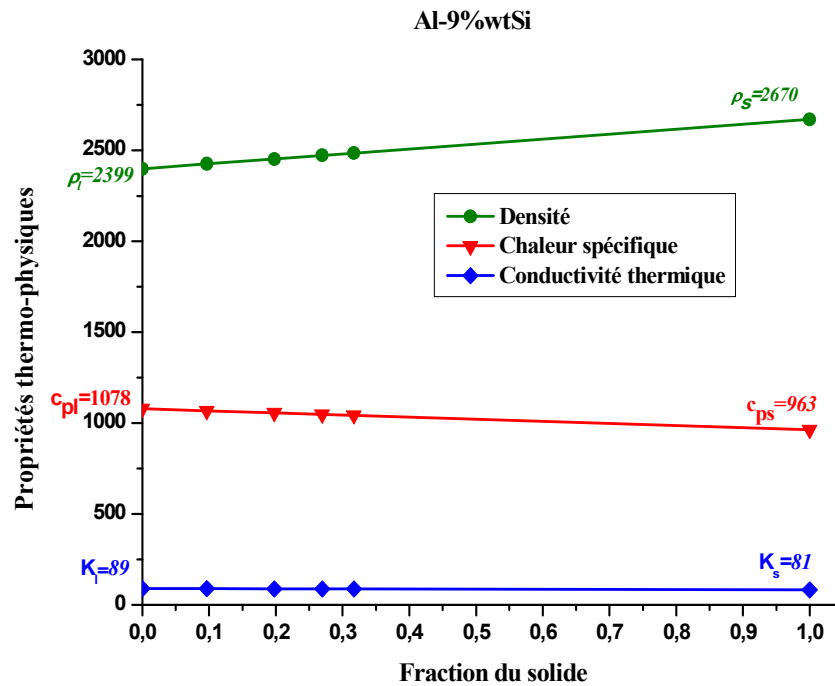


Figure III.38: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-9%wtSi.

III.10.3. Résultats obtenus pour l'alliage Etain-Plomb :

Nous allons présenter les résultats obtenus après les calculs pour:

- Sn-5%wtPb
- Sn-15%wtPb
- Sn-20%wtPb
- Sn-25%wtPb

III.10.3.1. Sn-5%wtPb :

La figure III.39 montre la variation des lignes isothermes pour Sn-5%wtPb à différents temps de refroidissement. L'allure des lignes isothermes dans Sn-5%wtPb se diffère de celles obtenues dans les alliages Al-Cu et Al-Si.

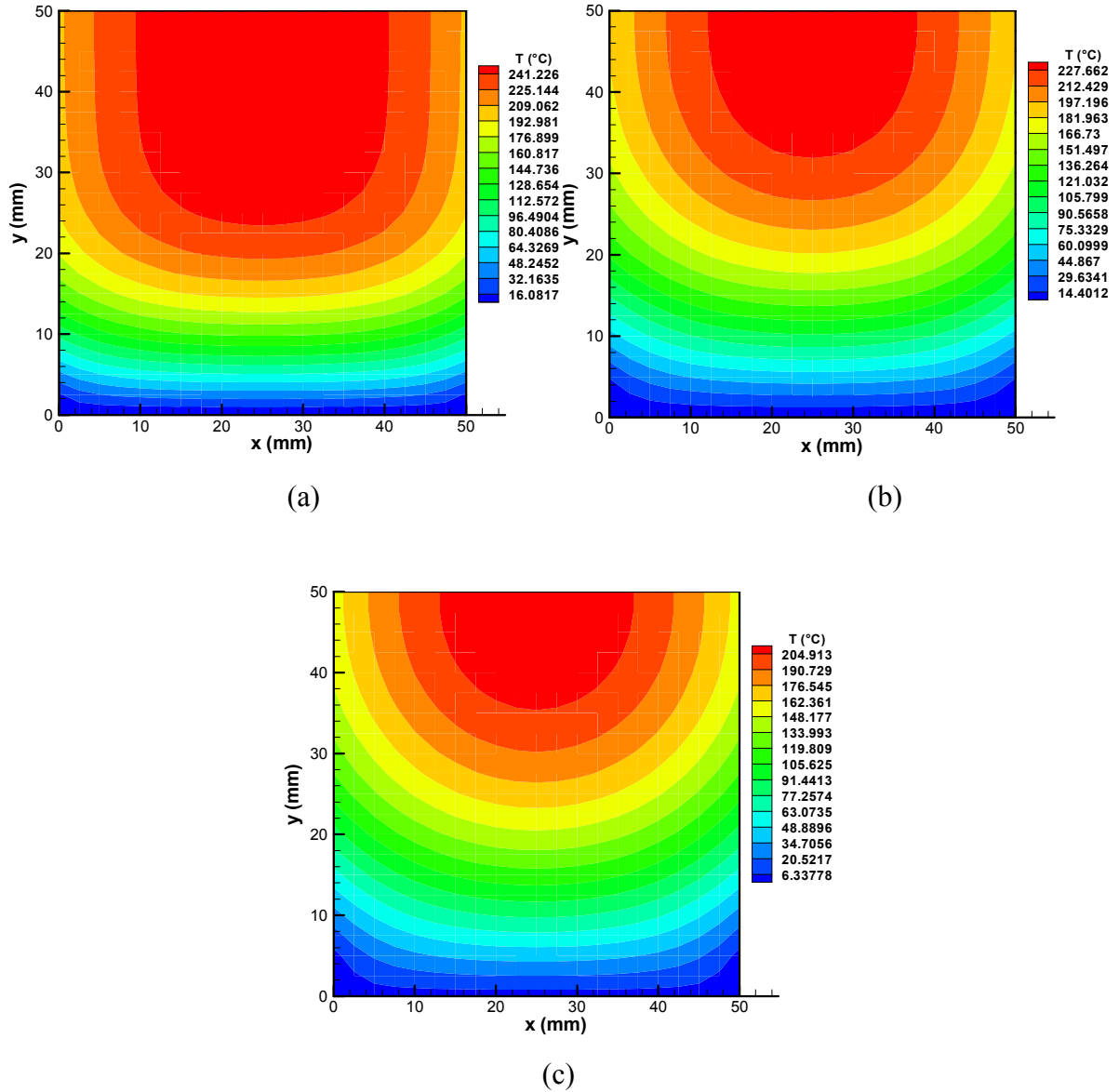


Figure III.39: Allure des lignes isothermes pour Sn-5%wtPb:
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100$ et (c) à $t=150s$.

La figure III.40 représente la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-5%wtPb. La courbe obtenue est en bon accord avec celle présentée par José N. Silva [SIL 2009].

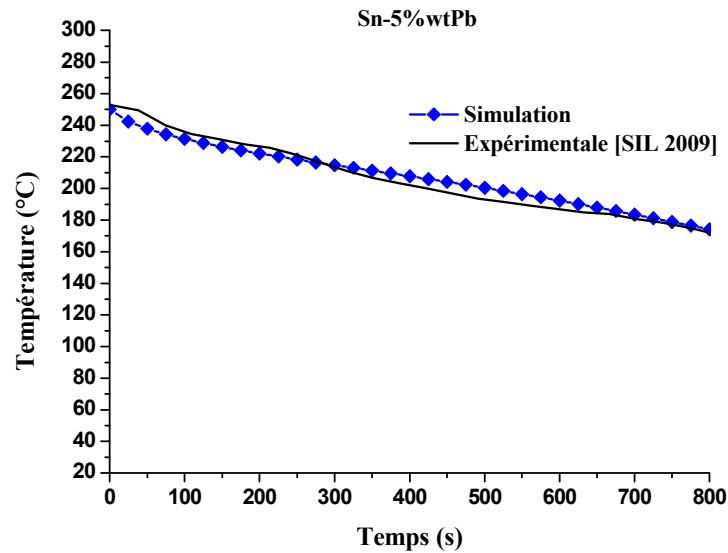


Figure III.40: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-5%wtPb

La figure III.41 montre la variation de la fraction du solide constitué en fonction de la température pour l'alliage Sn-5%wtPb.

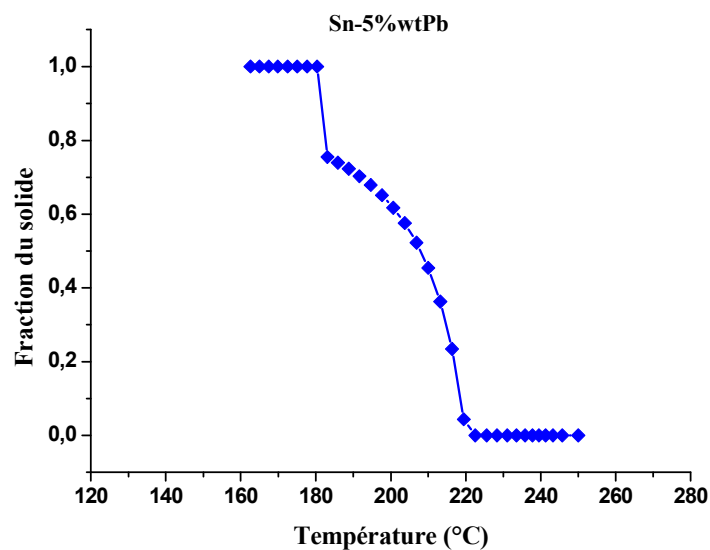


Figure III.41: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Sn-5%wtPb.

La figure III.42 montre la variation des propriétés thermo-physiques en fonction de la fraction du solide pour Sn-5%wtPb.

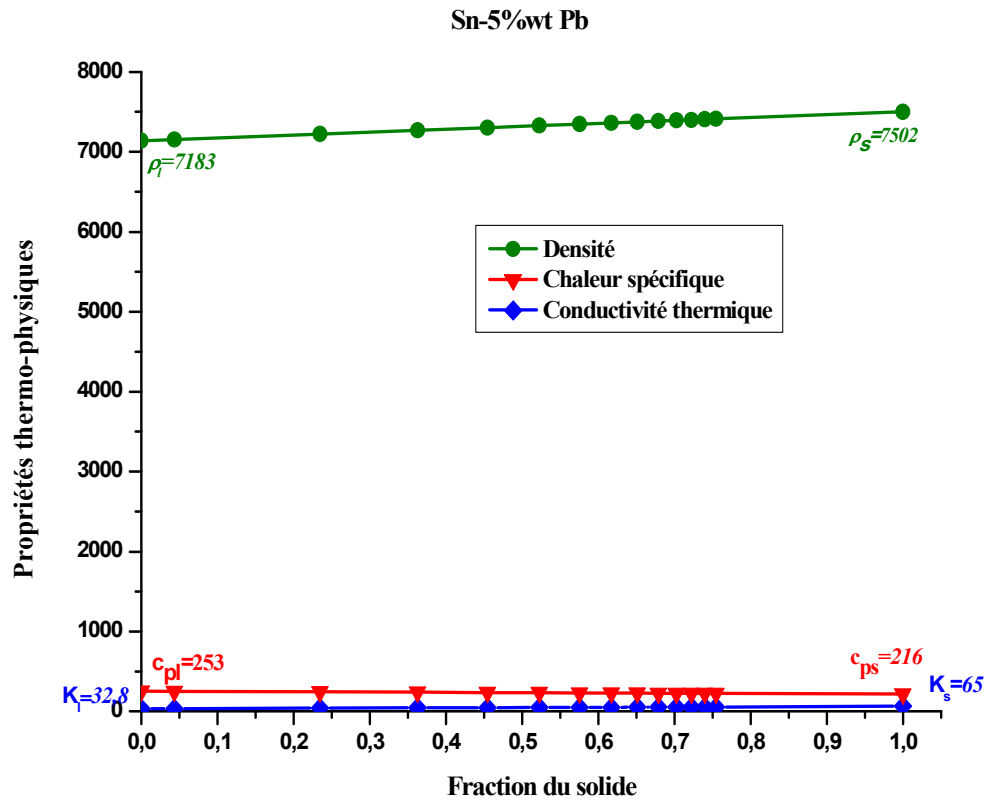


Figure III.42: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Sn-5%wtPb.

III.10.3.2. Sn-15%wtPb :

La figure III.43 montre la variation des lignes isothermes pour Sn-15%wtPb à différents temps de refroidissement ($t=50s$, $t=100s$, et $t=150s$).

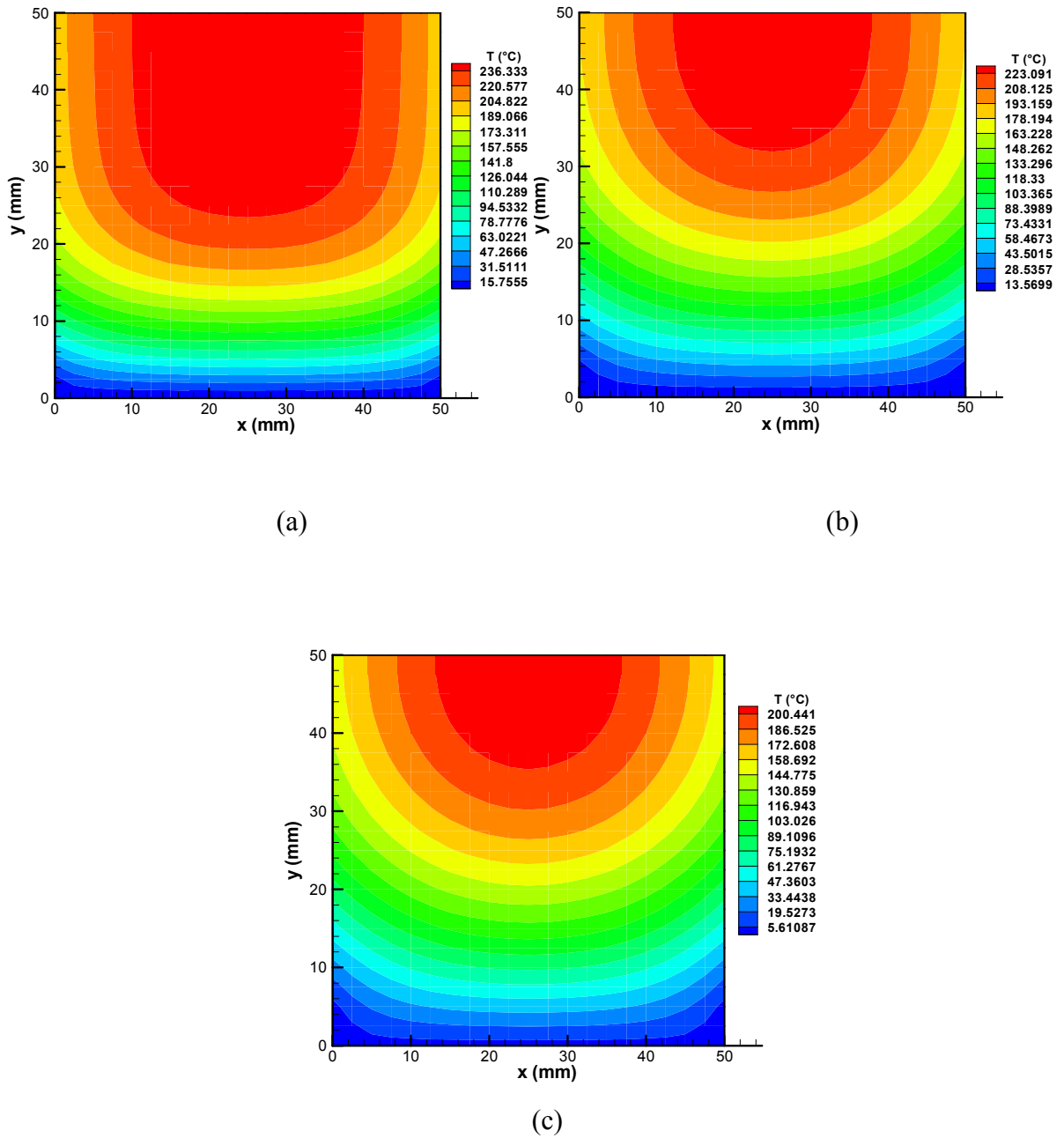


Figure III.43: Allure des lignes isothermes pour Sn-15%wtPb:
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100$ et (c) à $t=150s$.

La figure III.44 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'alliage Sn-15%wtPb. La courbe obtenue est en accord avec celle de José N. Silva [SIL 2009].

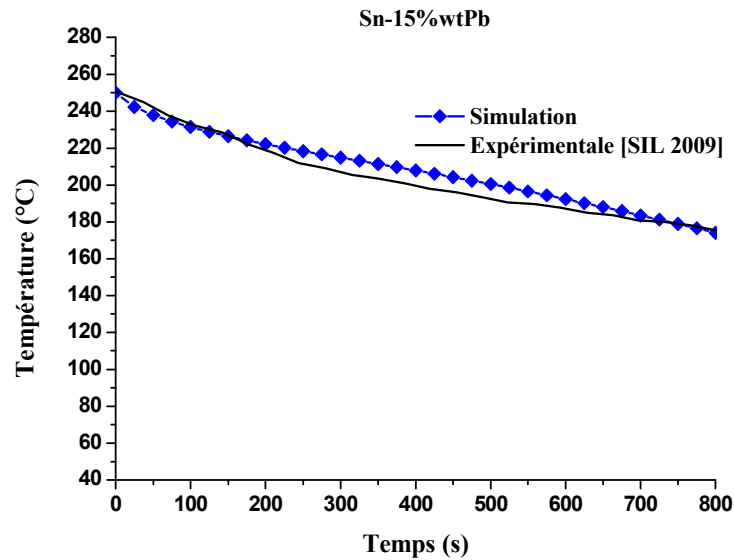


Figure III.44: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-15%wtPb

La figure III.45 représente la variation de la fraction du solide constitué lors de la solidification, pour Sn-15%wtPb, en fonction de la température selon la formule de Scheil.

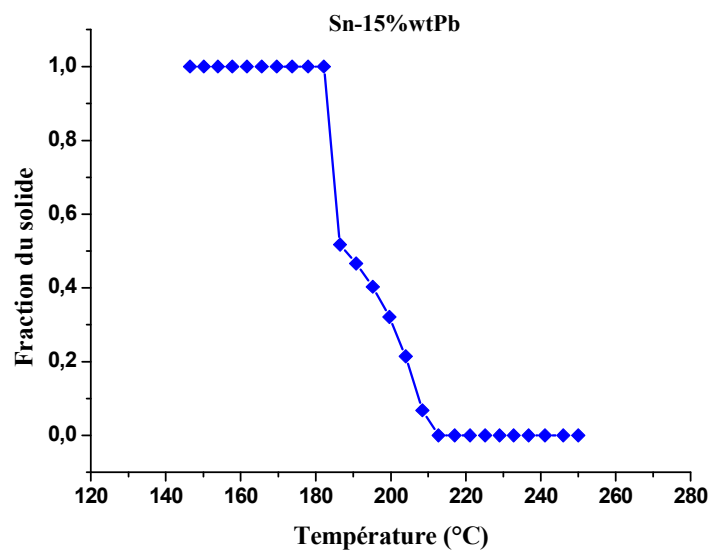


Figure III.45: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Sn-15%wtPb.

La variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide constitué, pour l'alliage Sn-15%wtPb, est représentée sur la figure III.46.

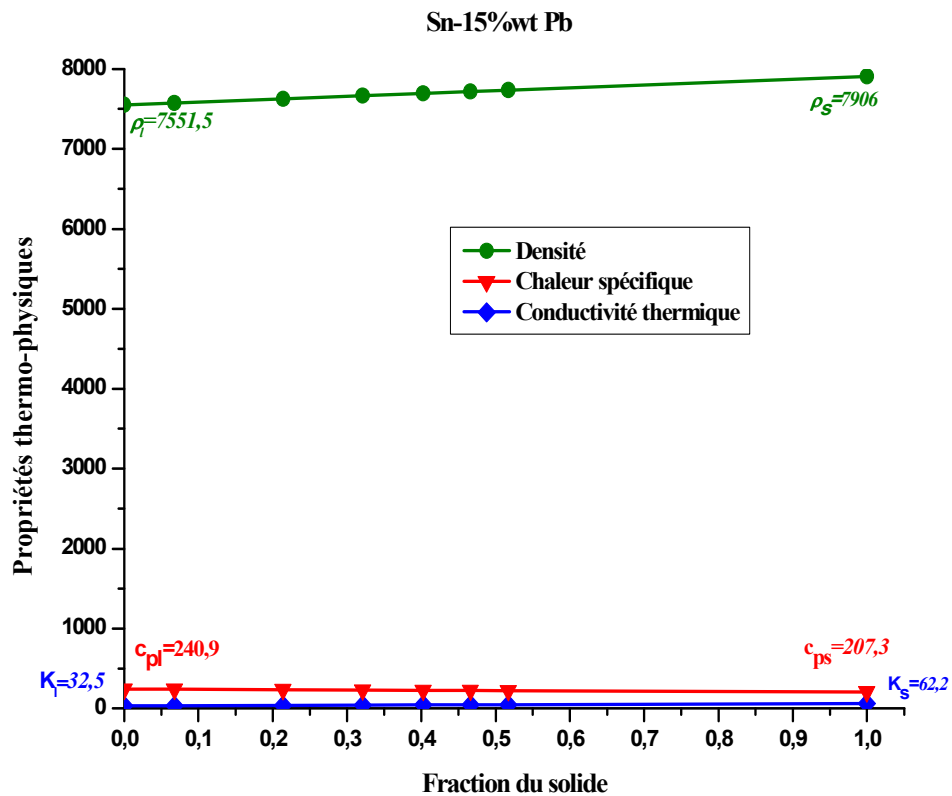


Figure III.46: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Sn-15%wtPb.

III.10.3.3. Sn-20%wtPb :

La figure III.47 représente la variation des lignes isothermes pour différents temps de refroidissement dans l'échantillon Sn-20%wtPb. Elle montre que les lignes isothermes se déplacent vers le liquide par rapport à celles présentées pour Sn-15%wtPb.

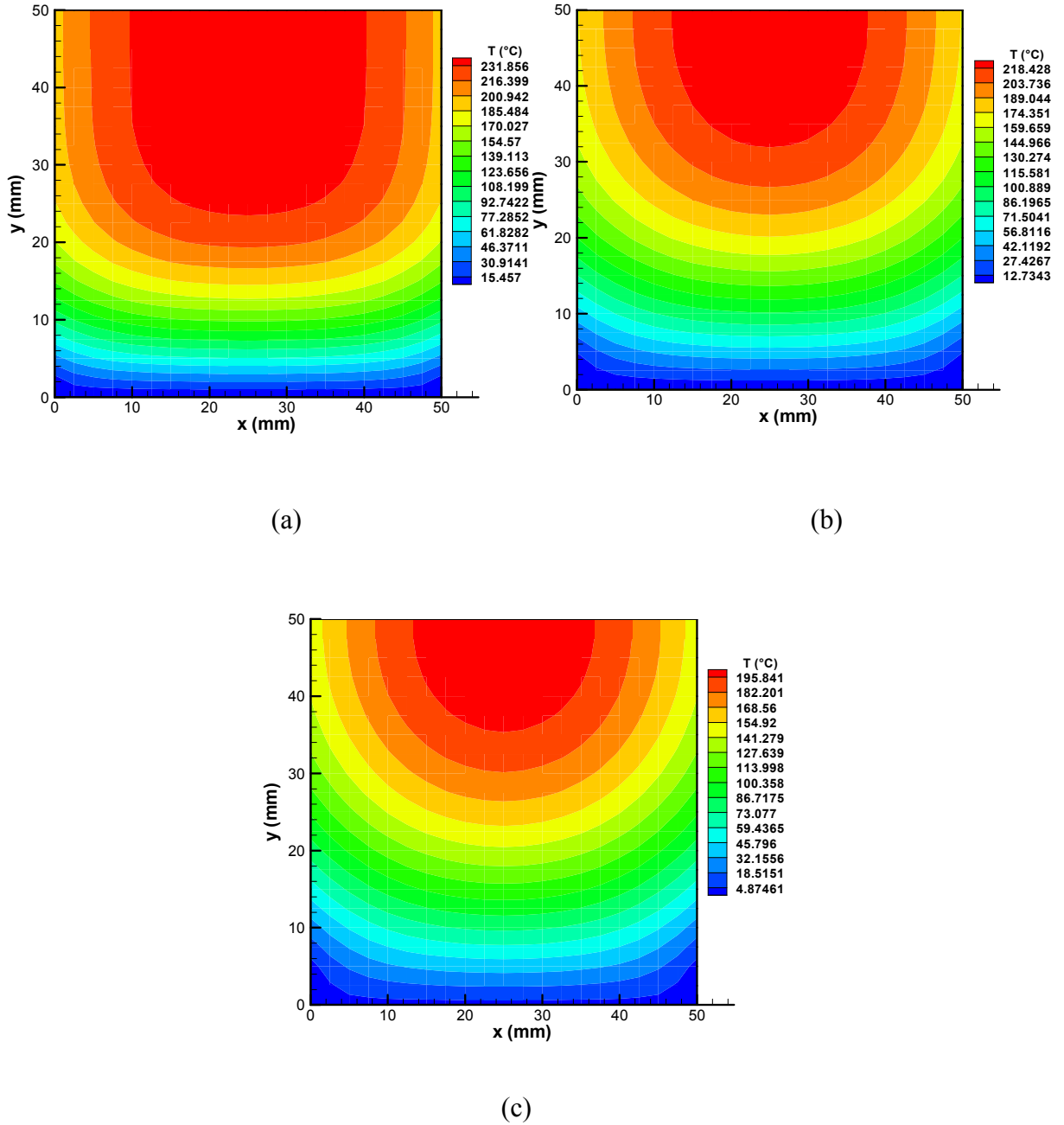


Figure III.47: Allure des lignes isothermes pour Sn-20%wtPb:
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100$ et (c) à $t=150s$.

La figure III.48 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-20%wtPb. La courbe obtenue est comparable à celle présentée par José N. Silva [SIL 2009].

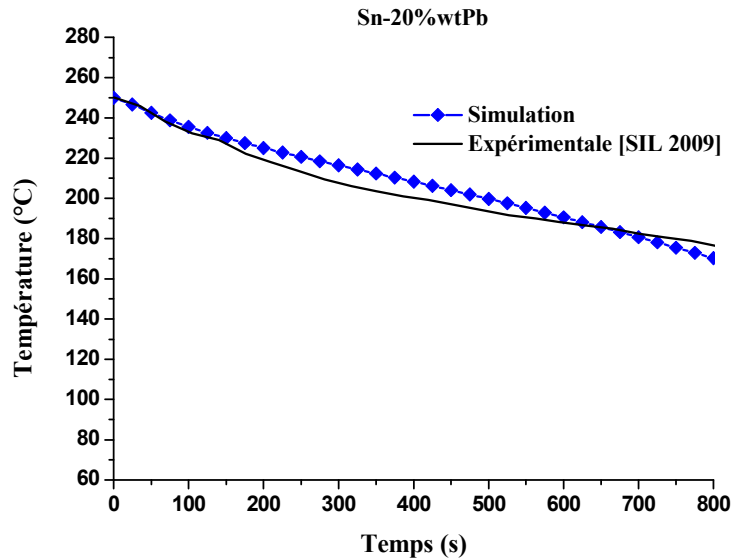


Figure III.48: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-20%wtPb

La variation de la fraction du solide en fonction de la température pour l'échantillon Sn-20%wtPb, selon la formule décrite par Scheil, est représentée sur la figure III.49.

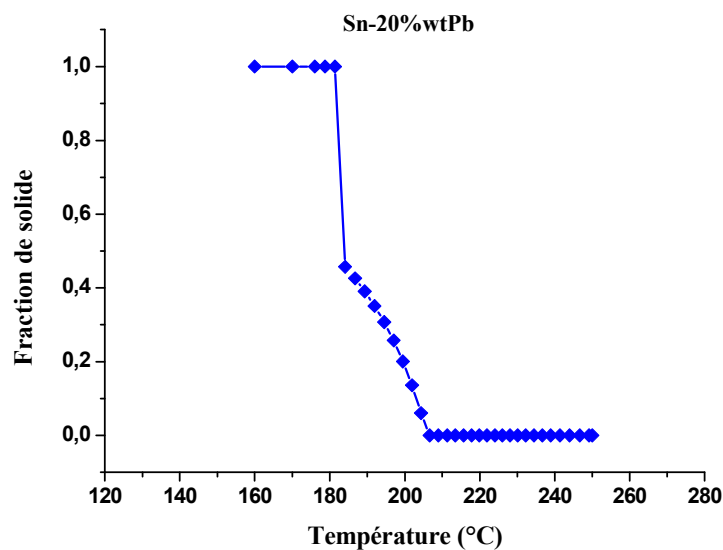


Figure III.49: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Sn-20%wtPb.

La figure III.50 montre la variation des propriétés thermo-physiques (conductivité thermique, chaleur spécifique et densité) en fonction de la fraction du solide constitué pour Sn-20%wtPb. Ces propriétés varient linéairement avec la fraction du solide.

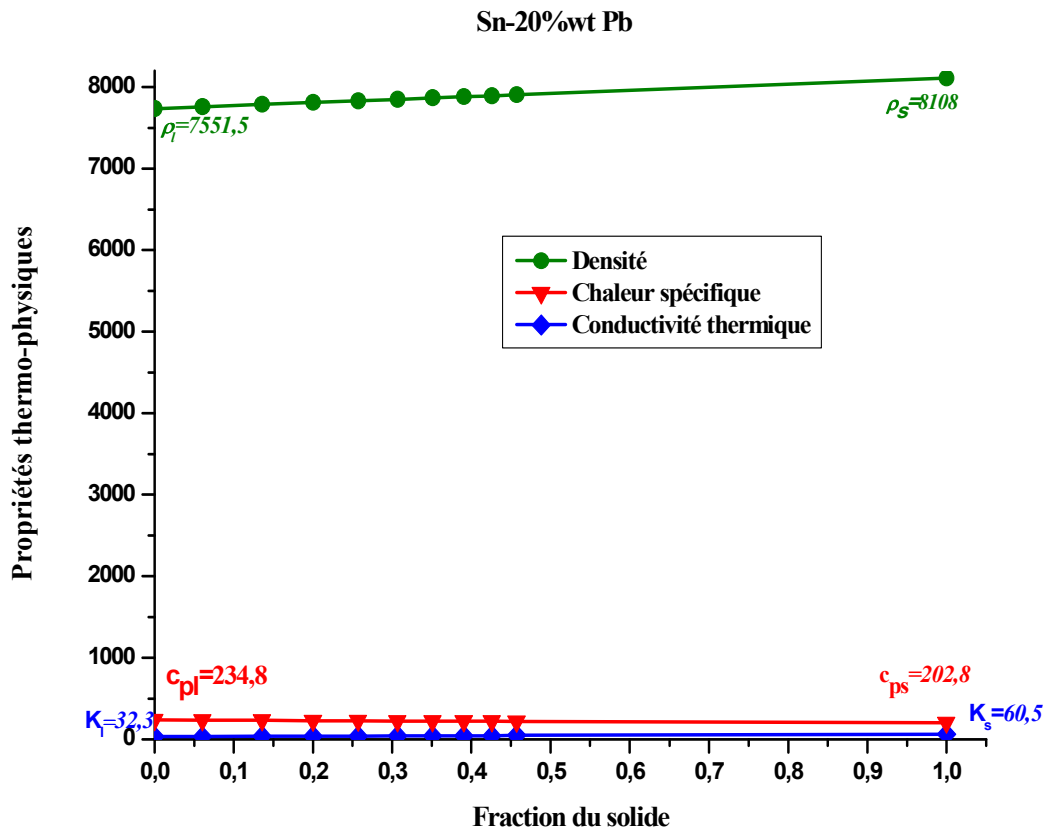


Figure III.50: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Sn-20%wtPb.

III.10.3.4. Sn-25%wtPb :

La figure III.51 représente la variation des lignes isothermes en fonction du temps de refroidissement pour Sn-25%wtPb. Elle montre que l'allure des lignes isothermes change avec le temps.

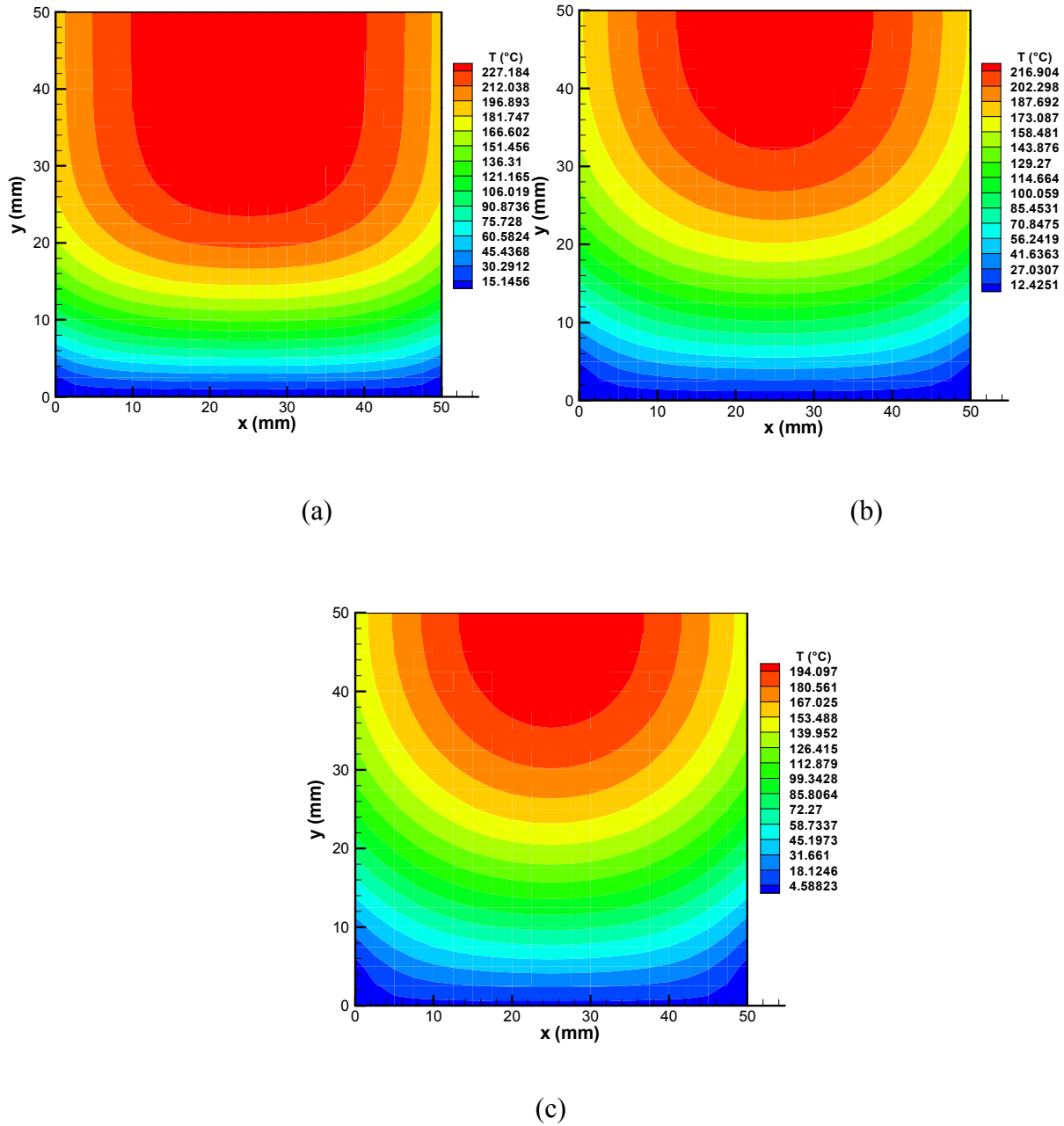


Figure III.51: Allure des lignes isothermes pour Sn-25%wtPb:
(a) à $t=50$ s, (b) à $t=100$ et (c) à $t=150$ s.

La figure III.52 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-25%wtPb. L'allure de la courbe résultante est presque la même que celle de José N. Silva [SIL 2009].

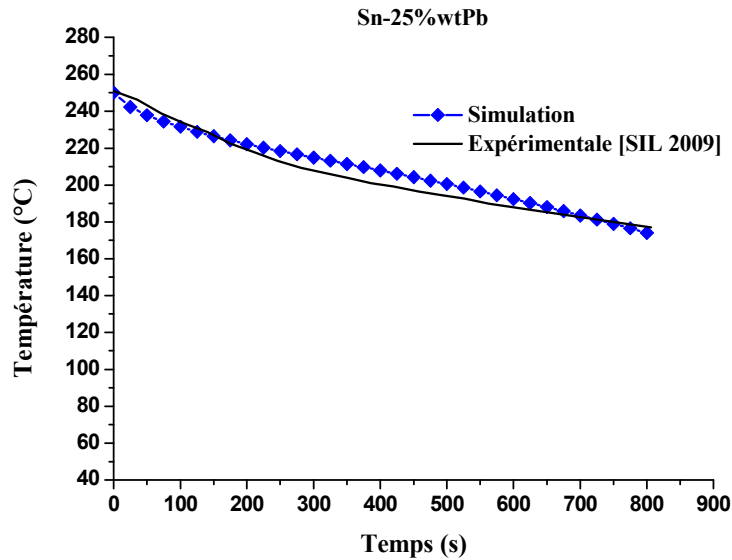


Figure III.52: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-25%wtPb

La figure III.53 représente la variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Sn-25%wtPb selon la formule de Scheil.

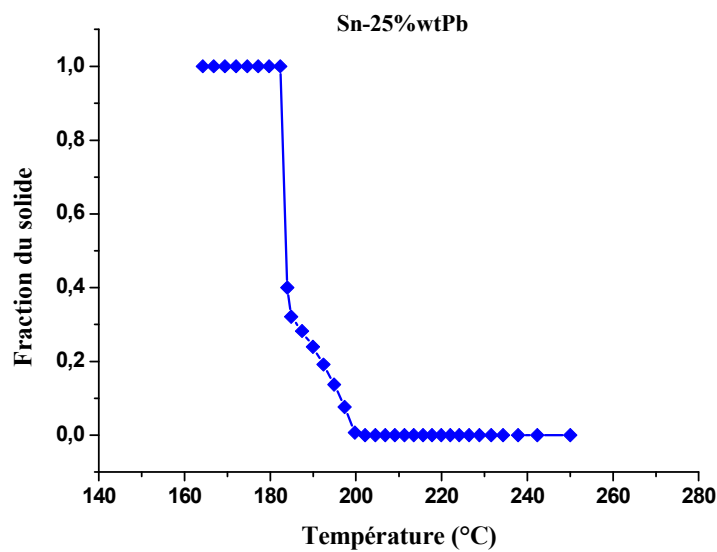


Figure III.53: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Sn-25%wtPb.

La variation de la conductivité thermique, de la chaleur spécifique et de la densité en fonction de la fraction du solide formé, lors de la solidification de Sn-25%wtPb, est représentée sur la figure III.54.

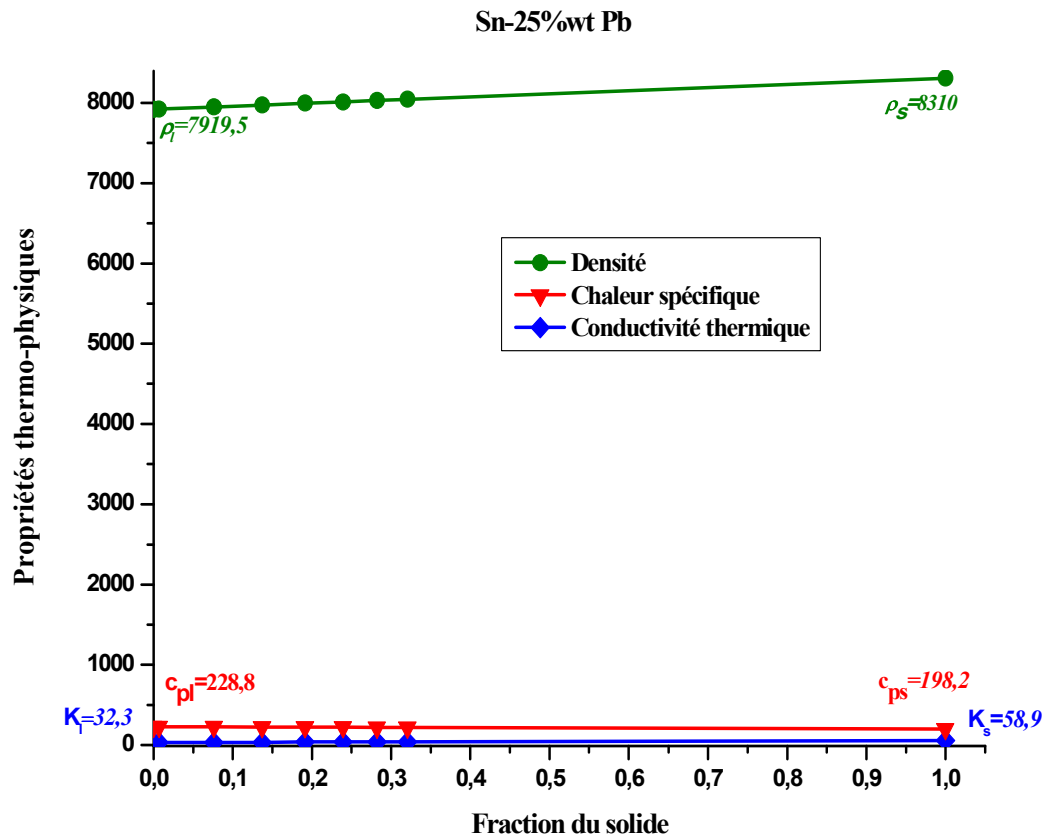


Figure III.54: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Sn-25%wtPb.

III.10.4. Résultats obtenus pour l'alliage Plomb-Antimoine:

Nous allons présenter les résultats obtenus après les calculs pour:

- Pb-0.3%wtSb
- Pb-0.85%wtSb
- Pb-1.9 %wtSb

III.10.4.1. Pb-0.3%wtSb :

La figure III.55 représente la variation des lignes isothermes à différents temps de refroidissement ($t=50s$, $t=100s$ et $t=150s$) pour Pb-0.3%wtSb et montre que l'allure de ces lignes change avec le temps.

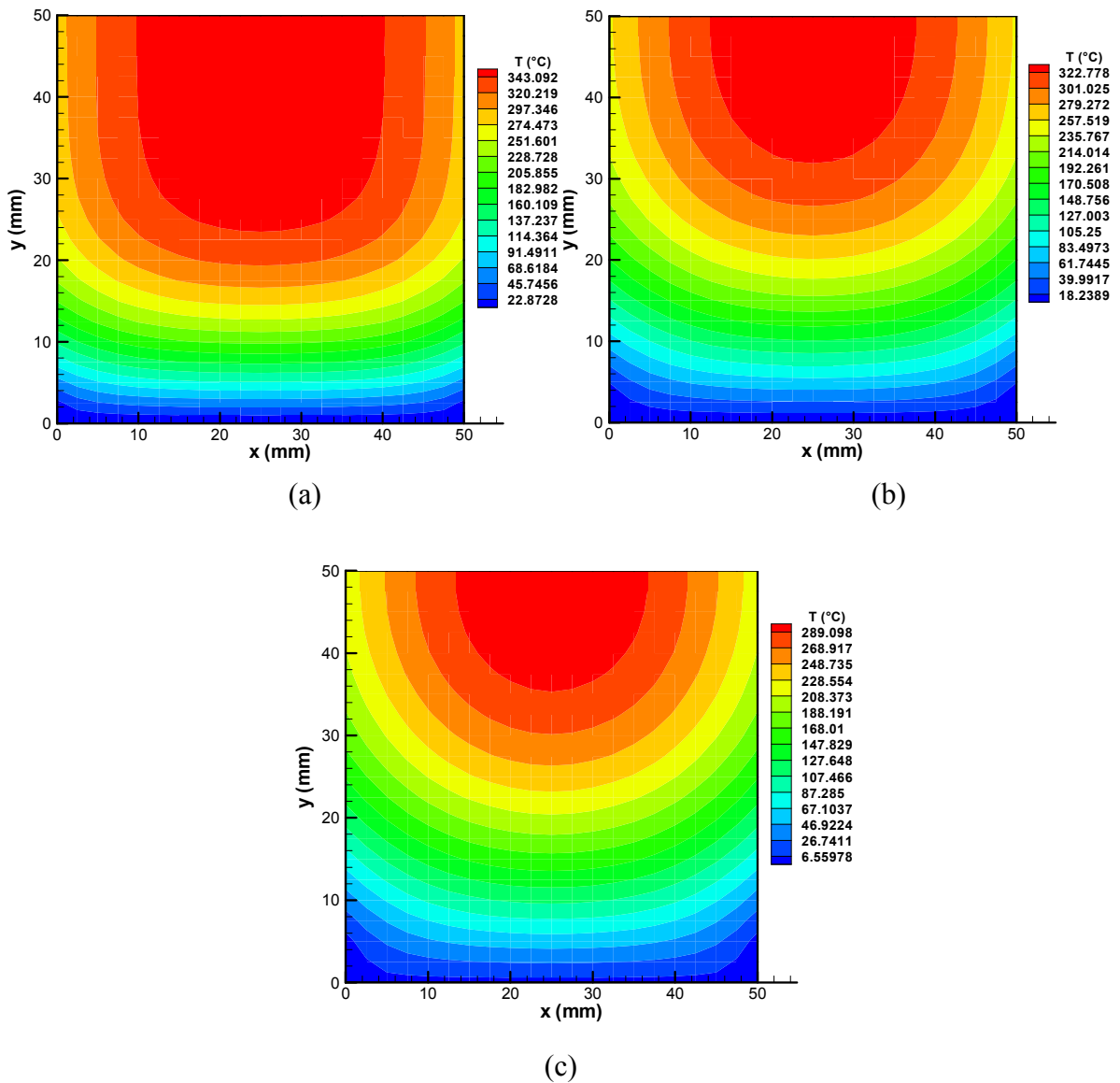


Figure III.55: Allure des lignes isothermes pour Pb-0.3%wtSb:
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100$ et (c) à $t=150s$.

La figure III.56 représente la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Pb-0.3%wtSb. La courbe obtenue est en bon accord avec celle présentée par Daniel M. Rosa [ROS 2006].

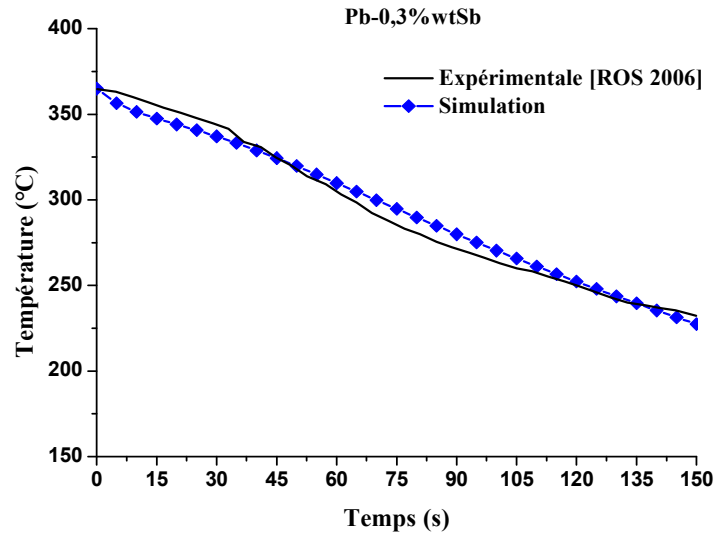


Figure III.56: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Pb-0.3%wtSb.

La variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Pb-0.3%wtSb est représentée sur la figure III.57. La fraction du solide est nulle pour les températures au dessus de la température du liquidus, mais elle prend la valeur $f_s = 1$ au dessous de la température eutectique.

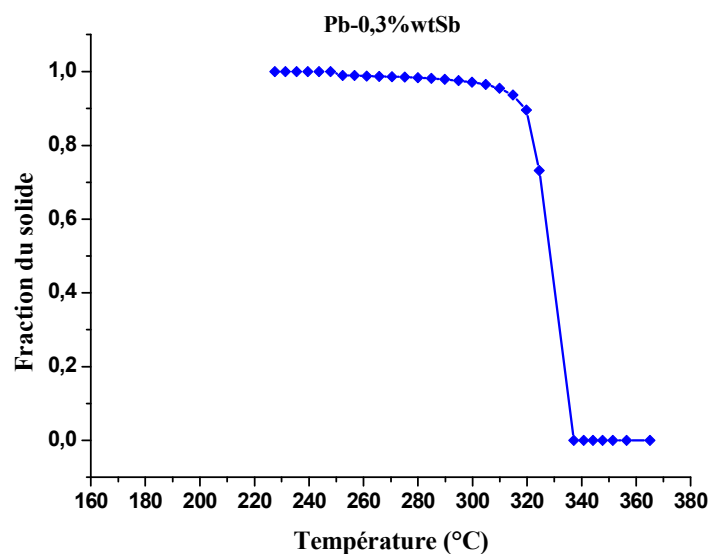


Figure III.57: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Pb-0.3%wtSb.

La figure III.58 montre la variation des propriétés thermo-physiques (conductivité thermique, chaleur spécifique, densité) en fonction de la fraction du solide pour Pb-0.3%wtSb.

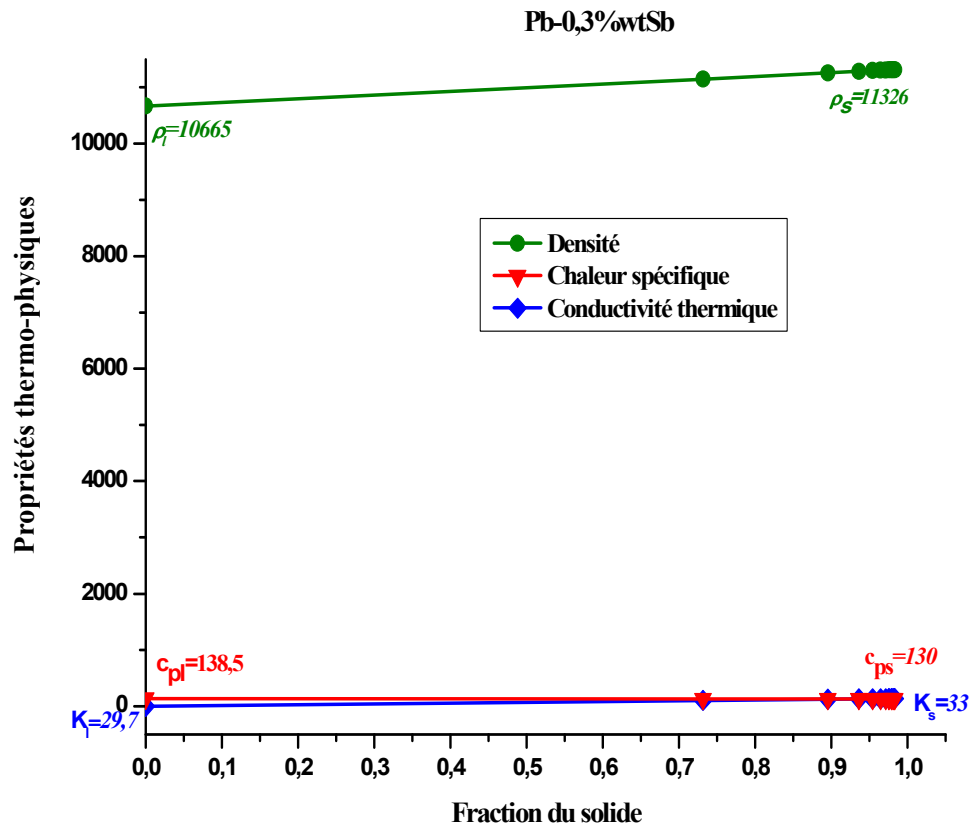


Figure III.58: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Pb-0.3%wtSb.

III.10.4.1. Pb-0.85%wtSb :

La figure III.59 représente la variation des lignes isothermes à différents temps de refroidissement ($t=50s$, $t=100s$ et $t=150s$) pour Pb-0.85%wtSb et montre que l'allure de ces lignes change avec le temps et se déplacent vers le haut.

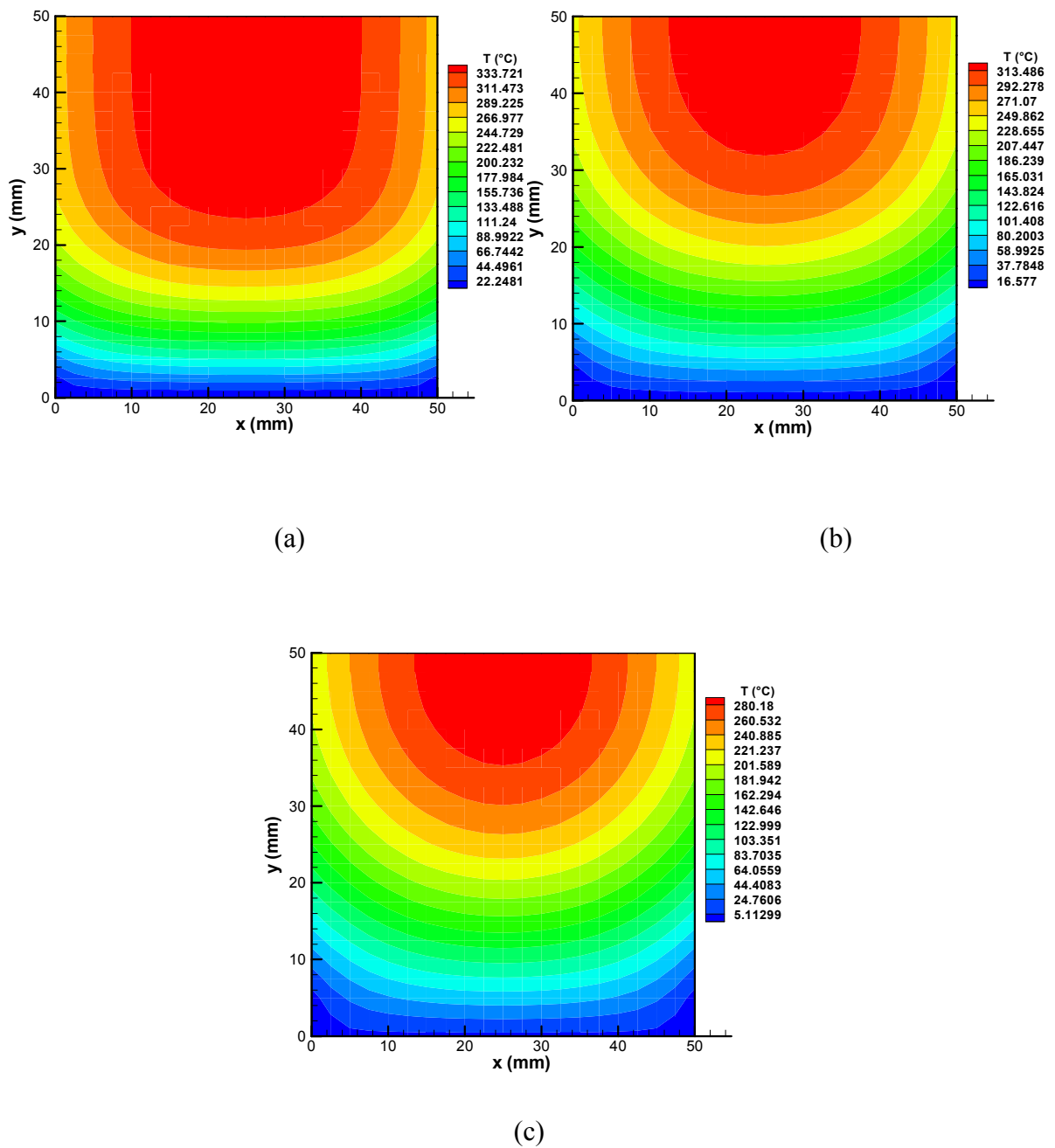


Figure III.59: Allure des lignes isothermes pour Pb-0.85%wtSb:
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100$ et (c) à $t=150s$.

La figure III.60 représente la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'échantillon Pb-0.85%wtSb. La courbe obtenue est en accord avec celle présentée par Daniel M. Rosa [ROS 2006].

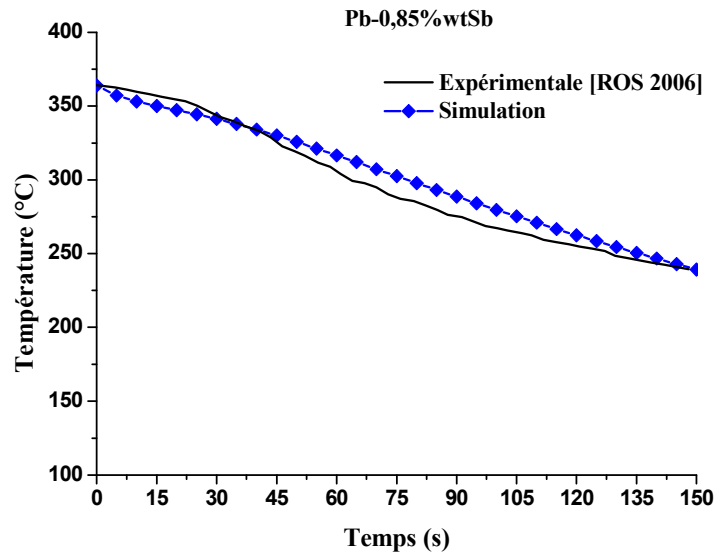


Figure III.60: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Pb-0.85%wtSb.

La variation de la fraction du solide en fonction de la température dans l'échantillon Pb-0.85%wtSb est représentée sur la figure III.61.

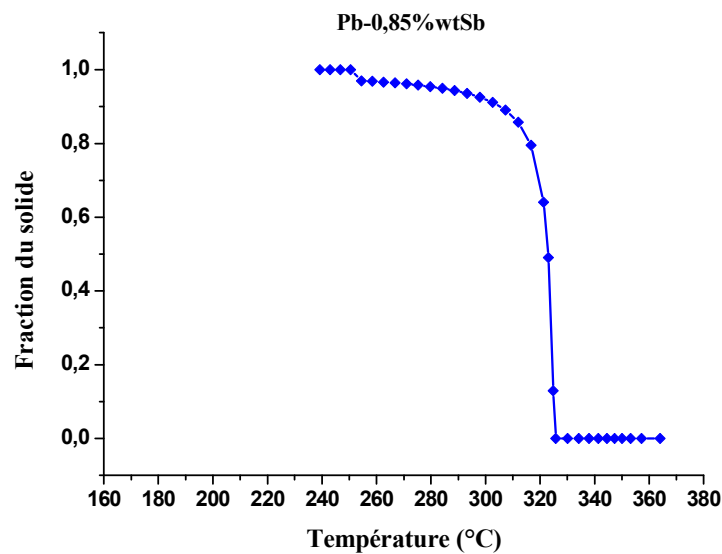


Figure III.61: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Pb-0.85%wtSb.

La figure III.62 montre la variation des propriétés thermo-physiques en fonction de la fraction du solide pour Pb-0.85%Sb.

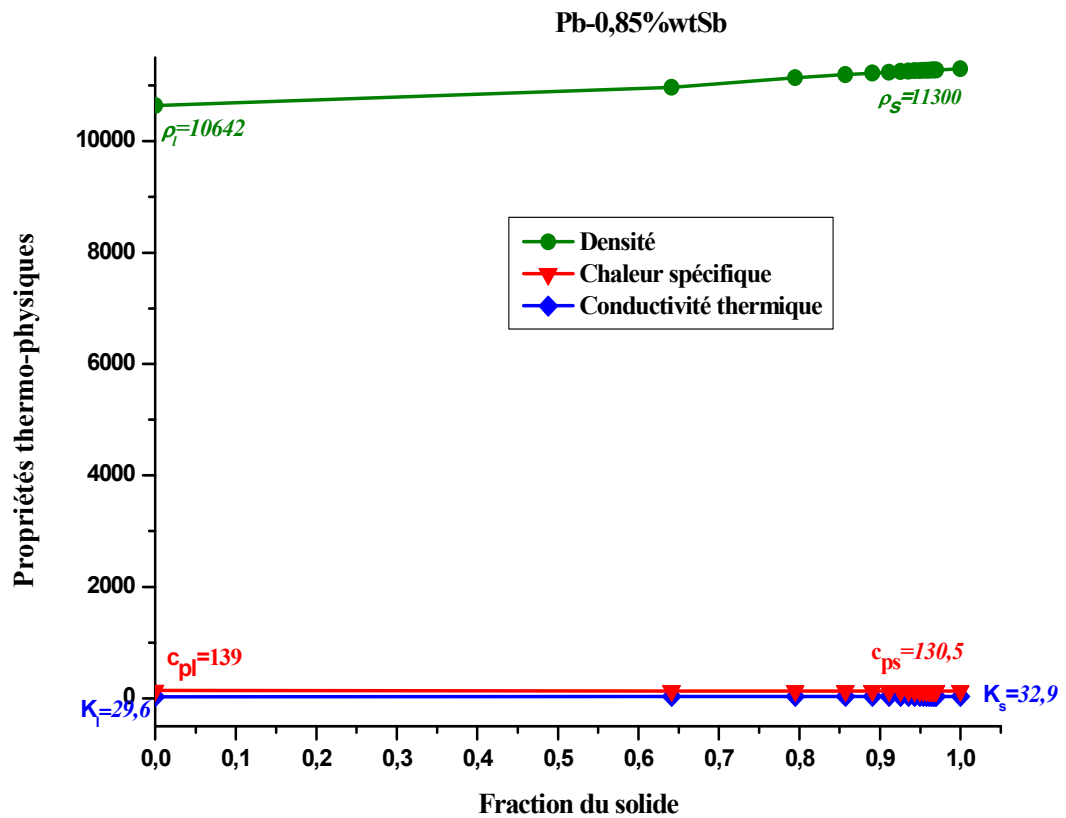


Figure III.62: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Pb-0.85%wtSb.

III.10.4.3. Pb-1.9%wtSb :

La figure III.63 représente la variation des lignes isothermes dans l'alliage Pb-1.9%wtSb pour différents temps de refroidissement. Elle montre que l'allure des lignes isothermes change avec le temps.

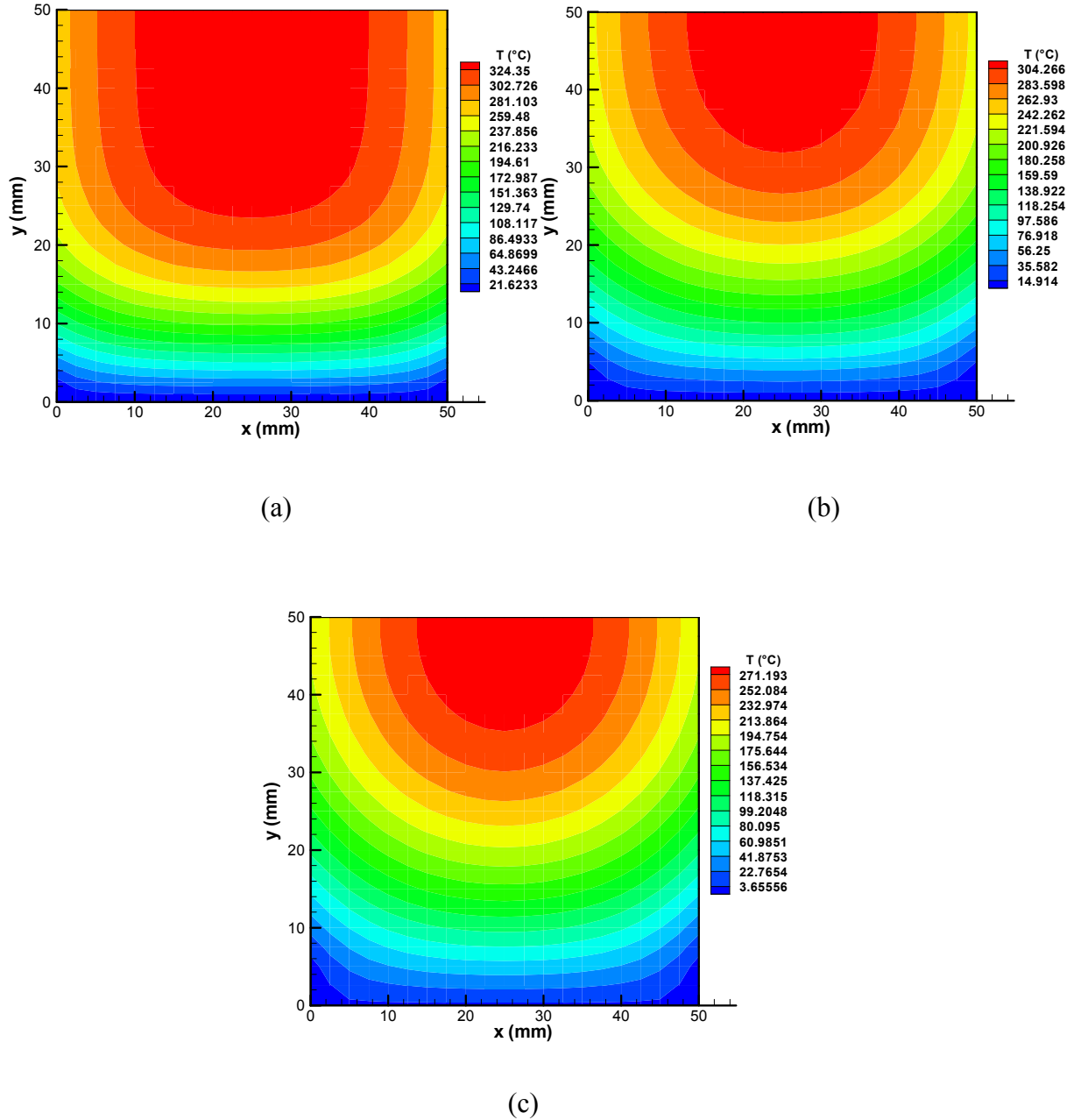


Figure III.63: Allure des lignes isothermes pour Pb-1.9%wtSb:
(a) à $t=50s$, (b) à $t=100$ et (c) à $t=150s$.

La figure III.64 montre la variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour l'échantillon Pb-1.9%wtSb. La courbe obtenue a la même allure que celle présentée par D. M. Rosa et autres [ROS 2006].

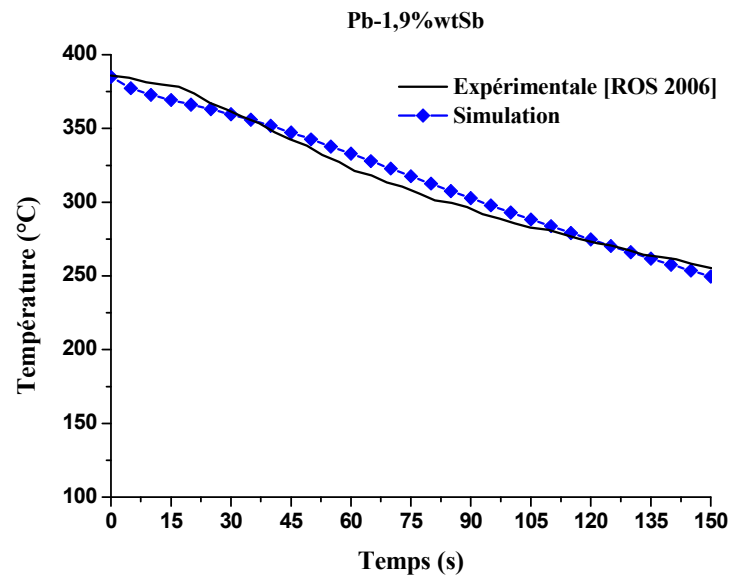


Figure III.64: Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Pb-1.9%wtSb.

Sur la figure III.65, la variation de la fraction du solide en fonction de la température est montrée pour Pb-1.9%wtSb. La fraction du solide accroît avec l'abaissement de la température tel qu'il a été décrit par la formule de Scheil.

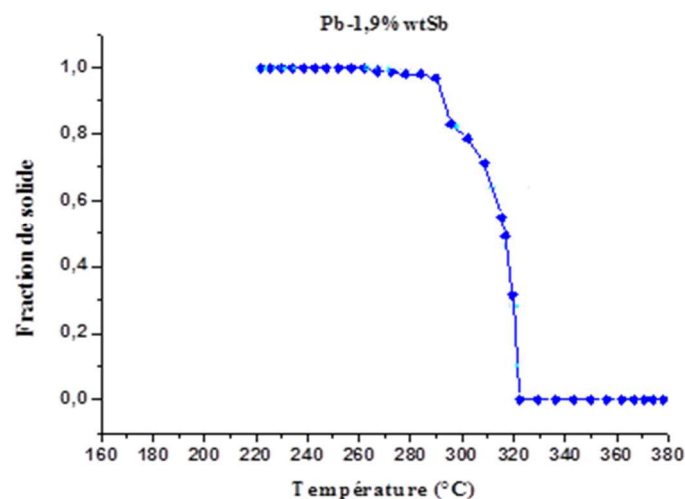


Figure III.65: Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Pb-1.9%wtSb.

La figure III.66 représente la variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique, la densité) en fonction de la fraction du solide pour Pb-1.9%wtSb.

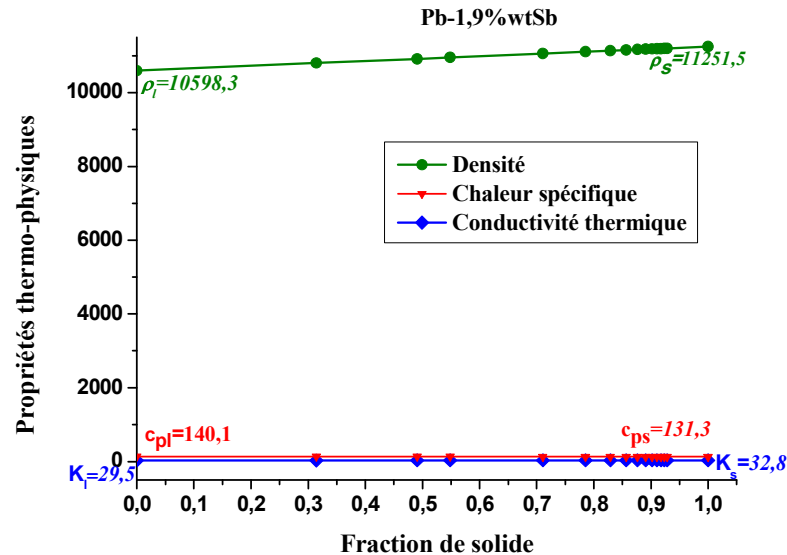


Figure III.66: Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Pb-1.9%wtSb.

III.11. Discussion:

Les lignes isothermes se diffèrent d'un alliage à un autre, et dans le même alliage pour différentes compositions. Cette différence est due aux variations des températures du liquidus, la température initiale du liquide ainsi que le gradient de température appliqué.

Les résultats obtenus pour la variation de la température en fonction du temps de refroidissement sont comparables à ceux présentés par les différents auteurs cités.

La fraction du solide varie en fonction de la température selon la formule décrite par Scheil.

Les propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) varient linéairement avec la fraction du solide constitué; le seul changement qui apparaît, d'un alliage à un autre ou d'une composition à une autre, est que le point de départ est la valeur de la propriété thermo-physique à l'état liquide, tandis que le point d'arrivée est celui du solide.

Conclusion :

Nous avons déterminé, dans ce chapitre, le problème à étudier qui est l'évolution du champ de la température dans une pièce au cours de solidification et nous avons aussi présenté la solution adoptée. Ensuite, nous avons présenté une étude numérique de l'équation de transfert de la chaleur en utilisant les méthodes mathématiques (méthode des volumes finis et méthode de Jacobi). Le modèle ainsi obtenu est basé sur la résolution de l'équation de la chaleur et appliqué sur différents alliages à diverses compositions.

Conclusion

générale

Conclusion générale :

La constitution des solides est encore imparfaitement connue, bien qu'elle ait été l'objet de nombreuses recherches, qui ont porté principalement sur les métaux et les alliages. Il est très probable que l'on obtiendrait des renseignements importants sur cette structure en observant comment elle s'élabore au moment du passage de l'état liquide à l'état solide.

La solidification d'un matériau, qui met en jeu essentiellement un réarrangement des atomes ou des molécules à l'état liquide ou solide et qui contrôle, dans une large mesure, la formation des microstructures, est une transformation exothermique et la chaleur latente doit être extraite du système pour que la transformation liquide-solide progresse dans la phase liquide. Cette transformation se traduit par une variation de l'énergie libre du système qui représente la force motrice de la transformation et doit être négative pour que celle-ci ait lieu.

La germination est la formation d'une nouvelle phase dans des régions distinctes. Durant la solidification le germe solide se forme dans le liquide et suit sa croissance et l'existence de la force motrice; décroissance dans l'énergie libre du système, indique que la transformation est favorable. Cette force est nécessaire mais elle n'est pas suffisante.

Après la germination, la première étape est de considérer la croissance des germes. Ceci requiert l'examen de la nature de l'interface entre le solide en croissance et le liquide. La structure et la forme de cette interface influencent, tous deux, la morphologie microstructurale du solide résultant ainsi que le nombre et la distribution des imperfections dans le solide.

La modélisation de la solidification, notamment l'étude du transfert de la chaleur dans des pièces métalliques solidifiées permet d'obtenir certaines informations concernant l'évolution du champ thermique, dans une pièce, lors de sa croissance au cours du temps ainsi que les propriétés thermo-physiques.

Le modèle obtenu de cette étude est appliqué pour différents alliages à diverses compositions: Aluminium-Cuivre (Al-5%wtCu, Al-8%wtCu, Al-10%wtCu, Al-15%wtCu), Aluminium-Silicium (Al-3%wtSi, Al-5%wtSi, Al-7%wtSi, Al-9%wtSi), Etain-Plomb (Sn-

5%wtPb, Sn-15%wtPb, Sn-20%wtPb, Sn-25%wtPb,) et Plomb-Antimoine (Pb-0.3%wtSb, Pb-0.85%wtSb, Pb-1.9%wtSb).

Pour différentes compositions d'un alliage, les lignes isothermes se déplacent vers le haut à chaque fois que l'on augmente la composition. Ce déplacement est le résultat du changement des valeurs des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique, la densité), parce que les valeurs de ces propriétés changent avec l'accroissement de la composition et la décroissance de la température du liquidus.

Les courbes obtenues pour la variation de la température en fonction du temps de refroidissement sont, plus ou moins, en bon accord avec les courbes expérimentales.

Les propriétés thermo-physiques (conductivité thermique, chaleur spécifique, et densité) varient linéairement avec la fraction du solide.

Nos futures perspectives vont dans le sens où on veut continuer ce travail pour aboutir à des résultats concernant d'autres alliages et améliorer le code de calcul de façon à être appliqué dans le cas tridimensionnel et pour des alliages contenant plus de deux éléments (alliages ternaires, alliages quaternaires). Il sera, aussi, intéressant d'investiguer les autres domaines d'application de la solidification (la croissance dendritique).

Références
bibliographiques

Références bibliographiques :

- [AKS 2011] S. Aksöz, Y. Ocak, N. Maraşlı et K. Keşlioğlu, “Determination of thermal conductivity and interfacial energy of solid Zn solution in the Zn–Al–Bi eutectic system”, *Experimental Thermal and Fluid Science* 35 (2011) 395–404.
- [AME 2011] R. Amer, *Solidification Dendritique de Mélanges Binaires de Métaux sous l'Action de Champs Magnétiques: Modélisation, Analyse Mathématique et Numérique*, Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Rennes, 2011.
- [AST 2009] M. Asta, C. Beckermann, A. Karma, W. Kurz, R. Napolitano, M. Plapp, G. Purdy, M. Rappaz et R. Trivedi, “Solidification microstructures and solid-state parallels: Recent developments, future directions”, *Acta Materialia* 57 (2009) 941–971.
- [BAD 2006] A. Badillo et C. Beckermann, “Phase-field simulation of the columnar-to-equiaxed transition in alloy solidification”, *Acta Materialia* 54 (2006) 2015–2026.
- [BAD 2007] A. Badillo, D. Ceynar et C. Beckermann, “Growth of equiaxed dendritic crystals settling in an undercooled melt, Part 1: Tip kinetics”, *Journal of Crystal Growth* 309 (2007) 197–215.
- [BAN 2007] S. Banerjee et P. Mukhopadhyay, *Phases transformations: Examples from Titanium and Zirconium alloys*, Pergamon Materials Series, Oxford, 2007.
- [BEN 1969] J. Benard, A. Michel, J. Philibert et J. Talbot, *Métallurgie générale*, Masson et C^{ie}, Paris, 1969.
- [BOE 2000] W. J. Boettinger, S. R. Coriell, A. L. Greer, A. Karma, W. Kurz, M. Rappaz et R. Trivedi, “solidification microstructures: recent developments, future directions”, *Acta Mater.* 48 (2000) 43-70.
- [BOE 2009] A. P. Boeira, I. L. Ferreira et A. Garcia, “Alloy composition and metal/mold heat transfer efficiency affecting inverse segregation and porosity of as-cast Al–Cu alloys”, *Materials and Design* 30 (2009) 2090–2098.
- [BON 2005] J. Bonfiglio, J. McHood, C.B. Clemons, D. Golovaty et G.W. Young, “Asymptotic solutions for a time-dependent, axisymmetric directional solidification system”, *Journal of Crystal Growth* 285 (2005) 415–426.
- [BOU 1971] Ch. Bouchy et F. Gobin, *Métallurgie : métallurgie structurale*, Librairie Armand Colin, Paris, 1971.

- [BOU 1999]** N. Bouaouadja, Matériaux : Matériaux métalliques, Tome I, office des publications universitaires, Alger, 1999.
- [CAH 1996]** R. W. Cahn et P. Haasen, Physical metallurgy, Elsevier Science B. V, North Holland, 1996.
- [CAR 1985]** B. Caroli, C. Caroli, C. Misbah et B. Roulet, “Solutal convection and morphological instability in directional solidification of binary alloys”, J. Physique 46 (1985) 401-413.
- [CAR 1986]** B. Caroli, C. Caroli et B. Roulet, “Interface kinetics and solidification of alloys: a discussion of some phenomenological models”, Acta Metall. 34 N° 9(1986)1867-1877.
- [CHA 1976]** C. Chaussin et G. Hilly, Métallurgie: alliages métalliques, DUNOD, Bordas, 1976.
- [CHA 1995]** C. Charbon, Modélisation stochastique de la solidification eutectique équiaxe, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1995.
- [CHR 2002]** J. W. Christian, The theory of transformations in metals and alloys, Pergamon, Oxford, 2002.
- [CLO 2009]** E. Clouet, “Modeling of nucleation processes”, ASM Handbook 22A (2009) 203-219.
- [COL 1975]** M. Colin, G. Lesolt, M. Turpin et J. Zeyons, “Influence de la forme de l’interface liquide/solide sur la diffusion chimique pendant une solidification eutectique lamellaire”, Journal of Crystal Growth 28 (1975) 103-108.
- [COL 2000]** M. Colombié et Coll, Matériaux industriels: matériaux métalliques, DUNOD, Paris, 2000.
- [COS 2004]** F. COSTES, Modélisation thermomécanique tridimensionnelle par éléments finis de la coulée continue d’aciers, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2004.
- [DAS 2000]** A.Das et E. J. Mittemeijer, “Simulation of eutectic solidification structures of binary alloys: a multiparticle diffusion limited aggregation model”, Metallurgical and Materials Transactions 31A (2000) 2049-2057.
- [DAV 1973]** G. J. Davies, Solidification and casting, Applied Science Publishers LTD, London, 1973.
- [DAV 2001]** S. H. Davis, Theory of solidification, Cambridge University Press, New York, 2001.
- [DER 2001]** P. Dery, Etude de la croissance des grains à l’aide d’un appareil de mesure électrique, Mémoire de maitrise en ingénierie, Université de Québec, 2001.

- [DES 2007]** J. Deschamps, Directions de croissance et morphologie des microstructures en solidification cristalline directionnelle, Thèse de doctorat, Université de Provence Aix-Marseille I, 2007.
- [DJA 2005]** Y. Djaballah, Modélisation des solutions liquides et solides non stœchiométriques des alliages binaires et ternaires, Thèse de doctorat, Université de Batna, 2005.
- [DOB 2001]** S. Dobler, Solidification biphasée des alliages péritectiques Fe-Ni, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2001.
- [DON 2005]** H.B. Dong et P.D. Lee, “Simulation of the columnar-to-equiaxed transition in directionally solidified Al–Cu alloys”, *Acta Materialia* 53 (2005) 659–668.
- [DOR 1986]** J-M. Dorlot, J-P. Bailon et J. Masounav, Des matériaux, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada, 1986.
- [DRE 1996]** J-M. Drezet, Direct chill and electromagnetic casting of Aluminium alloys: thermomechanical effects and solidification aspects, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1996.
- [FIS 1980]** D. J. Fisher et W. Kurz, “A theory of branching limited growth of irregular eutectics”, *Acta Metallurgica* 28(1980) 777-794.
- [GAN 1994]** C. A. Gandin, Modélisation stochastique de la solidification: formation de structures de grains dendritiques, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1994.
- [GAU 1997]** M. Gäumann, R. Trivedi et W. Kurz, “Nucleation ahead of the advancing interface in directional solidification”, *Materials science and Engineering A226-228* (1997) 763-769.
- [GIO 1986]** B. Giovanola, Solidification rapide de surfaces métalliques par laser, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1986.
- [GLI 2011]** M. E. Glicksman, Principles of solidification: An introduction to modern casting and crystal growth concepts, Springer Science+Business Media LLC, New York, 2011.
- [GOE 1997]** R. Goetzinger, M. Barth, D. M. Herlach, O. Hunziker et W. Kurz, “Disorder trapping in Ni₃(Al, Ti) by solidification from the undercooled melt”, *Materials Science and Engineering A226-228* (1997) 415-419.
- [GON 2008]** F. Gonzales, Etude des morphologies de solidification dans les alliages Aluminium-Zinc, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2008.
- [GOU 2009]** P. R. Goulart, K. S. Cruz, J. E. Spinelli, I. L. Ferreira, N. Cheung et A. Garcia, “Cellular growth during transient directional solidification of hypoeutectic Al–Fe alloys”, *Journal of Alloys and Compounds* 470 (2009) 589–599.

- [GUN 2007] M. Gündüz, H. Kaya, E. Cadırlı, N. Maraşlı, K. Keşlioğlu et B. Saatçi, “Effect of solidification processing parameters on the cellular spacings in the Al–0.1 wt% Ti and Al–0.5 wt% Ti alloys”, *Journal of Alloys and Compounds* 439 (2007) 114–127.
- [GUR 2000] S. Guruswamy, *Engineering properties and applications of lead alloys*, Marcel Dekker, USA, 2000.
- [HEC 2004] U. Hecht, L. Gránásy, T. Pusztai, B. Böttger, M. Apel, V. Witusiewicz, L. Ratke, J. De Wilde, L. Froyen, D. Camel, B. Drevet, G. Faivre, S.G. Fries, B. Legendre et S. Rex, “Multiphase solidification in multicomponent alloys”, *Materials science and Engineering R46* (2004) 1-49.
- [HEI 2003] A. Heinrich, *Modélisation thermomécanique de la coulée continue en aciers à deux dimensions*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2003.
- [HEN 1999] S. Henry, *Etude de la germination et de la croissance maclées dans les alliages d’Aluminium*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1999.
- [HER 2004] D. M. Herlach, *Solidification and crystallisation*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co-KGaA, Germany, 2004.
- [HER 2007] D. Herlach, P. Galenko et D. Holland-Moritz, *Metastable solids from undercooled melts*, Elsevier B. V, Germany, 2007.
- [HEU 1982] S. Heurtault, J. M. Badie, A. Rouanet et G. Arnaud, “Solidification de sphères liquides surchauffées à caractéristiques physiques variables”, *Journal of Heat and Mass Transfer* 25 (1982) 1671-1676.
- [HUN 1997] O. Hunziker, *cartes de microstructure de solidification dans le système Ni-Ni₃Al-Ni-Al*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997.
- [HUN 1998] O. Hunziker, M. Vandyoussefi et W. Kurz, “Phase and microstructure selection in peritectic alloys close to the limit of constitutional undercooling”, *Acta Mater* 46 (1998) 6325-6336.
- [KEN 2004] A.J. Kenneth, *Kinetic processes: crystal growth, diffusion and phase transitions in materials*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co-KGaA, Germany, 2004.
- [KOH 2008] F. Kohler, *Peritectic solidification of Cu-Sn alloys: Microstructure competition at low speed*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2008.
- [KUR 1986] W. Kurz, B. Giovanola et R. Trivedi, “Theory of microstructural development during rapid solidification”, *Acta Metall* 34 N°5 (1986) 823-830.

- [KUR 1998] W. Kurz et D. J. Fisher, Fundamentals of solidification, Trans Tech Publications Ltd, Vetikon-Zurich, 1998.
- [LAN 2005] C.W. Lan, C.J. Shih et M.H. Lee, “Quantitative phase field simulation of deep cells in directional solidification of an alloy”, *Acta Materialia* 53 (2005) 2285–2294.
- [LEB 2009] C. Le Bot et E. Arquis, “Numerical study of the solidification of successive thick metal layers”, *International Journal of Thermal Sciences* 48 (2009) 412–420.
- [LES 1986] G. Lesoult, “solidification, cristallisation et microstructures”, *Techniques de l’ingénieur*, M58, 1986.
- [LES 1989] G. Lesoult, “Solidification-Macrostructures et qualité des produits”, *Techniques de l’ingénieur*, M59, 1989.
- [LI 2004] D. Li, R. LI et P. ZHANG, “A new coupled model for alloy solidification”, *Science in China Ser. A Mathematics* 47 (2004) 41-52.
- [LI 2011] S.M. Li n, Q.R. Quan, X.L. Li et H.Z. Fu, “Increasing the growth velocity of coupled eutectics in directional solidification of off-eutectic alloys”, *Journal of Crystal Growth* 314 (2011) 279-284.
- [LIP 1984] J. Lipton, M. E. Gliksman et W. Kurz, “Dendritic growth into undercooled alloy melts”, *Materials Science and Engineering* 65 (1984) 57-63.
- [LIP 1987] J. Lipton, W. Kurz et R. Trivedi, “Rapid dendrite growth in undercooled alloys”, *Acta Metall* 35 N°. 4(1987) 957-964.
- [LUD 1996] A. Ludwig et W. Kurz, “Direct observation of solidification microstructures around absolute stability”, *Acta Mater* 44 N°9 (1996) 3643-3654.
- [LUD 2001] A. Ludwig, B. Pustal et D.M. Herlach, “General concept for a stability analysis of a planar interface under rapid solidification conditions in multi-component alloy systems”, *Materials Science and Engineering A* 304–306 (2001) 277–280.
- [LUD 2002] A.Ludwig et M. Wu, “Modelling of globular equiaxed solidification with a two phase approach”, *Metallurgical and Materials Transactions* 33A (2002) 3673-3683.
- [MAG 1985] P. Magnin, Solidification compétitive stable/métastable des alliages Fe-C-X eutectiques, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1985.
- [MAR 2009] M.A. Martorano et V.B. Biscuola, “Predicting the columnar-to-equiaxed transition for a distribution of nucleation undercoolings”, *Acta Materialia* 57 (2009) 607–615.

- [MAS 1992] T. B. Massalski, Binary alloy phase diagrams, ASM International, USA, 1992.
- [MAT 2007] V. Mathier, Two-Phase Modelling of Hot Tearing in Aluminium Alloys using a Semi-Coupled Method, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2007.
- [MEB 2008] Y. Mebdoua, Etude Numérique des Phénomènes Thermiques Contrôlant la Solidification d'une Lamelle en Projection Thermique : Application à la Formation du Dépôt, Thèse de doctorat, Université De Limoges, 2008.
- [MER 1999] J-P. Mercier, G. Zambelli et W. Kurz, Traité des matériaux : introduction à la science des matériaux, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1999.
- [MIS 1986] C. Misbah, "The Mullins-Sekerka instability in directional solidification of quasi-azeotropes, J. Physique 47 (1986) 1077-1090.
- [MIZ 1993] H. Mizukami, T. Suzuki, T. Umeda et W. Kurz, "Initial stage of rapid solidification of 18-8 stainless-steel", Materials Science and Engineering A173 (1993)363-366.
- [MOR 1993] A. Mortensen, "Steady state solidification of reinforced binary alloys", Materials Science and Engineering A173 (1993) 205-212.
- [MOS 2008] S. Mosbah, Multiple scales modeling of solidification grain structures and segregation in metallic alloys, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines, 2008.
- [NES 2000] B. Nestler et A.A. Wheeler, "A multi-phase-field model of eutectic and peritectic alloys: numerical simulation of growth structures", Physica D 138 (2000) 114–133.
- [NEU 2011] J. A. Neufeld et J.S. Wettlaufer, "Shear flow, phase change and matched asymptotic expansions: Pattern formation in mushy layers", Physica D 240 (2011) 140–149.
- [NGU 2003] H. Nguyen Thi, B. Drevet, J.M. Debierre, D. Camel, Y. Dabo et B. Billia, "Preparation of the initial solid–liquid interface and melt in directional solidification", Journal of Crystal Growth 253 (2003) 539–548.
- [NGU 2005] H. Nguyen Thi, Y. Dabo, B. Drevet, M.D. Dupouy, D. Camel, B. Billia,, J.D. Hunt et A. Chilton "Directional solidification of Al–1.5wt% Ni alloys under diffusion transport in space and fluid-flow localisation on earth", Journal of Crystal Growth 281 (2005) 654–668.
- [NIE 2007] C. Niederberger, Experimental and numerical study of microstructure formation and the origin of crystallographic misorientation in Al-Zn-Si alloy coatings, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2007.

- [PAP 1999]** P. Papon, J. Leblond et P-H. E. Meijer, Physique des transitions de phases, DUNOD, Paris, 1999.
- [PER 2001]** J-P. Perez, Thermodynamique : fondements et applications, DUNOD, Paris, 2001.
- [PER 2004]** M.D. Peres, C.A. Siqueira et A. Garcia, “Macrostructural and microstructural development in Al–Si alloys directionally solidified under unsteady-state conditions”, Journal of Alloys and Compounds 381 (2004) 168–181.
- [PER 2010]** M. Perrut, A. Parisi, S. Akamatsu, S. Bottin-Rousseau, G. Faivre et M. Plapp, “Role of transverse temperature gradients in the generation of lamellar eutectic solidification patterns”, Acta Materialia 58 (2010) 1761–1769.
- [PIN 1999]** V. Pines, A. Chait, M. Zlatkowski et C. Beckermann, “Equiaxed dendritic solidification in supercooled melts”, Journal of Crystal Growth 197 (1999) 355-363.
- [POR 2004]** D. A. Porter et K. E. Easterling, Phases transformations in metals and alloys, Taylor & Francis Group, USA, 2004.
- [POT 1981]** C. Potard, “Propriétés de diffusion de l’alliage eutectique liquide Ag-Ge”, Journal of the Less-Common Metals, 77(1981) 55-62.
- [QUI 2003]** G. Quillet, Influence de la convection, naturelle ou forcée, sur l’apparition des mésoségrégations lors de la solidification des alliages métalliques, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.
- [RAD 2005]** Z. Radovic et M. Lalovic, “Numerical simulation of steel ingot solidification process”, Journal of Materials Processing Technology 160 (2005) 156–159.
- [RAF 2002]** H. Rafii-Tabar et A. Chirazi, “Multi-scale computational modelling of solidification Phenomena”, Physics Reports 365 (2002) 145–249.
- [RAT 2000]** L. Ratke et J. Alkemper, “Ordering of the fibrous eutectic microstructure of Al-Al₃Ni due to accelerated solidification conditions”, Acta Mater. 48 (2000) 1939-1948.
- [REI 2006]** G. Reinhart, Dynamique de formation de la microstructure de solidification d’alliages métallique : caractérisation par image x synchrotron, Thèse de doctorat, université Paul Cézanne Aix-Marseille III, 2006.
- [RIE 1990]** C. Rieker et D. G. Morris, “Heterogeneous nucleation during rapid during solidification by laser surface melting”, Acta Metal. Mater 38 N°. 6(1990) 1037-1043.

- [RIQ 1975]** J. P. Riquet et F. Durand, “Caractérisation des surfaces de fautes lamellaires dans l’eutectique Al-Al₂Cu”, *Mat. Res. Bull* 10 (1975) 451-460.
- [ROC 2003]** O. L. Rocha, C. A. Sequeira et A. Garcia, “Cellular/dendritic transition during unsteady-state unidirectional solidification of Sn-Pb alloys”, *Materials Science and Engineering A* 347 (2003) 59-69.
- [ROS 2006]** D. M. Rosa, J. E. Spinelli, I. L. Ferreira et A. Garcia, “Cellular growth during transient directional solidification of Pb-Sb alloys”, *Journal of Alloys and Compounds* 422 (2006) 227–238.
- [ROU 2003]** C. Rouff, Contribution à la caractérisation et à la modélisation du comportement d’un acier à l’état semi-solide : Application au thixoforgeage, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure d’Arts et Métiers, 2003.
- [ROU 2005]** P. Roux, Modélisation de la solidification colonnaire et équiaxe de mélanges binaires, Thèse de doctorat, Université de Paris 6, 2005.
- [ROY 1994]** N. Roy, Etude paramétrique de l’évolution de la porosité dans le système AL-9%Si-3%Cu, Mémoire de maîtrise en ingénierie, Université de Québec, 1994.
- [SA 2004]** F. Sá, O. L. Rocha, C. A. Sequeira et A. Garcia, “The effect of solidification variables on tertiary dendrite arm spacing in unsteady-state directional solidification of Sn-Pb and Al-Cu alloys”, *Materials Science and Engineering A* 373 (2004) 131-138.
- [SEE 2005]** S. Seetharaman, *Fundamentals of metallurgy*, Woodhead Publishing Limited, England, 2005.
- [SEM 2001]** A. Sémoroz, Experimental study and modelling of nucleation and growth during solidification of Al and Zn coatings, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2001.
- [SER 2011]** M. Şerefoglu et R.E. Napolitano, “On the role of initial conditions in the selection of eutectic onset mechanisms in directional growth”, *Acta Materialia* 59 (2011) 1048–1057.
- [SIL 2009]** J. N. Silva, D. J. Moutinho, A. L. Moreira, I. L. Ferreira et O. L. Rocha, “The columnar to equiaxed transition during the horizontal directional solidification of Sn-Pb alloys”, *Journal of alloys and Compounds* 478 (2009) 358-366.
- [SOU 2005]** E. N. de Souza, N. Cheung et A. Garcia, “The correlation between thermal variables and secondary dendrite arm spacing during solidification of horizontal cylinders of Sn-Pb alloys”, *Journal of Alloys and Compounds* 399 (2005) 110–117.

- [SPI 2004]** J. E. Spinelli, D. M. Rosa, I. L. Ferreira et A. Garcia, “Influence of melt convection on dendritic spacings of downward unsteady-state directionally solidified Al–Cu alloys”, *Materials Science and Engineering A* 383 (2004) 271–282.
- [SPI 2005]** J.E. Spinelli, M.D. Peres et A. Garcia, “Thermosolutal convective effects on dendritic array spacings in downward transient directional solidification of Al–Si alloys”, *Journal of Alloys and Compounds* 403 (2005) 228–238.
- [STE 2009]** D. M. Stefanescu, *Science and Engineering of Casting Solidification*, Second Edition, Springer Science+Business Media, LLC, New York, 2009.
- [SU 2010]** Y. Su, D. Liu, X. Li, L. Luo, J. Guo et H. Fu, “Preparation of the initial solid–liquid interface and melt in directional solidification of Al–18at%Ni peritectic alloy”, *Journal of Crystal Growth* 312 (2010) 2441–2448.
- [THE 1988]** Ph. Thevoz, *Modélisation de la solidification dendritique équiaxe*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1988.
- [TIL 1953]** W. A. Tiller, K. A. Jackson, J. W. Rutter et B. Chalmers, “The redistribution of solute atoms during the solidification of metals”, *Acta Metallurgica* 1(1953)428-437.
- [TRI 1986]** R. Trivedi et W. Kurz, “Morphological stability of a planar interface under rapid solidification conditions”, *Acta Metall* 34 N°8 (1986) 1663-1670.
- [TRI 1987a]** R. Trivedi, J. Lipton et W. Kurz, “Effect of growth rate dependent partition coefficient on the dendritic growth in undercooled melts”, *Acta Metall* 35 N°4(1987) 965-970.
- [TRI 1987b]** R. Trivedi, P. Magnin et W. Kurz, “Theory of eutectic growth under rapid solidification conditions”, *Acta Metall* 35 N°4 (1987) 971-980.
- [UME 1996]** T. Umeda, T. Okane et W. Kurz, “Phase selection during solidification of peritectic alloys”, *Acta mater* 44 N° 10 (1996) 4209-4216.
- [VAN 2000]** M. Vandyoussefi, H. W. Kerr et W. Kurz, “Two-phase growth in peritectic Fe–Ni alloys”, *Acta Mater.* 48 (2000) 2297-2306.
- [VER 1995]** H. K. Versteeg et W. Malalasekera, *An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method*, Longman Group Ltd, USA, 1995.
- [VIJ 2006]** T. R. Vijayaram, S. Sulaiman, A.M.S. Hamouda et M.H.M. Ahmad, “Numerical simulation of casting solidification in permanent metallic molds”, *Journal of Materials Processing Technology* 178 (2006) 29–33.

- [WAN 2000] G.-X. Wang et V. Prasad, “Microscale heat and mass transfer and non-equilibrium phase change in rapid solidification”, *Materials Science and Engineering A*292 (2000) 142–148.
- [WEI 1993] B. Wei, D. M. Herlach, F. Sommer et W. Kurz, “Rapid solidification of undercooled eutectic and monotectic alloys”, *Materials Science and Engineering A*173(1993)357-361.
- [WIT 1981] S. Witzke, J-P. Riquet et F. Durand, “Diffusion field ahead of a growing columnar front: Discussion of the columnar-equiaxed transition”, *Acta Metallurgica* 29 (1981) 365-374.
- [WU 2003] M. Wu, A. Ludwig, A. Bührig-Polaczek, M. Fehlbier et P. R. Sahm, “Influence of convection and grain movement on globular equiaxed solidification”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003) 2819–2832.
- [WU 2009] M. Wu et A. Ludwig, “Modeling equiaxed solidification with melt convection and grain sedimentation—I: Model description”, *Acta Materialia* 57 (2009) 5621–5631.
- [WU 2010] M. Wu, A. Fjeld et A. Ludwig, “Modelling mixed columnar-equiaxed solidification with melt convection and grain sedimentation – Part I: Model description”, *Computational Materials Science* 50(2010) 32-42.
- [XU 2004] J-J. Xu, *Dynamical theory of dendritic growth in convective flow*, Kluwer Academic Publishers, London, 2004.
- [YAN 2011] W. Yang, F. Liu, H. F. Wang, B. P. Lu et G. C. Yang, “Non-equilibrium transformation kinetics and primary grain size distribution in the rapid solidification of Fe-B hypereutectic alloy”, *Journal of Alloys and Compounds* 509 Issue 6 (2011) 2903-2908.
- [ZAI 2005] K. Zaidat, *Influence d’un champ magnétique glissant sur la solidification dirigée des alliages métalliques binaires*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2005.
- [ZHA 2003] P. Zhao, M. Vénere, J.C. Heinrich et D.R. Poirier, “Modeling dendritic growth of a binary alloy”, *Journal of Computational Physics* 188 (2003) 434–461.
- [ZHA 2011] X. Zhao, L. Liu, W. Zhang, Z. Yu et H. Fu, “Microstructure and orientation variation during cell/dendrite transition in directional solidification of a single crystal nickel-base superalloy”, *Materials Chemistry and Physics* 125 (2011) 55–58.
- [ZHU 2007] M.F. Zhu et D.M. Stefanescu, “Virtual front tracking model for the quantitative modeling of dendritic growth in solidification of alloys”, *Acta Materialia* 55 (2007) 1741–1755.

- [ZIM 1989]** M. Zimmermann, M. Carrard et W. Kurz, “Rapid solidification of Al-Cu eutectic alloy by laser remelting”, *Acta Metall* 37 N°12 (1989) 3305-3313.
- [ZIM 1990]** M. Zimmermann, Solidification rapide de l’eutectique Al-Al₂Cu par refusion Laser, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1990.
- [ZLA 2008]** G. Zlateva et Z. Martinova, *Microstructure of metals and alloys*, Taylor & Francis Group, LLC, USA, 2008.
- [ZOU 1988]** J. Zou, Simulation de la solidification eutectique équiaxe, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1988.

*Liste des
figures*

Liste des figures :

Figure I.1	Variation de l'enthalpie libre des solutions A-B, liquide et solide, à la température T_1 , en fonction de la composition	7
Figure I.2	Extrait du diagramme d'équilibre pour un alliage dilué	8
Figure I.3	Variation de la valeur d'équilibre du coefficient de partage, k , avec la température pour le système Ag-Cu	9
Figure I.4	Variation de l'enthalpie libre volumique en fonction de la température.....	13
Figure I.5	Courbe de surfusion.....	16
Figure I.6	Energie libre des amas solides en fonction de leur rayon.....	17
Figure I.7	Variation de l'énergie de Gibbs associée à la germination homogène d'une sphère de rayon r à $T < T_f$	19
Figure I.8	Représentation des tensions de surface relatives aux contacts substrat-liquide, σ_{cl} , substrat-solide, σ_{cs} , et solide-liquide, σ_{sl}	20
Figure I.9	L'excès de l'énergie libre des amas solides pour la germination homogène et hétérogène.....	22
Figure I.10	(a)Variations de ΔG^* en fonction de la surfusion ΔT pour la germination homogène et hétérogène (b) Les taux de germination correspondant.....	22
Figure I.11	Variation de la vitesse de germination homogène ($\alpha=180^\circ$) et hétérogène ($\alpha<180^\circ$) en fonction de la température initiale du liquide et dans différentes situations d'inoculation pour le Fer pur ($T_f=1811^\circ\text{K}$).....	23
Figure I.12	Schéma du principe de refroidissement d'un liquide avec surfusion..	24
Figure II.1	Evolution stable/instable de l'interface solide-liquide.....	31
Figure II.2	Représentation schématique des différentes morphologies de l'interface.....	33
Figure II.3	Solidification colonnaire et équiaxe d'une substance pure	34
Figure II.4	Surfusion constitutionnelle des alliages	35
Figure II.5	Solidification colonnaire et équiaxe d'un alliage.....	36
Figure II.6	Schéma présentant le transfert de matière	37
Figure II.7	Allure du profil de température en solidification dirigée d'une interface plane	38
Figure II.8	Energie libre d'un atome durant son processus de saut d'un grain à un autre.....	39
Figure II.9	Influence de la surfusion à l'interface sur le taux de croissance dans le cas d'une interface atomique désordonnée	40

Figure II.10	Transition microstructurale de l'alliage eutectique Co-34.2%Sn pour divers degrés de surfusion	41
Figure II.11	Diagramme de phase présentant une transformation eutectique et le modèle de croissance correspondant.....	42
Figure II.12	Equilibre des tensions de surface au point de rencontre α - β -liquide...	43
Figure II.13	Divers types de morphologies lamellaires modelés	45
Figure II.14	La croissance des eutectiques irréguliers.....	46
Figure II.15	Diagramme d'équilibre Pb-Bi.....	47
Figure II.16	Mécanismes de la croissance péritectique.....	48
Figure II.17	Schéma de la jonction α - β -liquide et la simulation de la solidification péritectique.....	48
Figure II.18	Les dendrites équiaxes tridimensionnelles calculées par la méthode de champ de phase.....	49
Figure II.19	La forme de la dendrite équiaxe.....	51
Figure II.20	Stades de formation d'une dendrite dans la zone colonnaire.....	53
Figure II.21	Température et composition du liquide à la pointe de la dendrite en fonction de la vitesse (Al-3%Cu).....	54
Figure II.22	La forme de la dendrite colonnaire.....	55
Figure II.23	Représentation schématique de la région de surfusion à travers l'interface de solidification.....	58
Figure II.24	Croissance couplée colonnaire-équiaxe dans un mélange Al-3%Cu, calcul de Dong et Lee.....	58
Figure II.25	Représentation schématique d'une coupe de lingot montrant les trois zones de cristallisation.....	59
Figure II.26	Schéma de la zone de peau.....	60
Figure II.27	Schéma de la zone basaltique.....	61
Figure II.28	Coupe 2D d'une machine de coulée continue verticale avec cintrage.....	62
Figure II.29	Schéma d'une machine de coulée semi-continue.....	63
Figure III.1	Diagramme de phase du système Al-Cu.....	75
Figure III.2	Diagramme de phase du système Al-Si.....	76
Figure III.3	Diagramme de phase du système Pb-Sn	77
Figure III.4	Diagramme de phase du système Pb-Sb.....	78
Figure III.5	Organigramme représentant le code de calcul.....	80
Figure III.6	Maillage utilisé.....	81
Figure III.7	Allure des lignes isothermes pour Al-5%wtCu	82
Figure III.8	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-5%wtCu.....	83
Figure III.9	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-5%wtCu.....	83

Figure III.10	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction de solide pour Al-5%wtCu.....	84
Figure III.11	Allure des lignes isothermes pour Al-8%wtCu	85
Figure III.12	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-8%wtCu.....	86
Figure III.13	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-8%wtCu.....	86
Figure III.14	Variation des propriétés thermophysiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-8%wtCu.....	87
Figure III.15	Allure des lignes isothermes pour Al-10%wtCu	88
Figure III.16	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-10%wtCu.....	89
Figure III.17	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-10%wtCu.....	89
Figure III.18	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-10%wtCu.....	90
Figure III.19	Allure des lignes isothermes pour Al-15%wtCu.....	91
Figure III.20	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-15%wtCu.....	92
Figure III.21	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-15%wtCu.....	92
Figure III.22	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-15%wtCu.....	93
Figure III.23	Allure des lignes isothermes pour Al-3%wtSi.....	94
Figure III.24	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-3%wtSi.....	95
Figure III.25	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-3%wtSi	95
Figure III.26	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-3%wtSi.....	96
Figure III.27	Allure des lignes isothermes pour Al-5%wtSi	97
Figure III.28	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-5%wtSi.....	98
Figure III.29	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-5%wtSi	98

Figure III.30	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-5%wtSi.....	99
Figure III.31	Allure des lignes isothermes pour Al-7%wtSi.....	100
Figure III.32	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-7%wtSi.....	101
Figure III.33	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-7%wtSi	101
Figure III.34	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-7%wtSi.....	102
Figure III.35	Allure des lignes isothermes pour Al-9%wtSi	103
Figure III.36	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Al-9%wtSi.....	104
Figure III.37	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Al-9%wtSi	104
Figure III.38	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Al-9%wtSi.....	105
Figure III.39	Allure des lignes isothermes pour Sn-5%wtPb	106
Figure III.40	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-5%wtPb.....	107
Figure III.41	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Sn-5%wtPb	107
Figure III.42	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Sn-5%wtPb.....	108
Figure III.43	Allure des lignes isothermes pour Sn-15%wtPb	109
Figure III.44	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-15%wtPb.....	110
Figure III.45	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Sn-15%wtPb	110
Figure III.46	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Sn-15%wtPb.....	111
Figure III.47	Allure des lignes isothermes pour Sn-20%wtPb	112
Figure III.48	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-20%wtPb.....	113
Figure III.49	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Sn-20%wtPb	113

Figure III.50	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Sn-20%wtPb.....	114
Figure III.51	Allure des lignes isothermes pour Sn-25%wtPb	115
Figure III.52	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Sn-25%wtPb.....	116
Figure III.53	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Sn-25%wtPb	116
Figure III.54	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Sn-25%wtPb.....	117
Figure III.55	Allure des lignes isothermes pour Pb-0.3%wtSb	118
Figure III.56	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Pb-0.3%wtSb.....	119
Figure III.57	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Pb-0.3%wtSb	119
Figure III.58	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Pb-0.3%wtSb.....	120
Figure III.59	Allure des lignes isothermes pour Pb-0.85%wtSb	121
Figure III.60	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Pb-0.85%wtSb.....	122
Figure III.61	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Pb-0.85%wtSb	122
Figure III.62	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Pb-0.85%wtSb.....	123
Figure III.63	Allure des lignes isothermes pour Pb-1.9%wtSb	124
Figure III.64	Variation de la température en fonction du temps de refroidissement pour Pb-1.9%wtSb.....	125
Figure III.65	Variation de la fraction du solide en fonction de la température pour Pb-1.9%wtSb	125
Figure III.66	Variation des propriétés thermo-physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la densité) en fonction de la fraction du solide pour Pb-1.9%wtSb.....	126

*Liste des
tableaux*

Liste des tableaux :

Tableau I.1	Viscosité dynamique de la phase liquide, coefficients d'autodiffusion et coefficients de diffusion chimique de divers solutés dans le fer.....	6
Tableau I.2	Coefficient de partage à l'équilibre de divers solutés entre liquide et ferrite δ et pente de liquidus à l'origine dans quelques systèmes binaires à base de Fer.....	9
Tableau I.3	Paramètres critiques de la germination pour une substance pure.....	21
Tableau I.4	valeurs de l'expression $f(\theta) = \frac{1}{4}(2 + \cos \theta)(1 - \cos \theta)^2$	21
Tableau I.5	Données expérimentales pour quelques métaux purs.....	25
Tableau II.1	Caractéristiques volumiques et superficielles pour quelques métaux purs à la température de fusion.....	32
Tableau II.2	Facteurs de forme pour quelques structures dendritiques équiaxes.....	52
Tableau II.3	Facteurs de forme pour quelques structures dendritiques colonnaires.....	56
Tableau III.1	Propriétés thermo-physiques correspondant à quelques compositions de l'alliage Al-Cu	76
Tableau III.2	Propriétés thermo-physiques correspondant à quelques compositions de l'alliage Al-Si	77
Tableau III.3	Propriétés thermo-physiques correspondant à quelques compositions de l'alliage Sn-Pb	78
Tableau III.4	Propriétés thermo-physiques correspondant à quelques compositions de l'alliage Pb-Sb	79

Résumé :

La plupart des métaux et alliages de notre environnement sont le produit d'un processus de solidification induit par la progression d'une interface séparant les phases liquide et solide. La solidification est une transformation de phase exothermique, qui comprend deux étapes importantes: la germination, qui est l'apparition au sein du bain fondu de sites (germes actifs) à partir desquels la solidification va pouvoir démarrer, et la croissance qui est le développement de ces germes en entités morphologiques observables. Nous avons développé, dans ce mémoire, un modèle pertinent permettant de suivre l'évolution du champ thermique dans une pièce solidifiée en s'appuyant sur la résolution de l'équation de transfert de la chaleur. Le modèle ainsi développé nous a conduit à des résultats concernant la variation de la température en fonction du temps, la variation de la fraction du solide en fonction de la température, ainsi que la variation de quelques propriétés physiques (la conductivité thermique, la chaleur spécifique, la densité) en fonction de la fraction du solide pour quelques alliages.

Mots clés : solidification, croissance, germination, interface liquide-solide, structure, dendrite, propriétés physiques, alliage Al-Cu, alliage Al-Si, alliage Sn-Pb, alliage Pb-Sb.

Abstract:

Most metals and alloys in our environment are the product of a solidification process induced by the growth of an interface between the liquid and solid phases. Solidification is an exothermic phase transformation, which includes two key steps: nucleation, which is the appearance of sites (active nuclei) in the melt from which solidification will be able to start, and growth which is the development of these nuclei in observable morphological entities. We have developed, in this paper, a relevant model to track the evolution of thermal field in a room solidified based on solving the equation of heat transfer. The model thus developed has led to results for the temperature change over time, changes in the solid fraction as a function of temperature, and the variation of some physical properties (thermal conductivity, specific heat, density) as a function of a solid fraction for some alloys.

Keywords: solidification, growth, nucleation, liquid-solid interface, structure, dendrite, physical properties, Al-Cu alloy, Al-Si alloy, Sn-Pb alloy, Pb-Sb alloy.

ملخص:

معظم المعادن والخلائط الموجودة في بيئتنا هي نتيجة لعملية التصلب القائمة على تطور الواجهة الفاصلة بين الطور السائل والطور الصلب. فالتصلب هو عبارة عن عملية التحول الطاردة للحرارة والتي تتضمن مرحلتين رئيسيتين: مرحلة ظهور مراكز النمو (جزئيات صلبة صغيرة) والتي تسمح باستمرار وتطور عملية التصلب، ومرحلة النمو التي تؤدي إلى تكوين الجسم الصلب. النموذج المتبنى في هذه المذكرة يسمح بمتابعة كيفية تطور الحرارة في خليط معين أثناء تصلبه، معتمدين في ذلك على حل معادلة انتشار الحرارة. هذا ما سمح لنا بالتوصل إلى عدة نتائج وهي: تغيرات درجة الحرارة بدلالة الزمن، تغيرات نسبة المادة الصلبة المتشكلة بدلالة درجة الحرارة، بالإضافة إلى تغيرات بعض الخواص الفيزيائية (الناقلية الحرارية، الحرارة النوعية، الكثافة) بدلالة نسبة المادة الصلبة المتشكلة وهذا لبعض الخلائط.

الكلمات المفتاحية: التصلب، النمو، الانتاش، حاجز سائل-صلب، البنية، شكل شجري، الخصائص الفيزيائية، خليط Al-Cu، خليط Al-Si، خليط Sn-Pb، خليط Pb-Sb.