

論文

一方向凝固におけるフレックル生成機構

河村 俊樹*・浅井 滋生*2・鞭 巖*2

Formation Mechanism of Freckle in Unidirectional Solidification

Toshiki KAWAMURA, Shigeo ASAI and Iwao MUCHI

Synopsis :

Experimental and theoretical works have been conducted to clarify the formation mechanism of freckle in unidirectional solidification. The formation process of freckle in mushy zone and the movement of interdendritic liquid were visualized and observed by use of a cold model of $\text{NH}_4\text{Cl-H}_2\text{O}$ system.

It is noted that freckle grows up against the freezing direction, i.e., from the liquid-mushy interface to the mushy-solid interface. Fingertype fluid movement is observed near the liquid-mushy interface which is presumed to trigger the channel flow inducing freckle.

A mathematical model which takes account of the freezing and remelting phenomena in the mushy zone has been developed to simulate the formation process of freckles. Methods for preventing the formation of freckle are proposed on the basis of the formation mechanism investigated in this paper.

Key words : foundry ; ingot making ; VAR ; ESR ; unidirectional solidification ; freckle.

1. 緒 言

近年、高温下で高い強度が求められる航空機エンジンのタービンプレードなどの材料においては、Ni基あるいはCo基の耐熱超合金の積層凝固法が指向されている^{1)~3)}。その際、合金組成や凝固の操作条件によつては、製品内部や表面にフレックル (Freckle) と呼ばれる欠陥が生ずることがあり、凝固過程の問題点となつている⁴⁾⁵⁾。この欠陥は、ESR法やVAR法によつて溶融金属を下方から上方に向かつて方向性凝固をさせたとき生ずるものである。一般に、方向性凝固を行うと柱状 dendライト組織が発達するが、フレックル内部はまばらな等軸晶組織となつており、その形状は断面が円形または楕円で、鉛直方向に長く伸びた棒状を呈している^{6)~8)}。

COPLEYら⁶⁾は、フレックルの生成機構を明らかにするため、30% (wt) の $\text{NH}_4\text{Cl-H}_2\text{O}$ 系で低温模型実験を行い、フレックルが密度差に起因する自然対流によつて形成されることを示した。この模型実験では、柱状 dendライト (NH_4Cl) の析出に伴つて密度の小さい濃化溶液 (H_2O) が排出され、密度差に基づく自然対流が発生する。実用合金においても、フレックルが生成しやすい系では、合金元素中に基元素より密度の小さい元素が含ま

れていることが知られている。自然対流は dendライト状に発達した固液共存相内にチャンネル偏析を誘発し⁹⁾、それがフレックルとして残存するものと推察される。従来、低温模型実験⁶⁾、フレックル生成過程の観察は行われてはいるが、自然対流が発生してからチャンネルが生成し、それが固定化されてゆく、フレックル生成の全過程については観察結果が報告されていない。

一方、固液共存相内のチャンネル生成過程を理論的に解析するため、熱と物質と運動量の同時移動を考慮した数学的モデルが種々提出されている^{7)~12)}。それらはいずれも、温度と濃度の関係が状態図の液相線にあつて、共存相内での凝固や融解過程が平衡状態を保ちながら進行することを仮定している。しかしながら、この仮定はより詳細なチャンネル生成現象の把握を妨げている。

本研究では、まず、 $\text{NH}_4\text{Cl-H}_2\text{O}$ 系の低温模型実験により、チャンネルの発生から偏析線の固定化に至るフレックル生成過程、および、チャンネル周辺部の融液のフローパターンについて詳細な観察を行う。次に、逆V型偏析のチャンネル生成過程を記述する前報⁹⁾の数学的モデルに、凝固・融解過程の速度論的表現式を導入し、フレックル型のチャンネル生成過程の数学的モデルを展開する。このモデルを適用して、数値計算により、チャ

昭和61年12月2日受付 (Received Dec. 2, 1986)

* 名古屋大学大学院 (現: 本田技研工業(株)) (Graduate School, Nagoya University, Now HONDA Motor Co., Ltd.)

*2 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

ネルの生成過程を机上で出現させる。さらに、実験結果に基づいてフレックル生成機構を検討し、フレックル生成の防止策について考察する。

2. 実 験

2.1 実験方法

モールドは高さ 100 mm, 幅 100 mm, 奥行き 15 mm の矩形の透明塩化ビニール製で、その下面はアルミニウム製の冷却槽に接着している。冷却槽内にエチルアルコールとドライアイスの混合物 (沸点 195 K) を装入し、モールド下面を冷却した後、所定の濃度と温度に調製した塩化アンモニウム水溶液 (共晶温度 257.8 K, 共晶組成 19.7% (wt) NH_4Cl) をモールド内に注入して、下方から上方に向かって一方向凝固実験を行った。溶液の組成は、デンドライトの析出に伴って排出される濃化溶液の密度が母溶液より小さくなるように塩化アンモニウムの濃度を 19.7% (wt) (共晶点) 以上とした。

チャンネルを鮮明に可視化するため、溶液には少量の水溶性インクを加え、35 mm 写真と VTR の撮影によってフレックル生成過程の経時変化を記録した。チャンネル周辺部の流れの可視化に当たっては、融液を着色する目的で過マンガン酸カリウムの結晶片を共存相内に添加して、着色された液体の動きを写真撮影した。

2.2 フレックル生成過程の経時変化

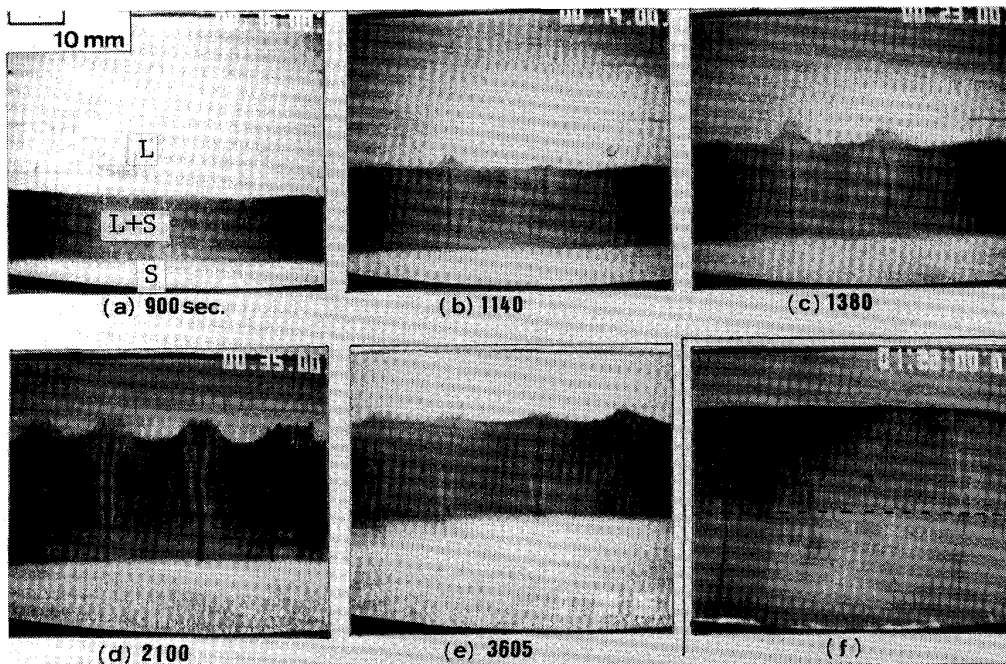
Photo. 1 には、32% (wt) の NH_4Cl 水溶液を 353 K で

注入した際に、モールド壁面に現われたフレックルの生成過程の経時変化を示す。写真には、固液共存相の形成と凝固の進行に伴うチャンネルの発生 ((a)~(b)), 成長 ((b)~(d)), および衰退, 固定化 ((d)~(e)) の各過程が示されている。チャンネルは共存相の上方から下方に向かって成長しており ((b) と (c) の比較), 共存相上面からは液相中に立ち昇る流跡が認められた。上昇する流体と液相本体との間には、温度差と濃度差が存在するため、光の屈折率に差異が生じて、肉眼で上昇流を認めることができたが、Photo. 1 では確認できない。

上昇流には、(1)凝固開始直後に多数見られる、やや不鮮明なフィンガー型 (後述する) と、(2)チャンネル形成後、その開口部より立ち昇る明瞭な輪郭を持つ噴出型の 2 種類があることがわかった。チャンネルは、噴出型上昇流の増大に伴って発達し、減少に伴って衰退する。

35 min (2100 s) を過ぎる頃から噴出型上昇流が減衰し始め、隆起の消失とチャンネル内部における等軸晶の析出が起こる。チャンネル内部で等軸晶は、上部から下部にわたってほぼ一様に析出するが、これら等軸晶の多くはチャンネル管壁に捕捉されて、チャンネル内部には等軸晶がまばらに分布する。この観察結果は、実用合金のフレックル部分の凝固組織と一致する⁴⁾。

チャンネル内部での等軸晶の発生と相前後して、等軸晶の間を埋めるように下方から共晶凝固が進行する (Photo. 1(e))。また、チャンネルの外部においても内



L : liquid, S : solid

Photo. 1. Transitional processes of channel formation.

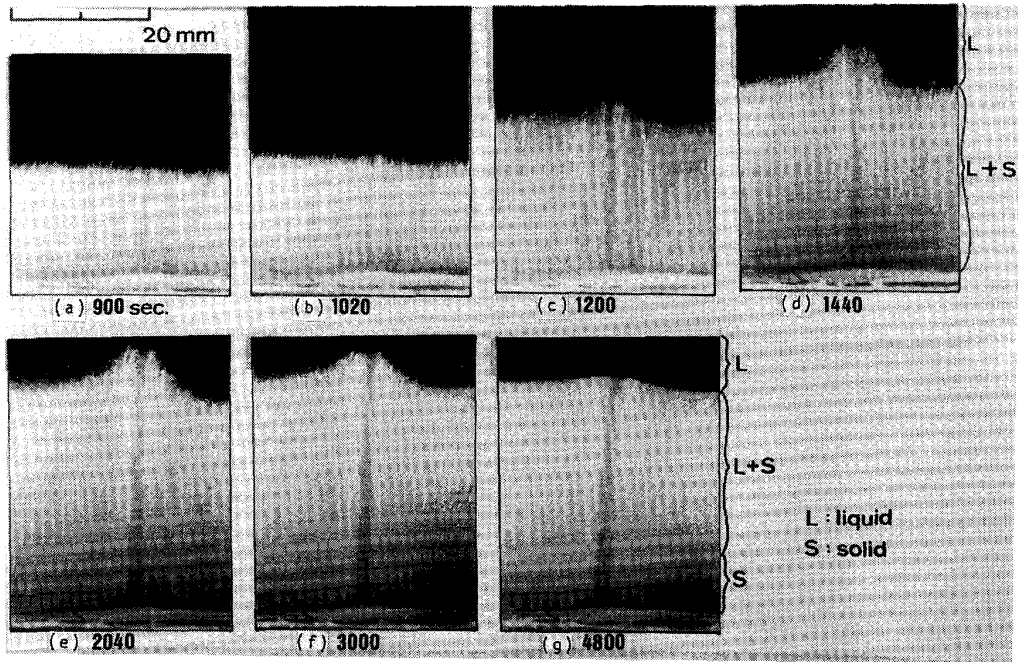
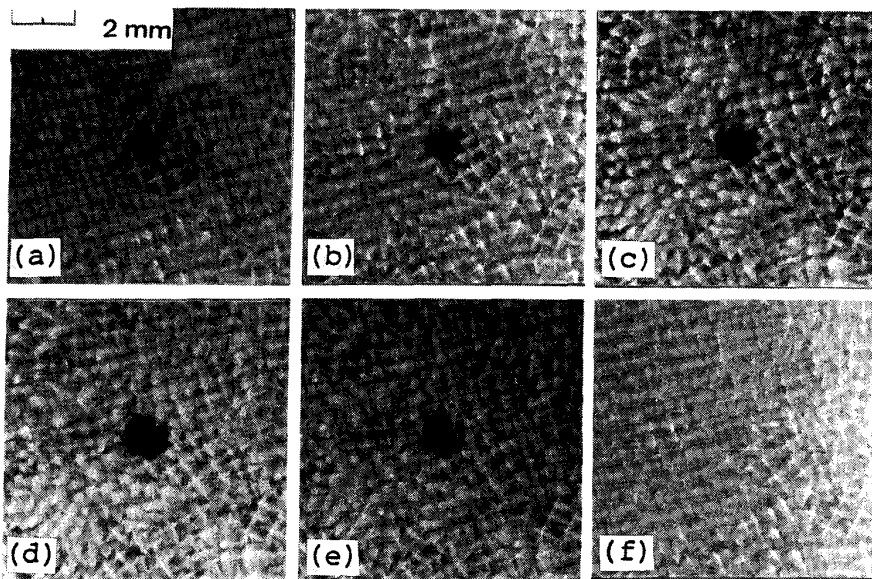


Photo. 2. Transitional behavior of channel structure in the large magnification.



(a) 3300 s (b) 3600 s (c) 3900 s
(d) 4500 s (e) 4800 s (f) 5400 s
Photo. 3. Transitional variations of top view of channel.

部と同時に共晶凝固が進行し、偏析線（チャンネル内部の等軸晶帯とチャンネル管壁の外周部の緻密なデンドライト帯）が固定化される。

Photo. 1(f) は、凝固開始後 62 min(3720 s) 経過したところで、冷却槽内の冷却剤を除去して白熱灯によって均一に加熱し、融点の低い共晶凝固部を優先的に融解したものである。偏析線は共晶凝固の完了部分 (Photo. 1(f) の破線下部) から共存部 (破線の上部) へと連続しており、凝固部にも偏析線 (チャンネル) が存在していたことが示されている。

Photo. 2 は一つのチャンネルを拡大して、その発達過程を観察したものである。上昇流は(a), (b)では認められなかったが、(c), (d)と時間が経過するにつれて明瞭となった (写真上では確認できない)。これは上昇流の流量、流速が増大することによるものと思われる。チャンネルの発達は(c)~(e)と続き、(f), (g)で衰退する。

チャンネルの発達過程では、次のような現象が観察された。(1)噴出型上昇流の流速と流量の増大、(2)チャンネル内部のデンドライトアームの消失 ((b)~(d)), (3)チャンネル管壁外周部のデンドライト組織の緻密化

((d), (e)), (4)チャンネル開口部(共存相-液相界面)周辺の隆起((c)~(e)).

モデル実験では, チャンネル形成に伴い, その内部にあらかじめ入れておいた着色液が濃化するため黒色化する. 一方, 管壁外周部は固相率が高くなるため白色化して, チャンネルの輪郭は漸次鮮明となる((d)~(f)). 一方, (4)の進行により開口部の外観は噴火口のようになる.

Photo. 3は, モールドの中央部に生成するチャンネルの開口部を上方から撮影したものである. ((a)~(d))では, チャンネル開口部におけるデンドライト二次アームの消失が見られる. チャンネルの衰退過程((e)~(f))ではチャンネル内部に等軸晶が析出し, 開口部は不明瞭となつている. また, Photo. 1,2の場合と同様, 噴出型上昇流の衰退に伴って, チャンネル開口部が消失する.

2.3 融液のフローパターン

凝固開始直後に共存相と液相の界面直上に多数見られるフィンガー型上昇流を模式図としてFig. 1に示す. 上昇流の形状は, 二重拡散現象¹³⁾¹⁴⁾の一つとして知られるフィンガー界面(Finger interface)の様相を呈していることから, 同じ発生機構であると推察できる. すなわち, デンドライトの析出により密度の小さい濃化液(H₂O)が共存相内で排出されると, 共存相前面には密度の小さい層が形成される. 液本体の密度はより大きいため, 密度の小さい層が大きい層の下部に存在する不安定な成層となる. この成層に外乱が加わると対流が自動的に生じ, フィンガー界面を呈することになる. ここで観察されたフィンガー頭部の直径は最大のもので1mm, 上昇流速は最大約2mm/sであった. 上昇に伴って溶質が拡散し, 周辺部との光の屈折率の差がなくなるとともに輪郭が不鮮明となり, 界面から最大約20mmの位置で消滅した. チャンネル形成の開始はフィンガー型上昇流の衰退時期と一致する.

Photo. 4は, 発達したチャンネルと噴出型上昇流の流跡を着色トレーサーによつて可視化したものである.

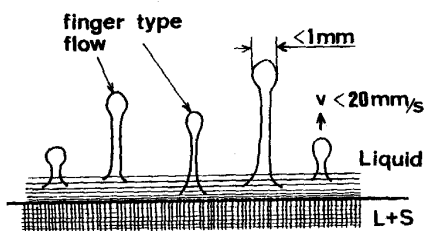


Fig. 1. Schematic illustration of finger type upward flow.

上昇流は約20mm/sの速度で液相中を鉛直上方に上昇し, 液表面に達した後水平方向に広がっている.

共存相内の融液の流動を可視化し観察した結果に基づいて, チャンネル周辺の流線をFig. 2に模式図として示した.

2.4 フレックルの生成条件

凝固開始から完了時まで生成したチャンネルの個数を母溶液の初濃度を変えて調べた結果をFig. 3に示す. 母溶液濃度が27%((wt)NH₄Cl)以下と40%以上ではチャンネルの生成はみられないことがわかる. 合金濃度が高い(NH₄Cl-H₂O系ではNH₄Cl濃度が低いことに相当する.)場合には, 共晶点に近い排出濃化液と母溶液の密度差は小さく, 排出量も少ないため自然対流の駆動力が不足する. 一方, 合金濃度が低い(NH₄Cl濃度が高い)場合には, 共存相の幅が厚くなり流通抵抗が増して自然対流が抑制されチャンネルが生成しなかつたものと考えられる.

模型実験において, 時間の経過に伴う共存相幅(*l*)と

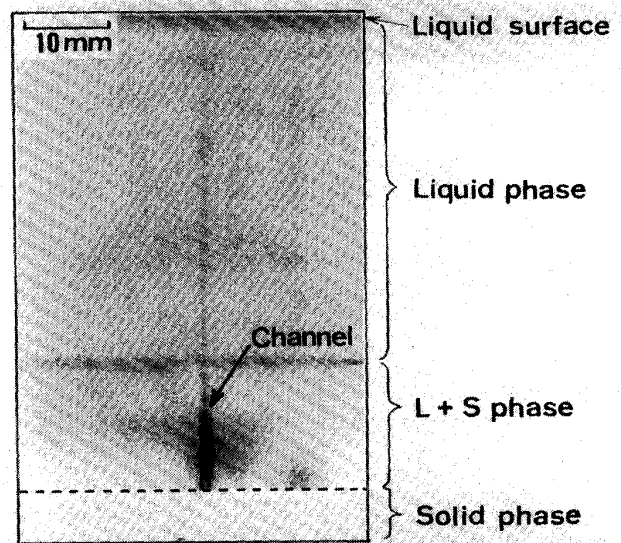


Photo. 4. Spouting flow from channel.

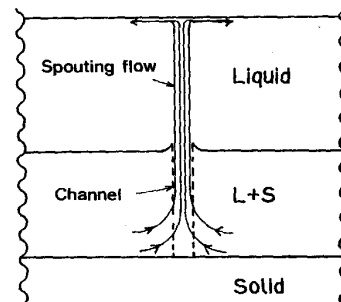


Fig. 2. Schematic illustration of spouting flow from channel.

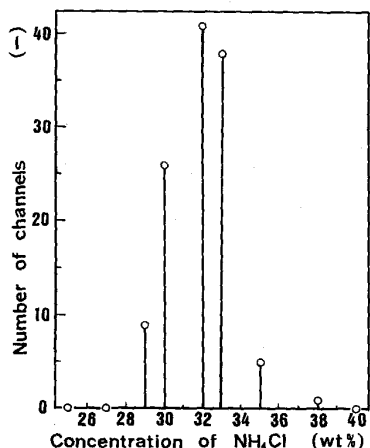


Fig. 3. Effects of concentration of pouring liquid on the number of channels.

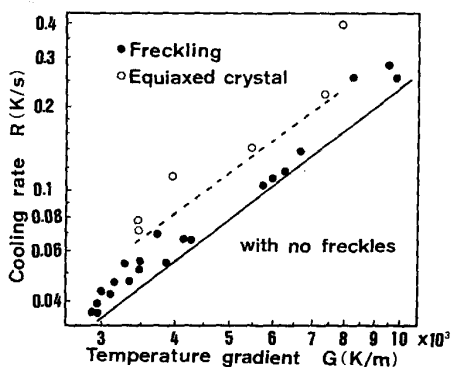
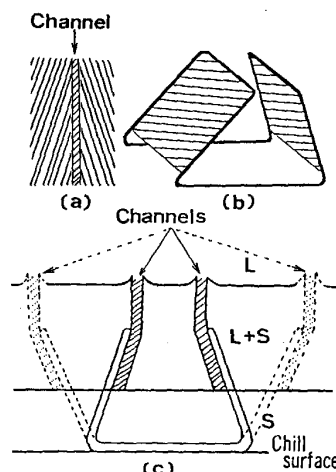


Fig. 4. Effects of cooling rate and temperature gradient on the formation of freckles.

その前進速度 (V) を測定し、共存相内の平均温度勾配 $G(=(T_m - T_e)/l)$ と冷却速度 $R(=GV)$ の推移を算出した。次に、注湯温度を種々変化させてチャンネル生成期と等軸晶シャワリング最盛期の G と R の値を求め、前者を黒丸印、後者を白抜き丸印で表し、Fig. 4 の $G-R$ 平面上にプロットした。 G と R の関係が図の実線よりも下の領域にある場合には、チャンネルは認められず、破線よりも上の領域では等軸晶のシャワリングが起こった。本模型実験系では、Fig. 4 の実線は、 $R=1.42 \times 10^{-7} G^{1.5}$ と表される。フレックルの生成が見られる実験条件下でも、モールド上面から白熱光を照射して人為的に G を大きく、同時に、 R を小さくすることによって、チャンネルの生成を抑制することができた。シャワリング現象は R が大きい領域で見られるが、チャンネルの生成域はシャワリング領域に近接している。

チャンネルが生成した場所にみられるデンドライト構造は、Fig. 5 (a) に示したように1次アームが共存相上部に向かって交差するように成長していることがわかつ



(a) Channel in inclined dendrite primary arms
(b) Inclined baffle plates adopted in the model experiment
(c) Illustration of channels formed along the inclined baffle plates

Fig. 5. Favorable position for channel formation and natural convection oriented by dendrite arms or baffles.

た。このようなデンドライト構造は共存相内の上昇流の集中を促すため、チャンネルが生成するものと考えられる。

Fig. 5 (b) に示すようなバフフル板 (邪魔板) を作成して、その板の傾斜角度がフレックル生成に及ぼす影響を調べた。図中の太い実線で描かれた部分は針金でできており、斜線部分には薄紙が貼られている。このバフフル板をモールド底面に設置して凝固実験を行ったところ、Fig. 5 (c) の実験で示すように、バフフル板の内側に沿ってチャンネルの生成が認められた。また、破線で示すように、二つのバフフル板を上方に向って広がるように傾斜させると、チャンネルはバフフル板の外側面に沿って生成した。これら実験結果によつて、傾斜したデンドライト構造は濃化融液の集中を促してチャンネルの生成に結び付くことが検証できた。

3. 理論解析

3.1 チャンネル生成過程の数学的モデル

前述の模型実験から得られた知見、すなわち、共存相内の密度差に起因する自然対流がフレックルの生成の起源であるとの観点に基づいて理論解析を行う。

固液共存相内の融液の連続の式は(1)式となる。

$$(\partial \epsilon / \partial t) + \nabla \cdot (\epsilon V) = 0 \dots\dots\dots (1)$$

ここで第1項は第2項に比べて十分小さいと考えられるので、(1)式は次のように書き換えられる。

$$(\nabla \cdot (\epsilon V)) = 0 \dots\dots\dots (1)'$$

共存相内の融液の運動に Darcy の法則が適用できると仮定すれば、次の運動方程式が導かれる。

$$V = -(K/\mu\epsilon) \cdot (\nabla p + \rho g i_y) \dots\dots\dots (2)$$

ここで、共存相内の流通抵抗の異方性を考慮すると、透過率 K はテンソル量となる。下方から上方に向かう一方向凝固では流通抵抗が最小となるデンドライト 1 次アームの方向（主応力方向）は鉛直方向で、流通抵抗が最大となる 2 次アーム方向は水平方向となるので、 K は次式のように対称テンソルとなる¹⁵⁾。

$$K = \begin{pmatrix} k_x & 0 \\ 0 & k_y \end{pmatrix} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 k_x は 2 次アーム方向の最大透過率、 k_y は 1 次アーム方向の最小透過率である。ここでは、岡本らが提出した k_x と k_y の実験式¹⁶⁾¹⁷⁾に本模型実験で測定した 1 次アームと 2 次アーム間隔の値を代入することによつて、 k_x と k_y が ϵ の関数として求められる。また、(2) 式中の融液密度 ρ は、次の(4)式のような温度と濃度の関数で表されるものとする。

$$\rho = \bar{\rho} + \alpha(T - \bar{T}) + \beta(C - \bar{C}) \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 \bar{T} 、 \bar{C} は共存相内融液の基準の温度と濃度であり、 $\bar{\rho}$ は \bar{T} 、 \bar{C} における密度である。 α と β は定数で、温度の上昇に伴つて密度は減少するので、 $\alpha < 0$ 、また、濃化融液の密度が母溶液の密度より小さい場合には、 $\beta < 0$ となる。なお、本研究で採用した実験系では、母溶液より密度の小さい H_2O が濃化するため β は負値となり、後述の計算に当たっては、 $\alpha = -0.4 \text{ kg}/(\text{m}^3\text{K})$ 、 $\beta = -300(-)$ の値を採用した。

融液の流動および凝固・融解現象を考慮して共存相内の微小要素の周りで熱収支を行うと次式が得られる。

$$\begin{aligned} (\partial T/\partial t) + \nabla \cdot (\epsilon TV) &= \lambda \nabla^2 T \\ &+ (-\Delta H/C_p)(\partial \epsilon/\partial t) \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

同様に、共存相内の融液の物質収支は(6)式で表される。

$$\begin{aligned} (\partial(\epsilon C)/\partial t) + \nabla \cdot (\epsilon CV) &= D \nabla^2(\epsilon C) \\ &+ (K - 1)C(\partial \epsilon/\partial t) \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

従来、この種のモデルにおいては、 T と C の間に平衡関係（状態図の液相線の関係）を仮定して ϵ の値を定めているが、チャンネルの生成過程をより正確に取り扱うには、 ϵ の変化を表す速度論的表現が必要となる。ここでは、微小要素の濃度から決まる平衡温度（液相線温度）と微小要素の実際の温度との差に比例して、 $(\partial \epsilon/\partial t)$ が決まるとして次式を導入した。

$$(\partial \epsilon/\partial t) = \gamma [T - \bar{T} + m(C - \bar{C})] \dots\dots\dots (7)$$

(7)式は、微小要素の温度と濃度の関係が液相線より上であれば、 $(\partial \epsilon/\partial t) > 0$ となつて融解が進行し、液相線より下であれば、 $(\partial \epsilon/\partial t) < 0$ となつて凝固が進行する

ことを表している。また、(7)式は、 ϵ の変化速度 $(\partial \epsilon/\partial t)$ が液相線からの温度差に比例することを表している。

(7)式の γ の値は次のようにして見積つた。まず、流動を考慮しない非定常伝熱の凝固モデルを作る。初期条件は、 $y > 0$ において $\epsilon(t=0) = 1$ 、 $C(t=0) = C_i$ (初期濃度)、 $T(t=0) = T_i$ (初期温度) とする。つまり、一様の温度 T_i 、濃度 C_i の液がモールド内に満たされたとする。次に、 $t > 0$ で底面温度 $T(y=0) = T_c$ (冷却槽温度) とし、下面から冷却が開始されるとする。あらかじめ、 γ の値を変えた数値計算を行い、底面 ($y=0$) の温度と濃度が共晶点に達する時間 Δt を求め、 γ の値と Δt の関係を求めた。次に、模型実験によりモールド底面近傍の融液が平衡状態に達し、共晶凝固開始までに要した時間 Δt を測定し、その値から、先に得られた γ と Δt の関係を使つて、 $\gamma = 1.5 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ と見積つた。

3.2 共存相内における密度逆転層

ここに提出したモデルにおいて、融液の流動はないものとし、(4)~(7)式を連立して計算した結果を Fig. 6 に示す。横軸は、 $t=0$ における液相と共存相の界面の位置から測つた鉛直上向き距離を表す。(a)~(d)は、

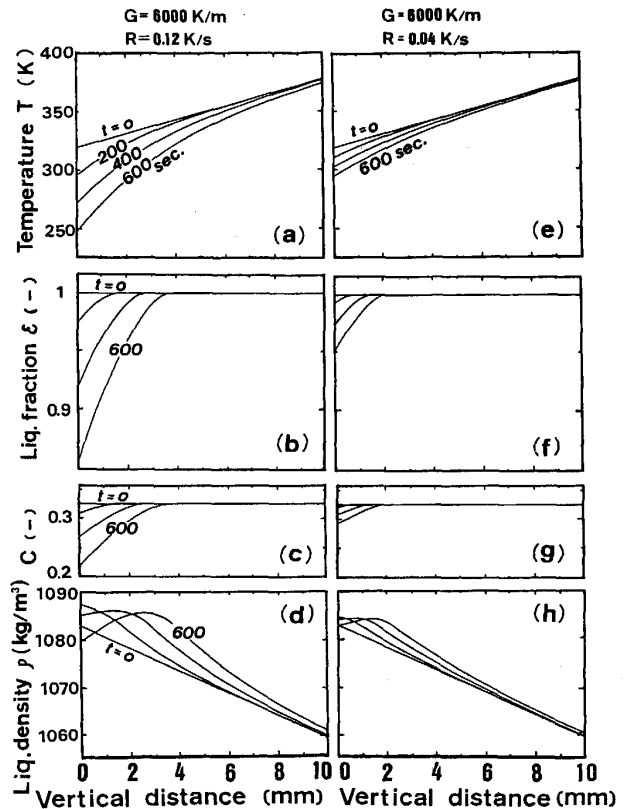


Fig. 6. Transitional variations along the vertical distance, in temperature ((a), (e)), liquid fraction ((b), (f)), concentration of NH_4Cl ((c), (g)) and liquid density ((d), (h)).

$t=0$ における温度勾配 $G=6000 \text{ K/m}$, $y=0$ における冷却速度 $R=0.12 \text{ K/s}$ と設定し, 経過時間をパラメータとして諸変数の変化を示したものである. 温度の降下に伴いデンドライトが析出し共存相が成長している(b). 凝固に伴って, 濃化液 (H_2O) が排出されるため, NH_4Cl 濃度は低下してくる(c). その結果, 融液の密度分布には, $t=0$ で凝固方向に沿って単調減少の直線であった ($(\partial\zeta/\partial y) < 0$) のものが時間の経過とともに, 極大点が現われる(d). 極大点の位置は液相と共存相の界面の位置 ((b)参照) と一致し, 共存相内では $(\partial\zeta/\partial y) > 0$ となり密度は上方に向かって大きくなり, 力学的に不安定な系となる. 以後, $(\partial\zeta/\partial y) > 0$ の領域を密度逆転層と呼ぶ, 一方, (e)~(h)は $G=6000 \text{ K/m}$, $R=0.04 \text{ K/s}$ と冷却速度を前述の場合の $1/3$ としたもので, Fig. 4 上ではチャンネルが生成しない条件である. (d)は(h)と比較して, 密度逆転の度合いは大きくなっており, より不安定で自然対流を生じやすくなっていることがわかる.

3.3 チャンネル生成過程のシミュレーション

3.1 で記述した数学的モデルを用いて, 流動を加味した計算結果の一例をFig. 7 に示す. 計算条件は, 高さ 15 mm , 幅 100 mm の共存相を対象として, 初期条件 ($t=0$) は, 温度, 濃度, 液相率が共存相上面から下面にわたって直線分布とした. $t>0$ においては, 底面温度が所定の冷却速度 R で低下するように設定した. 底面に温度の外乱を加える目的で, $x=0, 100/3, 200/3, 100 \text{ mm}$ の各位置に相当するメッシュ点の温度を, 他の底面

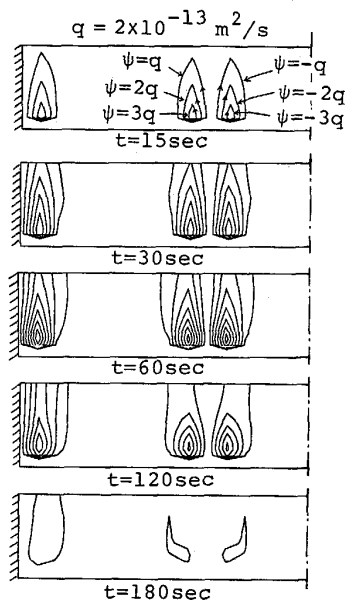


Fig. 7. Calculated transitional variations of stream lines in solid-liquid zone.

のメッシュ点の温度よりも常に 0.05 K 低く定め, $G=3500 \text{ K/m}$, $R=5 \times 10^{-2} \text{ K/s}$ の条件下で計算を行い, 自然対流を表す流線の経時変化を調べた (計算結果は壁面から 50 mm の位置に関し, 左右対称となるため, 左側半分のみを示した). 時間の経過に伴って自然対流が発達し, 漸次衰退していく過程がみられる. 自然対流の強度とその持続時間がフレックルの生成に強くかわることに留意すれば, 本計算結果は定性的ではあるが, Photo. 1 と Photo. 2 に見られるフレックルの発達と衰退の過程をシミュレートしているものと考えられる. 実験で見られたフレックル生成の全過程を本数学的モデルによって再現するには極めて長時間の計算が必要となる. ここでは長時間計算を割愛したため, 結果は定性的なものとなっているが, フレックル生成の可否の条件を本モデルによって定量化することは可能と思われる.

4. 考 察

4.1 フレックル生成機構

模型実験から, 共存相内に発生して, 発達したチャンネルはその内部に析出した等軸晶よりなる偏析線が共晶凝固により固定化されてフレックルとなることがわかった. チャンネルは共存相内融液の上昇運動に伴って生成するが, その機構は次のように説明できる. 上昇運動が起こると, 融液の温度と濃度の平衡関係 (液相線) が破られる. すなわち, 溶融金属では伝熱速度が物質移動速度に比べて速いが, $\text{NH}_4\text{Cl}-\text{H}_2\text{O}$ 系でも, この傾向が強いため (LEWIS 数 $= \lambda/D \gg 1$), 融液は共存相内を上昇する過程で上昇流体の温度と濃度の関係は状態図上では液相線より上方に離れ, 周囲のデンドライトを融解するようになる⁹⁾¹⁰⁾. 融解によつて上昇流の流通抵抗が減少すると上昇流の集中化を促進して, 不安定現象を呈することになる. 一方, 上昇流の近傍では, 融解潜熱と上昇流による除熱によつて, デンドライトの凝固が促進される. チャンネルの管壁外周部の緻密化と開口部周辺の隆起はこのような理由によつて起こるものと考えられる.

(1)チャンネルの生成前には, 共存相上面近傍でフィンガー型の上昇流が見られること, (2)チャンネルは共存相の上方から下方に向かって発達すること, (3)共存相内には密度逆転層の形成が考えられること, 以上の3点を考え合わせると, チャンネル生成の主要因である上昇運動は次のように駆動されるものと推定できる. もともと不安定な力学的状態にある共存相内において, 比較的流通抵抗の小さい上部でフィンガー型の上昇流が生じ, その攪乱, 吸引作用によつて, 下層の融液の上昇運動が誘発され, 前述の不安定現象が上部から下部に向か

つて次第に連鎖的に誘起される。

このようにして、チャンネルが共存相の最下部にまで達する頃には、その外周部は流通抵抗の大きな緻密デンドライト組織で包囲されるようになり、また、下端は固相で閉塞されているため、上昇流は次第に減衰する。上昇流の衰退に伴ってチャンネル形成部分の融解現象は抑制され、遂にはチャンネル内部で凝固現象が起こるようになる。

4.2 フレックルの防止策

上述のようなフレックルの生成機構に立脚したフレックルの防止策を、以下に列挙する。

(1) 成分の調整を行って、共存相内の密度逆転層の生成を抑制する。また、デンドライト組織の緻密化を図る。(すなわち、 $K < 1$ であれば基元素より密度の小さい成分の添加は極力避ける)。

(2) 凝固速度の減少と温度勾配の増大を図る。

(3) フィンガー型上昇流を誘発する外乱を避ける。(すなわち、ESR, VAR では電磁気力等による対流を抑制する。この点については、今後電磁流体力学的検討が必要となろう)。

5. 結 言

超硬合金の一方向凝固材料に見られるフレックルの生成機構を知るために、 $\text{NH}_4\text{Cl}-\text{H}_2\text{O}$ 系の模型実験を行った結果、フレックルはチャンネル型偏析であることを確認した。フレックル生成過程の詳細な観察結果に基づいて、フレックル生成過程を表現する数学的モデルを展開した。フレックル生成機構を解明し、フレックル生成の防止策に言及した。

記 号

C : 濃化元素の濃度 (kg/m^3)
 C' : NH_4Cl の無次元濃度 (—)
 \bar{C} : 共存相内融液の基準濃度 (kg/m^3)
 C_p : 比熱 ($\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$)
 G : 温度勾配 (K/m)
 g : 重力加速度 (m/s^2)
 ΔH : 凝固潜熱 (J/kg)
 i_y : y 方向の単位ベクトル (—)
 K : 平衡分配係数 (—)
 K : 透過率テンソル (m^2)
 k_x, k_y : x 方向と y 方向の透過率 (m^2)
 l : 共存相の幅 (m)
 m : 液相線の勾配 ($\text{K}\cdot\text{m}^3/\text{kg}$)

p : 静圧 (Pa)
 R : 冷却速度 (K/s)
 T : 温度 (K)
 T_e : 共晶点の温度 (K)
 T_m : 液相線温度 (K)
 \bar{T} : 共存相内融液の基準温度 (K)
 t : 時間 (s)
 V : 速度ベクトル (m/s)
 V : 共存相の前進速度 (m/s)
 x : 水平方向の距離 (m)
 y : 鉛直方向の距離 (m)
 α : 定数 ($(\partial g/\partial T)_{T=\bar{T}}$) ($\text{kg}/\text{m}^3\cdot\text{K}$)
 β : 定数 ($(\partial g/\partial C)_{C=\bar{C}}$) (—)
 γ : (7)式中の係数 ($1/\text{K}\cdot\text{s}$)
 ε : 液相率 (—)
 λ : 熱拡散率 (m^2/s)
 μ : 粘性係数 ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)
 ρ : 密度 (kg/m^3)
 $\bar{\rho}$: \bar{T}, \bar{C} における融液の密度 (kg/m^3)
 ψ : 流れ関数 (m^2/s)

文 献

- 1) D. N. DUHL and E. R. THOMPSON: J. Aircraft, **14** (1977), p. 521
- 2) 太田芳雄, 中川幸也, 大友 暁, 雑賀喜規: 日本金属学会会報, **24** (1985), p. 462
- 3) 湯川夏夫, 村田純教: 学振 19 委-No. 10537 (昭和 59 年 2 月)
- 4) S. D. RIDDER, F. C. REYES, S. CHAKRAVORTY, R. MEHRABIAN, J. D. NAUMAN, J. H. CHEN and H. J. KLEIN: Metall. Trans. B, **9** (1978), p. 415
- 5) A. F. GIAMEI and B. H. KEAR: Metall. Trans., **1** (1970), p. 2185
- 6) S. M. COPLEY, A. F. GIAMEI, S. M. JOHNSON and M. F. HORNBECHER: Metall. Trans., **1** (1970), p. 2193
- 7) S. D. RIDDER, S. KOU and R. MEHRABIAN: Metall. Trans. B, **12** (1981), p. 435
- 8) I. GHAS and W. R. WILCOX: Metall. Trans. B, **12** (1981), p. 249
- 9) 浅井滋生, 佐原崇彦, 鞭 巖: 鉄と鋼, **63** (1977), p. 1512
- 10) 浅井滋生, 小沢順造, 鞭 巖: 鉄と鋼, **64** (1978), p. 730
- 11) 大賀裕一, 佐藤 敦, 菊池 淳: 日本金属学会講演概要 (1985), p. 122
- 12) 大中逸雄: 日本金属学会会報, **22** (1983), p. 802
- 13) V. R. VOLLER, J. J. MOORE and N. A. SHAH: Met. Technol., **10** (1983), p. 81
- 14) H. E. HUPPERT and J. S. TURNER: J. Fluid Mech., **106** (1981), p. 299
- 15) J. BEAR: Dynamics of Fluid in Porous Media (1967), p. 139 [American Elsevier Pub.]
- 16) 岡本 平, 村上健児, 白石愛明: 学振 19 委-No. 10463 (昭和 58 年 2 月)
- 17) 岡本 平, 村上健児, 白石愛明: 学振 19 委-No. 10522 (昭和 58 年 10 月)