

Title	鑄造における湯流れのシミュレーションに関する研究
Author(s)	大政, 光史
Citation	大阪大学, 1992, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3060101
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

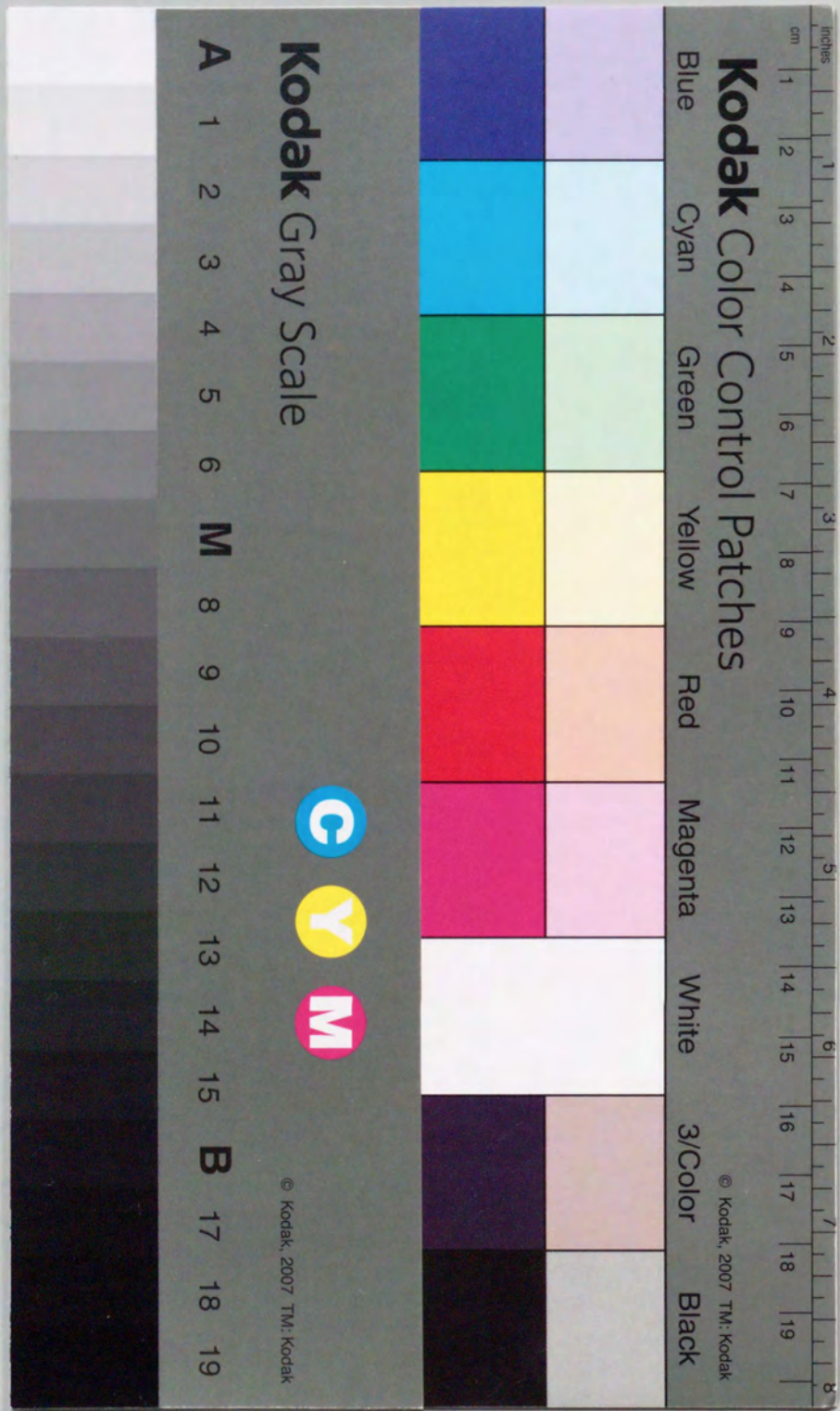
<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

鑄造における湯流れのシミュレーションに関する研究

1991

大政光史



①

鑄造における湯流れのシミュレーションに関する研究

1991

大 政 光 史

鑄造における湯流れのシミュレーションに関する研究

第1章 序論

1.1	本研究の目的	1
1.2	従来の研究	2
1.3	本研究の概要	5

第2章 数値解析

2.1	緒言	6
2.2	直接差分法による解析方法	7
2.2.1	直接差分法の特徴	7
2.2.2	要素分割と物理量の定義	8
2.2.3	質量保存則と運動量保存則の離散化	9
2.2.4	連立差分式の解法	12
2.2.5	境界条件と初期条件	14
2.2.6	移動境界条件	16
	(1) 自由表面の取り扱い	16
	(2) 表面張力	18
	(3) 接触角	19
	(4) オーバーフローの取り扱い	20
2.2.7	擬3次元化	22
2.2.8	熱エネルギー保存則	24
2.3	厳密解との比較	26
2.4	対流項の風上差分に関する計算例と考察	28
2.5	結言	30

第3章 低圧鑄造における湯流れの水モデル実験と数値解析との比較

3.1	緒言	31
3.2	実験方法	31
3.2.1	低圧鑄造装置	31
3.2.2	トレーサとシート状レーザーによる内部流速分布の測定方法	33
3.3	解析方法および解析条件	34
3.4	結果および考察	36
3.4.1	チャンバ内のガス圧の変化	36
3.4.2	板状鑄型での湯面変化	37
3.4.3	板状鑄型での内部流速	40
3.4.4	垂直分岐鑄型での流れ挙動	41
3.5	結言	43

第4章 低圧鋳造における溶融アルミニウム, 水銀および水の流れ挙動の比較	
4.1 緒言	44
4.2 実験方法	44
4.3 解析方法および解析条件	46
4.4 結果および考察	47
4.4.1 板状鋳型での水、水銀、アルミニウム溶湯の充填挙動	47
(1) 水平に流れる湯先の高さ	48
(2) アルミニウム溶湯の非対称な湯流れ	53
(3) 鋳型内の溶湯の温度分布	54
4.4.2 水平分岐鋳型による上下幅の異なるキャビティへの充填挙動の比較	56
4.5 結言	58
第5章 その他の鋳造法への適用	
5.1 緒言	59
5.2 重力鋳造法による2つの堰がある場合の湯流れ	59
5.3 重力鋳造法によるスポーク付きリング状鋳型の充填挙動	61
5.4 ダイカストによるリング状鋳型の擬3次元解析	63
5.5 結言	65
第6章 総括	66
謝辞	68
参考文献	69

記号表

[記号]	[説明]	[単位]
b	並行平板間の距離	(m)
C_p	比熱	($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$)
d_s	要素の節点から表面点までの距離	(m)
f_L	要素の充填率	(-)
\bar{f}_L	上流側の要素の溶湯充填率	(-)
F_c	表面張力による力の合力	(N)
F_g	静圧によるx方向の力	(N)
F_q	厚さ方向に速度分布をもつ流れが要素に作用する力	(N)
F_s	表面張力によるx方向の力	(N)
F_v	慣性力によるx方向の力	(N)
F	表面張力の合力	(N)
g	重力加速度	(N)
h	溶湯が水平方向に流れているときの湯先の高さ	(m/s^2)
k	流速分布をもつ流れの慣性項の係数	(-)
M_t	運動量保存式中の時間項	($N \cdot s$)
M_c	運動量保存式中の対流項	($N \cdot s$)
M_v	運動量保存式中のせん断力項	($N \cdot s$)
M_p	運動量保存式中の圧力項	($N \cdot s$)
M_g	運動量保存式中の重力項	($N \cdot s$)
M_s	運動量保存式中の表面張力項	($N \cdot s$)
M_q	運動量保存式中の擬3次元化項	($N \cdot s$)
n_x	折れ線で表した自由表面の方向ベクトル	(-)
P	表面張力による圧力	(Pa)
P	要素の圧力	(Pa)
P_c	キャビティ内圧力	(Pa)
P_c	溶湯が鋳型と接する点	(-)
P_g	チャンバー内ガス圧力	(Pa)

P_N	節点	(-)
P_o	境界圧力	(Pa)
P_s	表面点	(-)
q	熱流束	(W/m)
Q	総流量	(m^3/s)
r	曲率半径	(m)
S	要素構成面の面積	(m^2)
T	温度	(K)
\bar{T}	風上の温度	(K)
u^*	対流項の中で使われる流速値 (内挿値または風上の値)	(m/s)
u	x 方向の流速	(m/s)
u_m	平均流速	(m/s)
U	流速 (v または u)	(m/s)
U'	Δt_F 後の流速	(m/s)
v	y 方向の流速	(m/s)
\bar{v}	風上の y 方向の流速	(m/s)
\tilde{v}	タイムステップ後の流速	(m/s)
v'	仮想流速 (運動量保存式の圧力項を除いて解いた値)	(m/s)
v_a	水平方向の平均流速	(m/s)
V	節点領域の体積	(m^3)
V_L	要素内の溶湯の体積	(m^3)
w	板厚方向の厚さ	(m)
α	流速の方向と重力加速度ベクトルのなす角	(rad)
γ_{LG}	液体と外気間の界面エネルギー (表面張力)	(N·m)
γ_{SG}	固体と外気間の界面エネルギー	(N·m)
γ_{SL}	固体と液体間の界面エネルギー	(N·m)
Δh	初期充満要素の高さ	(m)
Δx	x 方向のメッシュサイズ	(m)
Δy	y 方向のメッシュサイズ	(m)
Δt	タイムステップ	(s)

Δt_F	オーバーフローを起こした各要素について ちょうど充満される時刻	(s)
θ	接触角	(rad)
μ	粘性係数	(Pa·s)
ρ	密度	(kg/m^3)
σ	表面張力	(N/m)

< 上付き添え字 >

B タイムステップ前の値

< 下付き添え字 >

i, j 要素の番号

ij 要素間の値

第1章 序論

1.1 本研究の目的

鑄造における基本的な現象のひとつは高温の熔融金属の移動，すなわち湯流れである。この流れは自由表面を有しており，しかも，自由表面が移動して鑄型内を充滿してゆく。したがって，湯流れが急激な場合にはガスや介在物の巻き込みを起し，遅すぎると充滿するまでに凝固が進行し湯回り不良となる。このように湯流れに起因する鑄造欠陥は数多くある。また，鑄型内の充填順序や内部流動によって鑄物と鑄型の温度分布が変化し，熱移動や凝固にも影響を与える。

このような鑄型内部での現象を把握することは，鑄造欠陥のない鑄物製品をつくるために必要である。しかし，鑄型内部を直接観察することは困難であるので，近年急速に発達しつつあるコンピュータを用いた数値シミュレーションが行われてきており，次節に上げるような成果もでてきている。しかし，湯流れの数値シミュレーションについては，まだ理論的検討が不十分で適用範囲も狭い。そのため，取り扱いが容易な水を利用したモデル実験による検討も行われている。

本研究では，湯流れシミュレーションの一例として低圧鑄造法を取り上げた。低圧鑄造は，るつぼ内の溶湯表面に大気圧よりわずかに高い圧力をかけて，溶湯内に浸漬した管を通して溶湯を押し上げ，鑄型内に注湯する方法である。

この方法の特徴としては，指向性凝固下での加圧鑄造であるので湯の補給が良く，重力金型鑄造と比べると健全な鑄物が鑄造できる。また，湯口以下の未凝固部分が押し湯となり，この部分は鑄造後るつぼ中に戻り，製品部分だけが鑄型内に残るので，きわめて歩留りが良い¹⁾。低圧鑄造における溶湯の注入速度はダイカストに比べて1/100程度²⁾の低速であるため，砂中子を使用することができ，鑄型形状の自由度が高い³⁾。また，設備の面からみると，ダイカストに比べて安く，比較的大型の鑄物の鑄造が可能である。

以上のような利点のため，低圧鑄造は，自動車のホイール，シリンダーヘッド，ブレーキドラムなどの重要部品の製造に利用されており⁴⁾，製品の信頼性が要求される。一方，ガス加圧であるため，加圧の正確な制御が困難である。例えば，注湯時の急激な加圧を行うと，溶湯が鑄型内に急激な勢いで入り，湯が鑄型面に衝突し

てガスの巻き込みが発生する。したがって、初期には静かに圧力を上昇し、その後一定圧力になるようにするなどの制御が必要になり、2段加圧方式⁵⁾が提案されている。したがって、低圧鋳造の条件にも適用できるシミュレータの開発は工業的にも意義がある。

また、低圧鋳造はダイカストほど溶湯の流速が遅くないためモデル実験が容易であり、コンピュータシミュレーションとの比較が正確にできる。

すなわち、本研究では、自由表面を有する湯流れをシミュレーションできるアルゴリズムを開発し、低圧鋳造のモデル実験と内部流速分布等を比較して妥当性を評価し、他の鋳造法にも適用できる汎用湯流れシミュレーション方法を開発することを目的とした。

1. 2 従来の研究

鋳湯時の湯流れを解析する方法として、古典的には水力学解析⁶⁾が行われた。しかし、この方法で解析できるのは湯流れが比較的簡単な場合、たとえば湯口での湯流れに限られ、熱移動を含めて解析することはさらに困難になる。湯口や湯道の方案も鋳造方案の重要な一部ではあるが、製品の鋳造欠陥を防止する目的のためには、キャビティ内の流れをも把握することが必要である。

鋳造方案の決定や鋳造欠陥の原因究明のために、水と透明な鋳型を用いて湯流れのモデル実験を行うことが多い。例えば、佃ら⁷⁾は低圧鋳造のストーク部での酸化物の巻き込みに影響するような溶湯の流れを調査した。砂型鋳物に関する研究としては、山本ら⁸⁾が大型鋳鋼品における砂きずを中心とする介在物欠陥の発生に影響を及ぼす鋳型内の溶鋼の流れを調べた。また、那智は⁹⁾非金属介在物の溶鋼中への巻き込みによる介在物欠陥の発生メカニズムについて検討し、押し湯の位置を変えることによって介在物の除去に成功した。ダイカストに関する研究では、安斎ら¹⁰⁾がダイカスト金型キャビティ内の湯流れ挙動を調べ、鋳造実験やコンピュータシミュレーションともあわせて湯境欠陥の発生予測を行った。岩田ら¹¹⁾はダイカストによるアルミニウム鋳物のゲート部近傍に発生する気泡欠陥について水モデルによる溶湯充填状態の観測と比重分布の測定から検討を行っている。

これらのように主に湯流れに起因する鋳造欠陥の対策には水モデルは非常に有効

である。また、水は取扱いが簡単であり、動粘性係数が溶湯と近似していることから、水でも湯流れの特徴を表せると考えられている。ただし、流れを可視化するために透明な鋳型を製作したり、観測方法を工夫する必要がある。また、モデル化するにあたってはRe数、Fr数、We数を一致させるのが理想的であるが、これらを同時に一致させることは通常ほとんど不可能に近いことに注意が必要である。

溶湯を用いた実験例としては、片島ら^{12), 13)}が消失模型鋳造法における発泡ポリスチレン模型と溶湯の置換状況を急冷法によって明らかにした。実際の溶湯を用いているので信頼性の高い方法と言えるが、他の鋳造法では容易ではない。

山本ら¹⁴⁾⁻¹⁷⁾は実用ダイカスト機を用いて、アルミニウム溶湯の流れ挙動を実測できる装置とセンサを開発し、鋳造欠陥発生との関係を検討した。この装置は最大100個のセンサで0.1msの感度で計測できるので、溶湯が充填してゆく状態を精度良く測定できると考えられる。しかし、実機の金型に多数のセンサを取り付けることは相当に費用がかかると思われ、簡単に実験を行うことは難しい。

コンピュータによる湯流れのシミュレーションとしては、安斎ら^{10), 18)-20)}がSMA C法によりダイカスト鋳物での擬3次元的な解析を行い、ゲート部で肉厚が変化したときの充填解析を行っている。さらに、野村ら²¹⁾⁻²³⁾は3次元解析を行い、肉厚変化のある鋳型内での流動解析を行っている。また、大塚ら²⁴⁾は薄肉のダイカスト鋳物では慣性力や重力の影響は無視できると仮定し、FAN法を用いて実際の鋳物に近い複雑な形状での数値解析をしている。しかし、これらの方法は重力を考慮していないため、重力金型鋳造法や低圧鋳造法にはそのままでは適用できない。また、FAN法は慣性力の影響を無視しているため薄肉でないキャビティ内の流れでは誤差が大きくなると考えられる。SMA C法は多数のマーカーを移動させて充填経過や自由表面を計算しているので、計算上のメモリを多く必要とする可能性があり、溶湯の移動量を定量化するには何等かの工夫が必要であろう。

溶湯の移動量を計算する方法にVOF法がある。Nicholsら²⁵⁾やWaltherら²⁶⁾はSOLA-VOF法を用いて表面形状を求め、表面張力も含めて解析している。溶湯の移動を量的に計算できれば、対流による熱移動を容易に計算でき、温度変化を同時に計算しなければならない鋳造の問題には適していると考えられる。しかし、表面張力を求めるために自由表面の曲率を計算するので複雑なアルゴリズムとなっている。

溶湯の移動量を扱う計算方法としては他にOhnakaら²⁷⁾の直接差分法がある。直接差分法は物理現象から直接差分式を求めるため、重力や表面張力を導入しやすいと考えられ、将来、三角形要素にも適用できる可能性がある。また、直接差分法による凝固解析は数多くなされており、長坂ら^{28)、29)}の3次元の解析例もある。

また、凝固現象とキャビティ内の流動性についての考察がFlemingsら³⁰⁾によってなされた。純金属では金型に凝固層が付着することによって流路が狭められ、合金では析出した固相が溶湯とともに流れ、流動限界固相率に達した時に流動が停止するとしている。このことから、湯流れと凝固が同時進行する場合には、純金属と合金とではモデルを変更しなければならないと考えられる。ただし、このような場合、湯回り不良となり易いので、近似的には合金に対しても純金属に対する取り扱いでかなりの場合対応できるかも知れない。杉山ら³¹⁾は薄肉の試験鑄型を用いてアルミニウム合金注湯時の鑄造条件と流動性の関係を検討し、液相状態ではほぼ一定流速で流れ、凝固が始まると急激に流速が低下したことを報告している。

以上のように、鑄型内部での現象を把握するためにコンピュータシミュレーションがすでに使われ始めているが、湯流れのシミュレーションについては、まだ理論的な検討の余地があり、厳密解やモデル実験との比較による数値解析の精度の検証も十分ではない。

1. 3 本研究の概要

本研究は鑄造方案の指針とするために、複雑な鑄型形状を容易に取り扱うことができるコンピュータシミュレーション法を開発することを最終目的として、数値解析プログラムを開発し、シミュレーションの結果とモデル実験の結果を比較検討したものである。

本論文は6章から構成されており、以下に概要を述べる。

第1章では、湯流れについて従来行われた研究について、その特徴と問題点を挙げ、本研究の目的を述べた。

第2章では、物理法則から直接的に差分式を導く直接差分法を用いて、表面張力や接触角を考慮した湯流れ解析の方法について述べた。本解析方法による数値解と厳密解とを比較して、計算精度を確かめた。また、流れ計算に付随する各種の計算上の問題点について考察を行った。

第3章では、試作した低圧鑄造装置を用いた水モデル実験でトレーサとシート状レーザーを用いて可視化を行い、単純な形状のキャビティ内部の2次元的な流速分布を測定した。この実験結果をコンピュータシミュレーション結果と比較して、第2章で提案した解析方法の精度について検討した結果について述べた。

第4章では、水の他に水銀やアルミニウム溶湯を用いてモデル実験を行い、溶湯が水平に流れるときの挙動や薄肉部分の充填挙動に与える表面張力や接触角の影響について検討した。

第5章では、低圧鑄造以外の鑄造法への本解析方法の適用例として、実際の鑄型に近い形状で重力鑄造法やダイカスト法の場合の流動解析を行った。また、それらの解析結果と文献データとを比較して、同様にシミュレートできていることを確かめた。

第6章では、上記各章の総括を述べた。

第2章 数値解析

2.1 緒言

一般に、流れには圧力、粘性力、重力などの影響があり、ナビエ・ストークスの方程式で表される。さらに注湯時の流れでは、キャビティ内にある空気を溶湯が押し出して入れ替わることになるので、自由表面を有する流れとなる。そのため、表面張力が流体の挙動に影響を与える可能性がある。また、この液体と気体が鋳型壁面と接しているため、濡れ性についても考慮しなければならない。

さらに、自由表面では密度差の大きい液体と気体が接しているため、重力の影響が非常に大きいことになる。このことは数値解析を行うときに問題になってくる。数値解析を最も簡単に行う方法として、対象物を有限の小さな領域（要素）に分割して、その領域内では物性値や流速などの物理量の値が一定とする方法がよく用いられる。この方法で表面位置を評価すると一つの要素からもう一つ上の要素に表面位置が移動した時に、重力が大きく変化することになり、計算結果の振動や発散の原因になる。したがって、界面の位置を厳密に求める必要がある。ただし、ダイカストのように流速が非常に速く、慣性力の方が支配的と考えられる条件では重力は無視できる。

また、境界条件については、ダイカストではピストンによって強制的に溶湯を押し出すので、ピストンの速度と湯口の面積から溶湯の流入速度が求められる。一方、低圧鋳造ではチャンバー内のガス圧を高めて溶湯をキャビティ内へ流し込むため、解析をする場合には溶湯の入口の境界条件については速度が未定で圧力だけを与えなければならない。速度による境界条件の場合は物質保存則さえ満たしていればキャビティ内の溶湯量は正確に計算できるが、圧力境界条件の場合は物質保存則と運動量保存則の連立方程式が正確に解けていないと溶湯量さえ不正確になるので、計算誤差が生じやすいと考えられる。

そこで、本章では低圧鋳造の場合にも適用できるシミュレーション方法について述べる。

2.2 直接差分法による解析方法

2.2.1 直接差分法の特徴

熱伝導や流れなどの現象を数学的に表現する場合、熱量や運動量の保存則を通常微分方程式で表す。微分方程式は無限小の領域での保存則を表しているため、微分方程式を解くことができれば、滑らかな解（厳密解）を得ることができる。しかし、微分方程式が解けるのは限られた条件の場合だけである。このような場合に、コンピュータで解こうとするのが数値解析である。このとき無限小の領域に分割すると無限個の要素（データ）を扱わなければならないためコンピュータでも不可能である。ある程度の有限の大きさの領域に分割して、その領域での保存則を定式化する（離散化）。分割を粗くした分だけ解の滑らかさが損なわれるため、ある程度の誤差を覚悟しなければならない。

数値計算において重要な部分は、対象とする物理現象のモデル化（差分式の導出）と差分式の計算手順の2つに分けて考えることができる。物理現象のモデル化については、さらに、内部要素に関するモデル化と境界要素に関するモデル化とに分けて考えられる。流動解析における内部要素のモデル化については、多くの差分法では物理的考察から得られたナビエ・ストークスの式を数学的手法であるテイラー展開法を用いて差分式を導いている。しかし、テイラー多項式のどこまで簡略化するかについては物理的考察が必要³²⁾である。また、境界要素については個々の場合について物理的に考察して境界条件を設定するしかない。そこで、直接差分法では内部要素についても微分方程式を経由せずに、物理的考察によって現象をモデル化し差分式を求めることを特徴としている。

一方、差分式の計算手順については、MAC法³³⁾では圧力のポアソン方程式を解いた後、運動量保存式から流速を求める方法を用いている。本方法ではポアソン方程式と運動量保存式の中で共通な部分を予め計算しておくことによって計算回数を軽減している。

2. 2. 2 要素分割と物理量の定義

直接差分法では、先ず実際の形状に合わせて要素分割を行う。内節点法³⁴⁾では、この分割された要素を節点領域として各種保存則を適用する。この節点領域は「コントロールボリューム^{35), 36)}」と同様のものである。また、分割した要素と要素の間の境界面を要素構成面と呼ぶことにする。

流れ計算においては質量保存則と運動量保存則とを連立させて解き、溶湯の充填量(分割要素中の溶湯量)、速度および圧力を求めなければならない。このとき、波状圧力場³⁷⁾の発生を防止するために、スタガード格子^{35), 38), 39)}を用いている例が多く、MAC法やSOLA-VOF法もこれを用いている。そこで、Fig. 2-1に示すように、質量保存則については分割要素を節点領域とし、運動量保存則についてはx成分とy成分に分け半要素分ずらした領域を節点領域とした。流体の流入、流出量については検査面を通過する量を計算しなければならないので、検査面上に速度を定義すると計算の効率と精度が良くなる。また速度は上流と下流の圧力差に大きく影響されるという物理的意味から考えて圧力と流速が半分づつずれて定義されていることは合理的な方法である。Fig. 2-1をみると、物理量に関する領域が一見重なっているのが不自然にみえるかも知れないが、物理量P, u, vのそれぞれについては重なることなく空間を分割しているのが矛盾はない。ただし、通常のメッシュ系(第1メッシュ系⁴⁰⁾)に比べてプログラムが煩雑になり難解である。

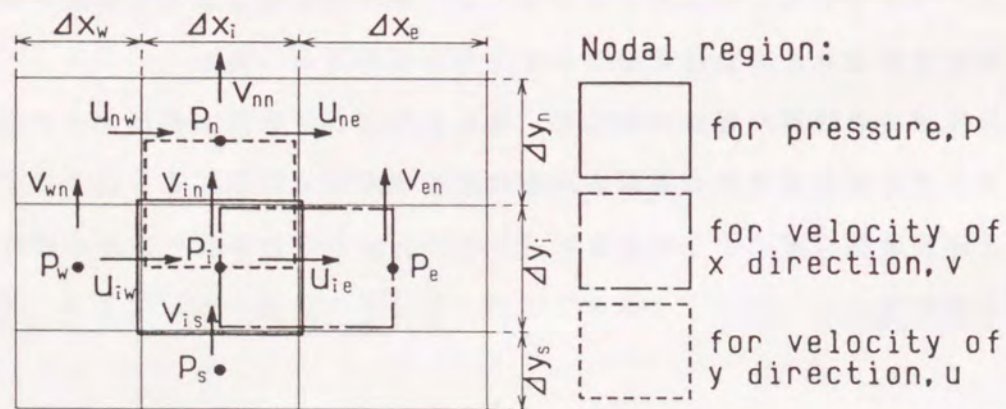


Fig. 2-1 Staggered mesh and nodal region for numerical calculation

2. 2. 3 質量保存則と運動量保存則の離散化

質量保存則は充填量の増加が要素構成面を通して正味流入する溶湯体積の総和と一致することである。これが充填要素(溶湯により充填された要素)では零となるので、Fig. 2-1の圧力P_iの節点領域については次式で表される。

$$\Delta x_i(v_{is}-v_{in}) + \Delta y_i(u_{iw}-u_{ie}) = 0 \quad \dots\dots\dots(2.1)$$

運動量保存則は流速の節点領域での運動量変化について次式が成り立つことである。

$$M_t + M_c = M_v + M_p + M_g + M_s \quad \dots\dots\dots(2.2a)$$

ただし、M_t:時間項、M_c:対流項、M_v:せん断力項、M_p:圧力項、M_g:重力項、M_s:表面張力項。また、ダルシー流れ⁴¹⁾⁻⁴⁵⁾を取り扱うための項などもこの式に加えることによって、それぞれの影響を考慮することができる。

ここで、Fig. 2-2(a)に示すy方向の速度v_{in}の節点領域における運動量保存式の各項の差分式を考える。差分式を簡単にするために節点領域内の平均速度がv_{in}であるとすると、Δt間に变化した運動量は次式で表される。

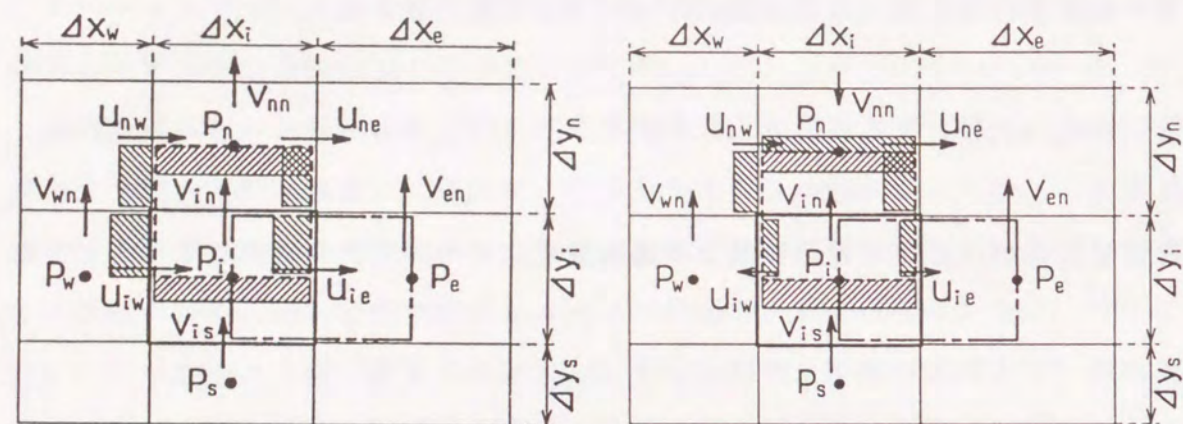
$$M_t = \rho V_{in}(\tilde{v}_{in}-v_{in}) \quad \dots\dots\dots(2.2b)$$

ここで、ρ:密度、 \tilde{v}_{in} :Δt後の流速、

V_{in}:v_{in}の節点領域の体積(=wΔx_i $\frac{\Delta y_n+\Delta y_i}{2}$)、w:厚さ。

対流項ではv_{in}の節点領域に流入出する運動量を考える。たとえば、v_{in}の節点領域から流入する運動量を計算するとき従来法^{25), 27)}ではv_{in}とv_{is}の内挿値を用いている。しかし、v_{in}とv_{is}の間とv_{in}とv_{nn}の間がそれぞれ別の一次関数で表される速度分布であるとすると、v_{in}の節点領域の平均速度はv_{in}ではなくな

る場合があり、(2.2b)式的前提条件、すなわち「節点領域内の平均速度が v_{in} であるとする」ことに矛盾し計算精度が悪くなる可能性がある。



(a) The case that neighbor velocities have same direction.

(b) The case that neighbor velocities (v_{nn} and v_{in} , u_{nw} and u_{iw}) have opposite direction.

Fig.2-2 Calculation of convection term for staggered mesh
Hatched regions show convection volume.

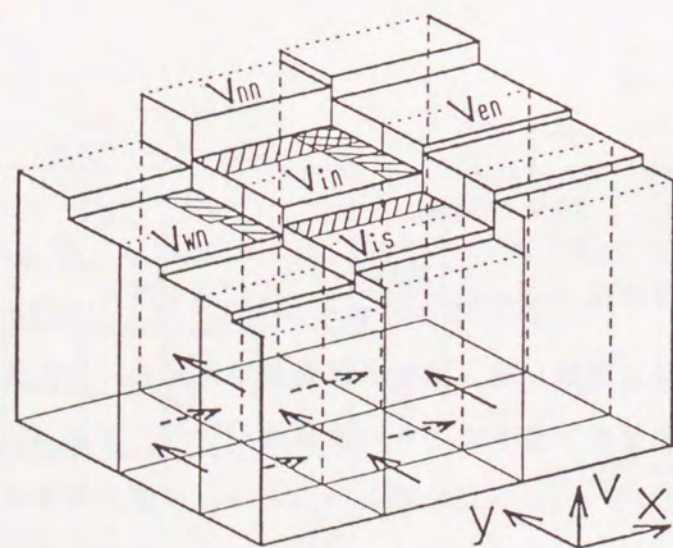


Fig.2-3 Step model of velocity (y direction)

そこで、運動量保存則を適用する節点領域内では流速は一定値であるとし、全体的には階段状の分布をずらすとしてモデル化する。Fig.2-3は、2次元のxy平面上のy方向の流速 v の値を第3軸にとり、 v の流速分布のモデルを図示したものである。このようなモデルで考えると、対流によって移動する量としては、節点の中間の値ではなく上流側の値を用いなければならない。また、スタaggerド格子では u と v の節点領域がずれているので、例えばFig.2-2(a)の中で v_{in} の節点領域から v_{en} の節点領域へ流れる体積は、 u_{ne} による流入項と u_{ie} による流入項に分けて計算する必要がある。これは階段状の流速モデルを用いたことによるもので、従来法とは異なる点である。上流側の流速値を \bar{v} で表せば対流項は次式のようなになる。

$$M_c = w\rho \Delta t \left\{ \Delta x_i \left(\bar{v}_{is} + \bar{v}_{nn} - \bar{v}_{in} \right) + \frac{\Delta y_n}{2} \left(u_{nw} \bar{v}_{nw} - u_{ne} \bar{v}_{ne} \right) + \frac{\Delta y_i}{2} \left(u_{iw} \bar{v}_{iw} - u_{ie} \bar{v}_{ie} \right) \right\} \dots\dots\dots (2.2c)$$

ここで、 \bar{v} はFig.2-2(a)のような速度場では次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_{is} &= v_{is}, & \bar{v}_{nn} &= 0, \\ \bar{v}_{nw} &= \bar{v}_{iw} = v_{wn}, & \bar{v}_{ne} &= \bar{v}_{ie} = v_{in} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.2d)$$

また、Fig.2-2(b)のような速度場では次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_{is} &= v_{is}, & \bar{v}_{nn} &= v_{nn}, \\ \bar{v}_{nw} &= v_{wn}, & \bar{v}_{iw} &= \bar{v}_{ne} = \bar{v}_{ie} = v_{in} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.2d')$$

粘性項については v_{wn} と v_{in} , v_{en} と v_{in} の速度勾配と粘性係数 μ に対応する摩擦応力が生じるので、 Δt 間の力積は次式のようなになる。

$$M_v = w \Delta t \mu \left(\frac{\Delta y_n + \Delta y_i}{2} \right) \left(\frac{v_{wn} - v_{in}}{(\Delta x_w + \Delta x_i)/2} + \frac{v_{en} - v_{in}}{(\Delta x_e + \Delta x_i)/2} \right) \dots\dots\dots (2.2e)$$

圧力項については \$P_n\$ と \$P_i\$ が面積 \$w \Delta x_i\$ に作用するので、 \$\Delta t\$ 間の力積は次式のようになる。

$$M_p = - w \Delta t \Delta x_i (P_n - P_i) \dots\dots\dots (2.2f)$$

重力項については流速の節点領域の溶湯に重力が作用するので、 \$\Delta t\$ 間の力積を次式で計算する。

$$M_g = \rho w V_{in} \Delta t \cdot g \cos \alpha \dots\dots\dots (2.2g)$$

ここで、 \$g\$: 重力加速度、 \$\alpha\$: \$v_{in}\$ の方向 (\$y\$ 方向) と重力加速度ベクトルのなす角。

2. 2. 4 連立差分式の解法

(2.2b)~(2.2g)式を(2.2a)式に代入して得られる運動量保存式と(2.1)式の質量保存式を連立して解く手順を以下に述べる。まず、運動量保存式の圧力項を除いて \$v_{in}\$ について解くと次式のようになり、これを仮想流速とする。

$$\begin{aligned} v_{in} = v_{in} - \frac{\Delta t}{V_{in}} \left\{ \Delta x_i (\bar{v}_{is}^2 - \bar{v}_{nn}^2) \right. \\ \left. + \frac{\Delta y_n}{2} (u_{nw} \bar{v}_{nw} - u_{ne} \bar{v}_{ne}) + \frac{\Delta y_i}{2} (u_{iw} \bar{v}_{iw} - u_{ie} \bar{v}_{ie}) \right\} \\ + \frac{\mu \Delta y_i \Delta t}{V_{in}} \left\{ \frac{v_{wn} - v_{in}}{(\Delta x_w + \Delta x_i)/2} + \frac{v_{en} - v_{in}}{(\Delta x_e + \Delta x_i)/2} \right\} \\ + \Delta t \cdot g \cos \alpha + M_g \dots\dots\dots (2.3) \end{aligned}$$

このとき、(2.2a)~(2.2g)式と(2.3)式から仮想流速と圧力の関係は次式のようになる。

$$\tilde{v}_{in} = v_{in} - \frac{w \Delta t \Delta x_i}{\rho V_{in}} (P_n - P_i) \dots\dots\dots (2.4a)$$

同様にして、 Fig. 2-1 中の圧力 \$P_i\$ の節点領域の周囲の流速については次式のように表される。

$$\tilde{v}_{is} = v_{is} - \frac{w \Delta t \Delta x_i}{\rho V_{is}} (P_i - P_n) \dots\dots\dots (2.4b)$$

$$\tilde{u}_{ie} = u_{ie} - \frac{w \Delta t \Delta y_i}{\rho V_{ie}} (P_e - P_i) \dots\dots\dots (2.4c)$$

$$\tilde{u}_{iw} = u_{iw} - \frac{w \Delta t \Delta y_i}{\rho V_{iw}} (P_i - P_w) \dots\dots\dots (2.4d)$$

(2.4a)~(2.4d)式を(2.1)式に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{w \Delta t}{\rho} \left\{ \frac{\Delta x_i (P_n - P_i)}{V_{in}} + \frac{\Delta x_i (P_n - P_i)}{V_{is}} + \frac{\Delta y_i (P_w - P_i)}{V_{iw}} + \frac{\Delta y_i (P_e - P_i)}{V_{ie}} \right\} \\ = \Delta x_i (v_{is}' - v_{in}') + \Delta y_i (u_{iw}' - u_{ie}') \dots\dots\dots (2.5) \end{aligned}$$

(2.5)式の右辺は、仮想流速の質量保存則からのずれを表しており、残差と呼ぶことにする。各要素について(2.5)式のような残差と圧力の方程式が成立するので、全要素について残差がゼロになるように連立方程式を解いて圧力場を求める。そして、求めた圧力を(2.4a)~(2.4d)式に代入することによって、仮想流速を補正して真の流速を求める。

計算のフローチャートを Fig. 2-4 に示す。

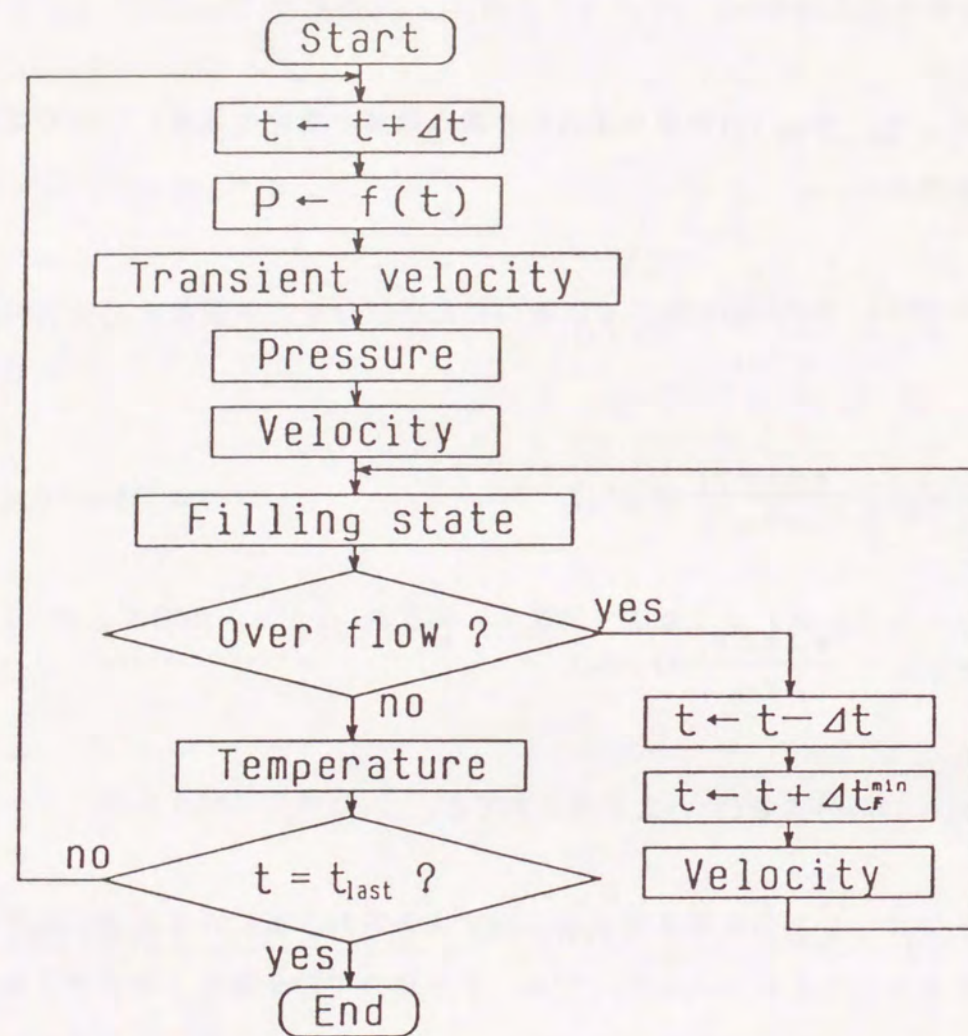


Fig. 2-4 Flowchart of simulation

2. 2. 5 境界条件と初期条件

前項では、流体内部についての基礎式を表したが、コンピュータシミュレーションを行う場合には、境界条件と初期条件を与えなければならない。本解析方法の初期条件としては鋳型要素には温度の初期値を与え、鋳物要素には溶湯の充填量、流

速、圧力および温度を与える。

境界条件には次のようなものがある。

(a) 流れに関する境界条件

- ① 流速境界条件：流体の速度が定められている部分に与えられる条件
- ② 圧力境界条件：流体表面の圧力が定められている部分に与えられる条件
- ③ ノンスリップ境界条件：鋳型壁面や凝固して固体となった鋳物要素の表面
- ④ スリップ境界条件：境界層厚さより十分厚い要素を使用した場合
- ⑤ 対称軸境界条件：対称軸では軸の両側は同一状態であるとする

(b) 熱伝導に関する境界条件

- ① 熱伝達境界条件：熱伝達率 (h) によって熱の移動がある境界
- ② 断熱境界条件：熱の出入りが無い境界
- ③ 輻射境界条件：熱輻射がある境界

初期条件には次のようなものがある。

- ① 溶湯の充填率
- ② 充填要素についての流速
- ③ 圧力
- ④ 温度

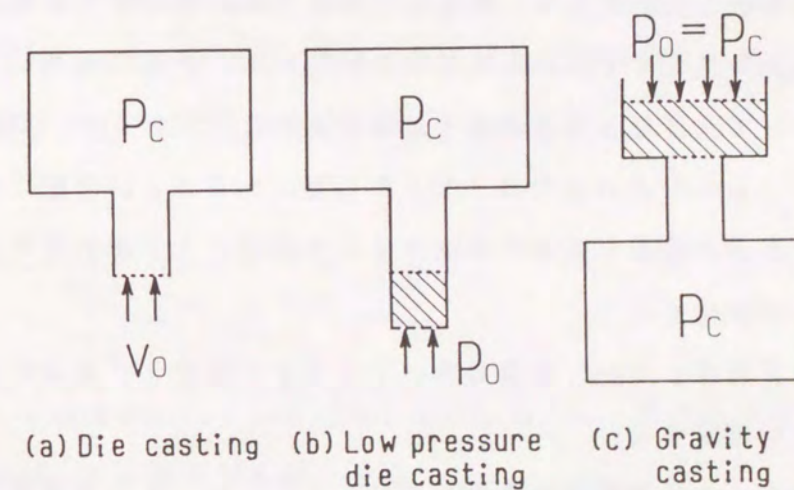


Fig. 2-5 Various kind of boundry conditions at inlet

また、溶湯の入口の境界条件については、ダイカストのようにプランジャの速度によって溶湯の流入速度が決定される場合にはFig. 2-5(a)のように流速を与え、重力鋳造や低圧鋳造の場合にはFig. 2-5(b), (c)のように圧力を与える。圧力境界条件の場合注意しなければならないことは、空要素の面には圧力条件を与えようとすると、その面は実際にはキャビティ内圧力 P_c の面であるから矛盾が生じることである。したがって、最初から充滿しているとする要素、すなわち初期充滿要素を作り、その要素の外側の面に圧力条件を設定する。重力鋳造の場合には境界圧力 P_0 とキャビティ内圧力 P_c は両方とも外気圧とし、キャビティ内を減圧する場合には境界圧力よりもキャビティ内圧力を低くする。低圧鋳造の場合には境界圧力 P_0 は給湯管の外側の湯面の圧力（チャンバー内のガス圧力） P_g に静圧を加える。すなわち次式のようなになる。

$$P_0 = P_g + \rho g \Delta h \quad \dots\dots\dots (2.6)$$

ここで、 ρ は流体の密度、 g は重力加速度、 Δh は初期充滿要素の高さである。

2. 2. 6 移動境界条件

(1) 自由表面の取り扱い

自由表面を取り扱う方法として、MAC法のように仮想粒子を移動させて、その位置から自由表面を推定する方法がよく行われている。多量の仮想粒子の移動を計算することによって、詳細な自由表面を計算することができるが、反面、仮想粒子の座標を記憶しておくための多くのメモリが必要になることが予想される。

そこで、自由表面の位置を要素内の液体量から推定する方法を採用した。このとき、次の2つの単純化を行う。

- 1) 流れの履歴は考慮しない。すなわち、そのタイムステップにおける各要素の充満率から表面点を推定する。
- 2) 隣接する表面との位置関係は考慮しない。すなわち、 i, j 要素の充満率だけでその間の表面を推定する。

湯先形状の評価の第一段階として、湯先に最も近い要素構成面を見つける。すなわち、要素の充満率を f_L として、 $f_{Li} > 0.5$ の要素と $f_{Lj} \leq 0.5$ の要素の間の面を湯先最近接面（Fig. 2-6中の太い実線）と定義する。このように定義すると i, j 要素の節点の間に表面が存在することになる。また、湯先最近接面の接続状態はメッシュ形状データから読み取れるので、自由表面の接続状態（順序）を容易に決定することができる。

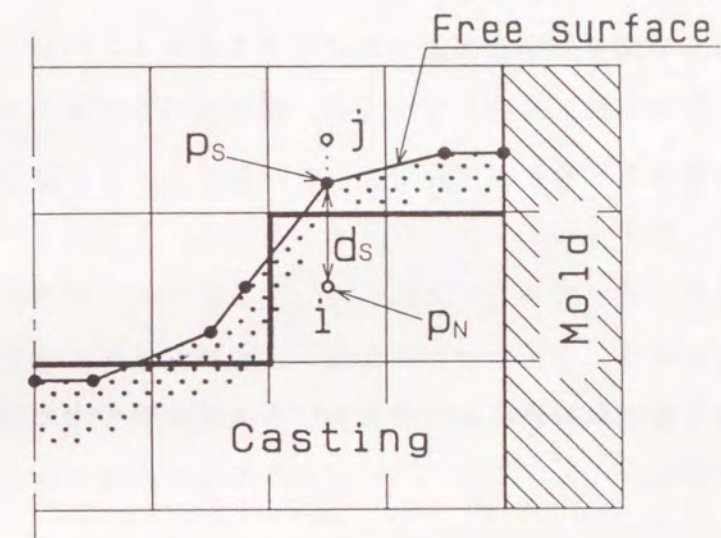


Fig. 2-6 Estimated shape of free surface
 P_s : Surface point, P_N : Nodal point

第二段階として、さらに詳細な湯先の位置を i, j 要素の充満率から求めて表面点とする。Fig. 2-6に示すように表面点は i 要素の節点から j 要素の節点に向かって次式の距離の位置にあると推定する。

$$d_s = \frac{(V_{Li} - V_i/2) + V_{Lj}}{S_{ij}} \quad \dots\dots\dots (2.7)$$

ここで、 d_s : i 要素の節点から表面点までの距離、 V_L : 要素内の溶湯の体積、 V : 要素の体積、 S : 要素構成面の面積。

このとき湯先の位置が高くなると要素 j 内の溶湯重量による静圧の影響が大きく

なる。そこで要素構成面からの表面点の高さをもとに計算した静圧を要素構成面の圧力として与えた。

第三段階として、湯先最近接面の接続状態をもとにして、これらの表面点を直線で結んで湯先形状とする。なお、鋳型と接触する部分については後で述べる。

(2) 表面張力

湯先形状から表面張力を求める。VOF法²⁵⁾²⁶⁾では表面点を結んだ直線の勾配から湯先の曲率を求めるときにその勾配の平均化を行っているが、本方法では隣接する3つの表面点の座標から表面張力による力を求める。Fig. 2-7のように平面Ⓐ-Ⓑが2次元的に曲率半径rで曲っている時、表面張力をσとすると、この部分には次式の圧力がかかっている。

$$P = \sigma / r \quad \dots\dots\dots (2.8)$$

この部分に働く力の合力は、微小角をdαとして曲率中心方向への力を積分すると次式のようになる。

$$F = \int_0^\theta w \cdot r \cdot d\alpha \cdot \frac{\sigma}{r} \cos\left[\frac{\theta}{2} - \alpha\right] \\ = 2w\sigma \sin(\theta/2) \quad \dots\dots\dots (2.9)$$

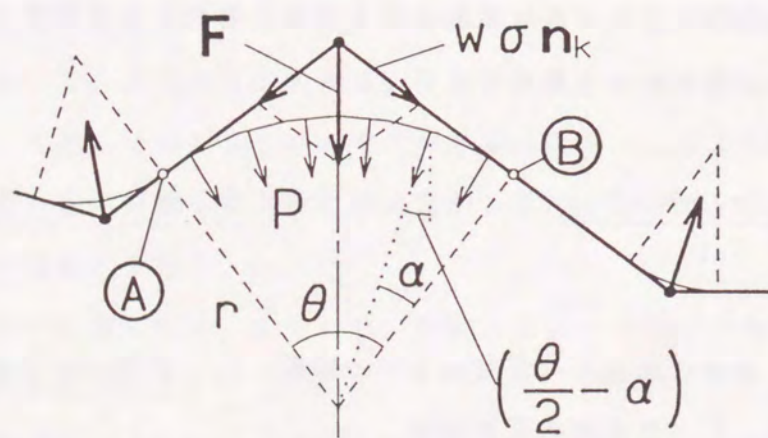


Fig. 2-7 Calculation of surface tension

この合力Fは、Fig. 2-7に示すように折れ線で表した表面形状の屈曲点に集中して作用していると考えることができ、さらに、折れ線で表した表面の方向ベクトルをn_kとすると、次式のようにベクトル表示できる。

$$\mathbf{F} = \sum_{k=1}^2 (w\sigma \mathbf{n}_k) \quad \dots\dots\dots (2.10)$$

これに次式のようにΔtをかけて力積として、

$$M_s = \mathbf{F} \Delta t$$

運動量保存則の式に加えることによって、表面張力を考慮した解析ができる。

(2.10)式は表面の方向n_kにwσの張力が作用していることを表しており、表面張力の定義そのものである。したがって、(2.10)式は、物理法則から直接に基礎式を求めるという直接差分法の基本理念に一致するものである。ただし、表面の接線方向を2点の表面点だけから求めたn_kとしたので、表面形状が表面点で十分に滑らかに求められているという前提が必要である。

(3) 接触角

Fig. 2-8に示すように、湯先が鋳型と接する点P_cでは接触角がθとなるように表面点P_{s1}から直線で結んだ。

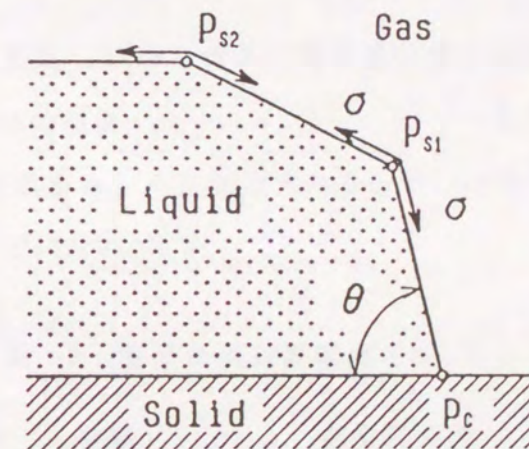


Fig. 2-8 Calculation model of surface tension and contact angle

この接触角 θ は、

γ_{LG} : 液体と外気間の界面エネルギー (表面張力)

γ_{SG} : 固体と外気間の界面エネルギー

γ_{SL} : 固体と液体間の界面エネルギー

のバランスによって定まるが、これらのエネルギーの値を用いるのではなく接触角を設定した。

さらに、溶湯と鋳型との接点が移動しているため、静止した状態での接触角 (平衡接触角) とは異なっていることも考えられる⁴⁶⁾ が、本研究では接触角は一定であると仮定して数値計算を行った。

(4) オーバーフローの取り扱い

湯先を取扱う方法として、MAC法のようにマーカーを移動させて、その位置から湯先を推定する方法がよく行われている。しかし、流れが合流した場合などに湯先のマーカーを選別することは、かなり複雑なアルゴリズムになると考えられるし、マーカーの座標を記憶しておくための多くのメモリが必要になる。また、一般に数値計算では各要素を単位として計算しているため、それ以上の詳細な形状を求めても計算精度はあまり向上しないと考えられる。

そこで、VOF法²⁵⁾のように要素内の溶湯の充填量から湯先位置を推定した。ただし、VOF法では湯先はx軸y軸どちらか一方に平行であるとしているが、本方法では複数の充填要素に接している場合も考慮して、どの面にも同じ計算方法を用いた。

湯先近傍の要素 i での溶湯の増加量を求めるときには、上流側の要素の溶湯充填率 f_L を用いて次式で計算する。

$$\Delta V_{Li} = -\Delta t \sum_j \bar{f}_L (SU)_{ij} \quad \dots \dots \dots (2.11)$$

ここで、 Δt : タイムステップ, S : 要素構成面の面積, U : 流速 (v または u), 添え字 j は周囲の要素の番号。

これを積算してゆくと、Fig. 2-9(a)の要素 i のように要素体積よりも大きくなる。この解決策としては過剰な溶湯をさらに隣接要素に移動させる方法がある。しかし、湯先が壁に衝突する場合のように、周りに溶湯を受入れられる要素がない場合が考えられる。

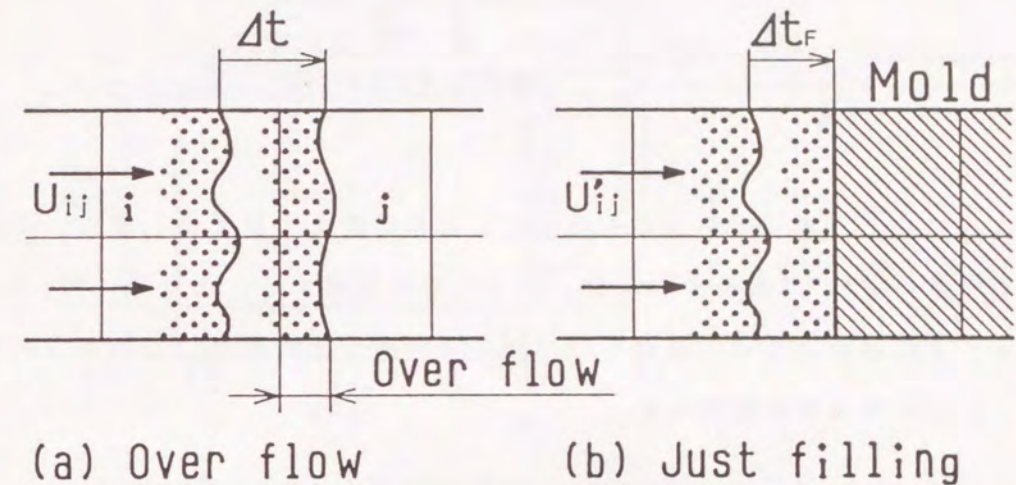


Fig. 2-9 Treatment of over flow

そこで、Fig. 2-9(b)に示すようにオーバーフローを起こした要素について、ちょうど充填される時刻 Δt_F を内挿し、これをタイムステップとして再計算する方法を採用した。すなわち、流速が時間に対して1次近似できるとすると、 Δt_F 後の流速 U'_{ij} は次式で内挿できる。

$$U'_{ij} = U_{ij}^B + (U_{ij} - U_{ij}^B) \frac{\Delta t_F}{\Delta t} \quad \dots \dots \dots (2.12)$$

ここで、 U_{ij}^B : Δt 前の流速。

また、 Δt_F 後に要素がちょうど充填されるとすると次式が成立する。

$$V_i - V_{Li}^B = \Delta t_F \sum_j \bar{f}_L (SU')_{ij} \quad \dots \dots \dots (2.13)$$

ここで、 V_i : 要素 i の体積, V_{Li}^B : Δt 前の溶湯量。

(2.12), (2.13)式から Δt_F を求めると次式のようなになる。

$$\Delta t_F = \frac{2C}{B + (B^2 - 4AC)^{1/2}} \dots\dots\dots(2.14)$$

ここで,

$$A = \frac{\sum_j \bar{f}_L(SU)_{ij} - \sum_j \bar{f}_L(SU^B)_{ij}}{\Delta t}, \quad B = \sum_j \bar{f}_L(SU^B)_{ij}, \quad C = V_i - V_{i1}^B$$

このようにして、オーバーフローを起こした各要素について Δt_F 求め、それらの中で最も小さい Δt_F^{min} をタイムステップとして再計算する。ただし、Fig.2-4のフローチャートに示すように、流速も(2.12)式で内挿して求めた。このようにすることによって再計算の量を軽減した。

2. 2. 7 擬3次元化

現実の湯流れは3次元であるから、数値解析でも3次元で計算をすることが望まれるが、3次元解析を行うとメモリや計算時間が多くなるので、手軽には行えない。そこで、全体的にはほぼ2次元であるが部分的に肉厚が変化しているような鋳型の場合には、厚さ方向の流速分布を仮定して計算をする擬3次元解析が提案されている(10)・(37)・(47)。

Fig.2-10のような平行平板間の流速分布は厚さ方向をZ軸にとると次式のようなポアズイユ分布⁴⁸⁾となる。

$$u = - \frac{1}{2\mu} z(w-z) \frac{dP}{dx} \dots\dots\dots(2.15)$$

このときの平均流速は次のようになる。

$$u_m = \frac{1}{w} \int_0^w u dz = - \frac{w^2}{12\mu} \frac{dP}{dx} \dots\dots\dots(2.16)$$

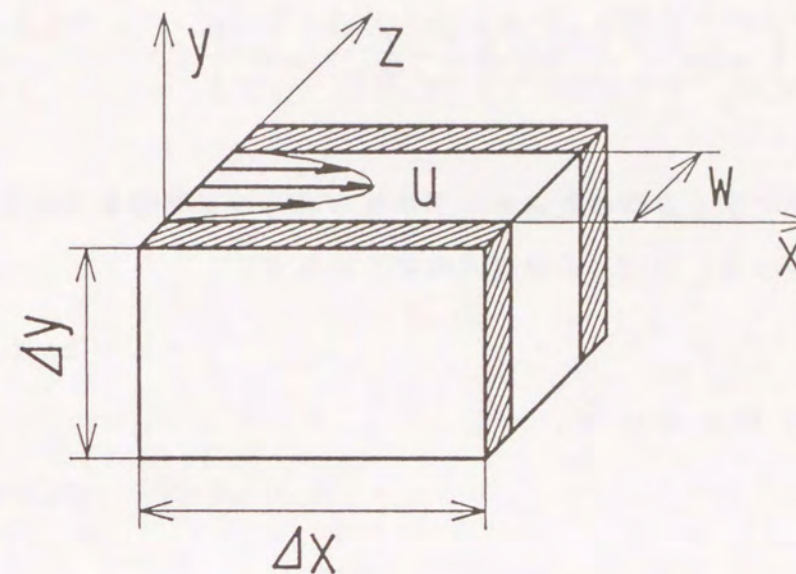


Fig.2-10 Velocity distribution between parallel plates

この u_m が x 方向の流速 u_x であるとみなせる。したがって、流速が u_x であるときの厚さ方向に流速分布があるときの単位距離当りの圧力損失は次式のようなになる。

$$\frac{dP}{dx} = - \frac{12\mu u_m}{w^2} \dots\dots\dots(2.17)$$

要素の体積は $\Delta x \cdot \Delta y \cdot w$ であるから、この要素に作用する力は次式のようなになる。

$$F_q = \Delta x \cdot \Delta y \cdot w \left[- \frac{dP}{dx} \right] = \frac{12\mu \Delta x \Delta y u_m}{w} \dots\dots\dots(2.18)$$

さらに、次式のように Δt かければ、

$$M_q = F_q \Delta t$$

力積が求められ、運動量保存式に加えることによって、厚さ方向に流速分布がある場合の粘性力による力を計算に加えることができる。

また、(2.15)式の流速分布のときの対流項について計算すると、

$$\rho S u^2 = \rho S \frac{1}{w} \int_0^w u^2 dz = \frac{w^4}{120 \mu^2} \left(\frac{dP}{dx} \right)^2 = \rho S \cdot \frac{6}{5} u_m^2 \dots \dots \dots (2.19)$$

となるので、2次元で厚さ方向の流速は一定である場合の対流項を6/5倍しなければならぬ。したがって、(2.2a)式は次式のようになる。

$$M_t + \frac{6}{5} M_c = M_v + M_p + M_g + M_s + M_o \dots \dots \dots (2.2a')$$

2. 2. 8 熱エネルギー保存則

節点間の温度分布を直線とみなせば熱エネルギー保存の式は次式のようになる⁴⁹⁾。

$$\frac{\partial(\rho C_p V_L T)_i}{\partial t} = \sum_j \left(\frac{f_L}{R} S \right)_{ij} (T_j^B - T_i^B) + \sum_j (\rho C_p US)_{ij} \bar{T}^B \dots \dots \dots (2.20)$$

ここで、 f_L : 修正係数(充填率)、

$$R_{ij} = \frac{d_{ij}^i}{\lambda_{ij}^i} + \frac{1}{h_{ij}} + \frac{d_{ij}^j}{\lambda_{ij}^j} \dots \dots \dots (2.21)$$

(2.20)式の第1項は熱伝導項であり、要素*i, j*の温度差によって熱エネルギーが移動する。第2項は対流項であり、上流側の熱エネルギーが移動するので次式のようになる。

$$\bar{T}^B = \begin{cases} T_i^B & (nU_{ij} > 0 \text{ 流出のとき}) \\ T_j^B & (nU_{ij} < 0 \text{ 流入のとき}) \end{cases} \dots \dots \dots (2.22)$$

また、

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho C_p V_L T)_i}{\partial t} &= (V_L T)_i \frac{\partial(\rho C_p)}{\partial t} + (\rho C_p) \frac{\partial(V_L T)_i}{\partial t} \\ &= (\rho C_p) \frac{(V_L T)_i - (V_L T)_i^B}{\Delta t} \dots \dots \dots (2.23) \end{aligned}$$

(2.20), (2.23)式より

$$(\rho C_p)(V_L T)_i = (\rho C_p)(V_L T)_i^B + \Delta t \cdot Q_{Ti} \dots \dots \dots (2.24)$$

となる。ここで、

$$Q_{Ti} = \sum_j \left(\frac{f_L}{R} S \right)_{ij} (T_j^B - T_i^B) + \sum_j (\rho C_p US)_{ij} \bar{T}^B \dots \dots \dots (2.25)$$

したがって、温度 T_i は、

$$T_i = \frac{V_{Li}^B}{V_{Li}} T_i^B + \frac{\Delta t}{(\rho C_p V_L T)_i} \left\{ \sum_j \left(\frac{f_L}{R} S \right)_{ij} (T_j^B - T_i^B) + \sum_j (\rho C_p US)_{ij} \bar{T}^B \right\} \dots \dots \dots (2.26)$$

となる。また、鋳型部については、次式のようになる。

$$T_i = T_i^B + \frac{\Delta t}{(\rho C_p V_L T)_i} \sum_j \left(\frac{f_L}{R} S \right)_{ij} (T_j^B - T_i^B) \dots \dots \dots (2.27)$$

2. 3 厳密解との比較

平行平板間を流れる流体の速度分布は微分方程式から厳密解を求めることができる⁴⁶⁾ので、同様の条件で数値解析をした結果と比較することによって、数値解析の精度の確認を行った。

b だけ離れた 2 枚の無限長の平板の間に流体があり、流速 u で平板に平行に流れており、その平均流速は u_m とする。平板に沿って x 軸、それに垂直に y 軸をとると、次式が成立する。

$$u = -\frac{1}{2\mu} y(b-y) \frac{dP}{dx} \dots\dots\dots (2.28)$$

これを $y=0$ から $y=b$ まで積分すると総流量 Q となるので、次式が成立する。

$$Q = -\frac{b^3}{12\mu} \frac{dP}{dx} = u_m b \dots\dots\dots (2.29)$$

(2.20), (2.23) 式より, u の y 方向の流速分布は平均流速 u_m を使って次式のように表せる。

$$u = -\frac{6u_m}{b^2} y(b-y) \dots\dots\dots (2.30)$$

このような平行平板間の流れと同様な数値解析の条件として, x 方向の長さ 1000 mm, 平板間の距離 8mm の二次元形状のデータを用いて数値解析を行った。 x 方向には 50 分割, y 方向には 8 分割し, 入口の境界条件は 0.8 m/s の一様な流速でアルミニウム溶湯が流入するとして計算を行った。重力項は除外して数値解析を行った。

厳密解と $x=500$ mm の地点での数値解の比較を Fig. 2-11 に示す。 Fig. 2-11(a) に示すように, 時間が経過するにしたがって厳密解の流速分布に近づいている。ただし, 2. 2. 3 節で述べたように, 本解析方法では階段状の流速分布であると定義して

いるので, Fig. 2-11(b) に示すような流速分布であると考えなければならない。

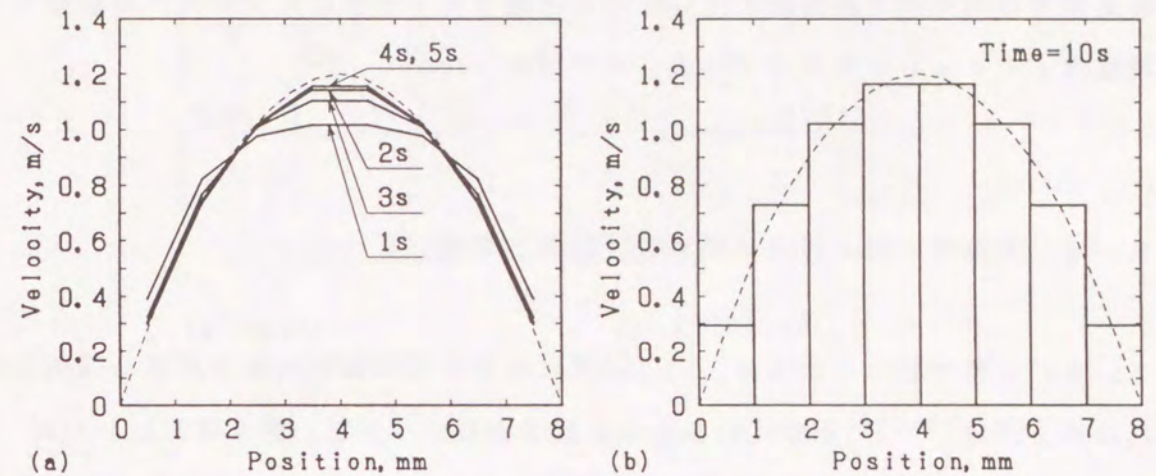


Fig.2-11 Comparison of numerical solution with strict one
Dashed curves show strict solution. (a) Velocity change with time,
(b) Step-shaped velocity distribution.

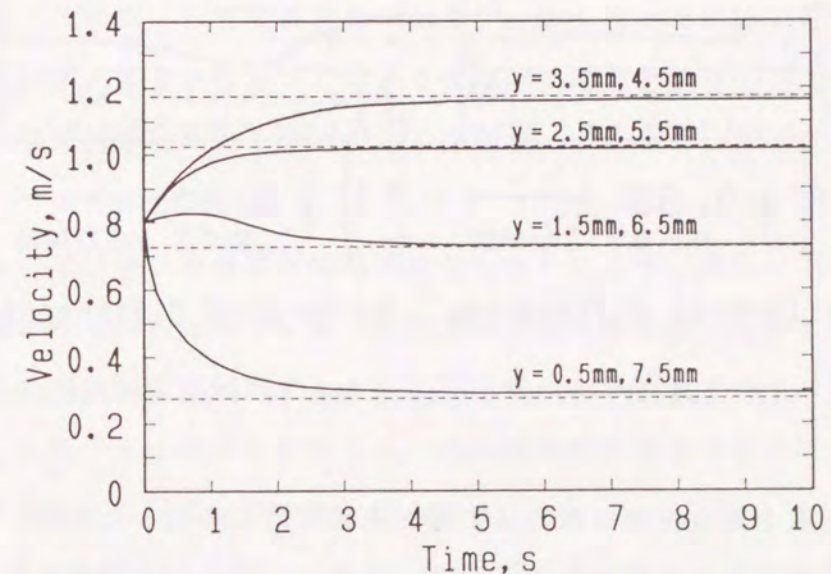


Fig.2-12 Convergence of numerical solution (solid curves)
to strict one (dashed lines)

さらに、数値解の収束状況をFig. 2-12に示す。最初は一様流であった流れが粘性によって流速分布を持つようになり、約5sではほぼ一定値になったことが分かる。10sの時点での厳密解との誤差は $y=3.5, 4.5\text{mm}$ の地点では1%未満であった。この解析条件では対流項と粘性項についてのみ検証を行ったことになるが、本解析方法で精度良くシミュレートできていることが分かった。

2. 4 対流項の風上差分に関する計算例と考察

2. 2. 3節で述べたように、(2.2c)式における \bar{v} には上流側の流速を採用した。これは風上差分^{35), 38)}と呼ばれるものに該当する。一方、例えばFig. 2-2(a)で \bar{v}_{i_0} は v_{i_0} と v_{i_1} の間の流速であるので内挿値を用いる方法(これを以後、中心差分法と呼ぶ)を用いたほうが解析精度が良いとも思われる。そこで、流路が急拡大する形状での中心差分と風上差分で計算した例の比較をFig. 2-13に示す。中心差分では急拡大直後に中心線付近の内部流速が不自然で水面も低くなった。

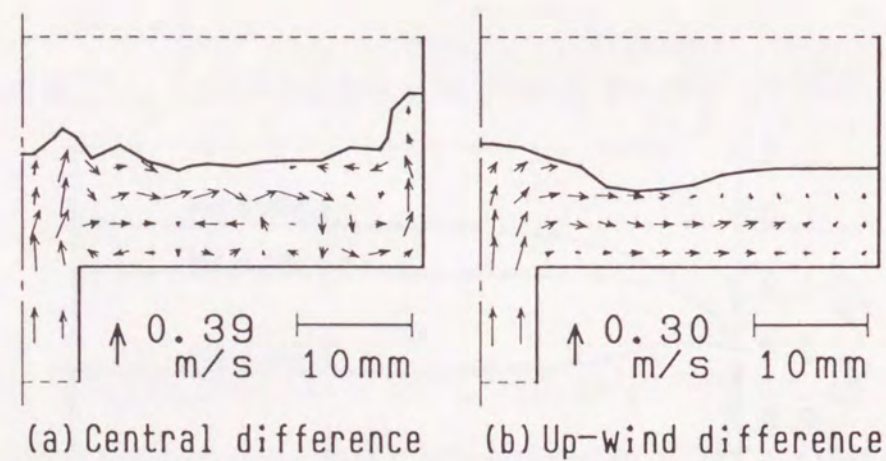


Fig. 2-13 Comparison of central and up-wind difference

中心差分法と風上差分法の計算方法の違いを具体的に考えるために、急拡大直後にFig. 2-14(a)のような状態であるとする。この Δt 後の対流項のみによる速度 u_2 の変化を考える。簡単のために、 $u_2 = u_3 = 0$ とすると、 u_2 節領域から u_1 の節領域に移動する運動量以外は零となる。したがって、対流項は次式のようなになる。

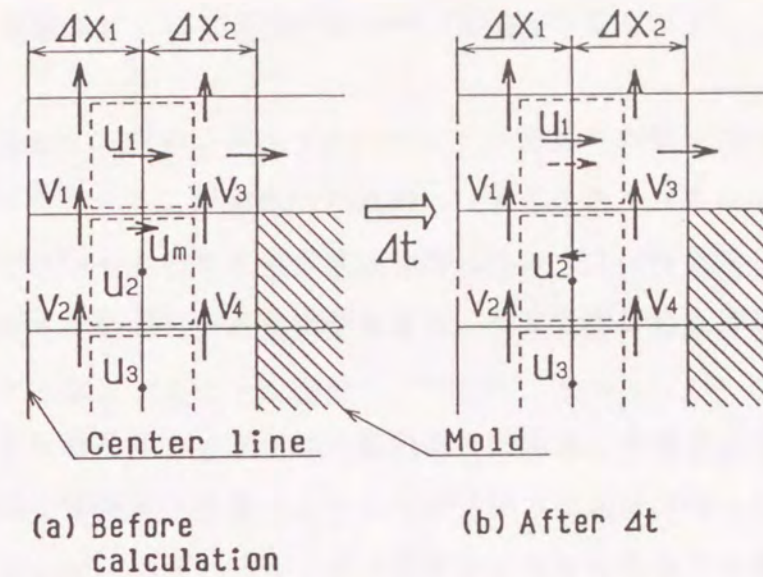


Fig. 2-14 Effect of convection term.

$$M_c = -w\rho \Delta t \left(\frac{\Delta x_1}{2} v_1 + \frac{\Delta x_2}{2} v_3 \right) u^* \dots \dots \dots (2.28)$$

ここで、 u^* は中心差分では u_1 と u_2 の内挿値として u_m を採用するので対流項は負の値となり、風上差分では u_2 (この図では流速は零)を採用するので対流項の値は零となる。この対流項の Δt 後に与える影響をFig. 2-14(b)に示す。 Δt 後の u_2 の流速は風上差分では依然として零のままであるが、中心差分では図中の実線矢印で示すように u_1 とは逆の流速となる。このとき物理的には風上差分の方が正しい。中心差分では u_1 とは反対方向の力を受けることになり、中心差分は負の人工粘性を含むとする考察³⁴⁾に対応している。

熱伝導などでは中心差分法が使われるにもかかわらず、流れの対流項に用いると異常な流れになることがあるのは、熱伝導や拡散は等方的に広がる現象であるが、対流は流れの方向にだけ移動するという指向性のある現象であるためではないかと思われる。このことは微分方程式では、熱伝導が2次微分で表され、対流が1次微分で表されることに対応していると思われる。

2. 4 結言

直接差分法を用いて注湯時の流動シミュレーションのためのアルゴリズムを提案した。本方法はスタッガード格子を用い、階段状の速度場であるとモデル化して、物理的考察から差分式を導いた。また、湯先の要素におけるオーバーフローの取扱い方法および湯先形状の評価方法を示し、表面張力を含めて計算を行う方法を提案した。

さらに、厳密解との比較から対流項と粘性項については1%程度の誤差で計算できていることを示し、中心差分法と風上差分法との比較から本解析方法では対流項には風上差分法を用いる必要があることを示した。

第3章 低圧鋳造における湯流れの水モデル実験と数値解析との比較

3. 1 緒言

第1章でも述べたとおり、低圧鋳造はガス圧によって溶湯を押し上げるため、溶湯の流入速度を制御したり直接測定することは難しく、溶湯の上昇速度やキャビティ内での流れを推定することを困難にしている。西田らは⁵⁰⁾低圧鋳造のガス圧制御について、マイコンによるガス圧の制御方法について報告している。また、佃ら⁷⁾は水モデルにより低圧鋳造のシミュレーション実験を行っているが、キャビティ内での流れについての報告は少ない。キャビティ内の湯流れは複雑であり、数値解析の利用が有効であると思われる。

そこで、本章では、基礎研究として板状鋳型と垂直分岐鋳型での水モデル実験を行い、湯先の表面形状や内部流速について考察した。さらに、モデル実験の結果と第2章で述べたコンピュータシミュレーションの結果とを比較し、解析の妥当性について検討した。

3. 2 実験方法

3. 2. 1 低圧鋳造装置

水モデルによる流れの可視化実験装置の概略をFig. 3-1に示す。ポンベから流量計を通して N_2 ガスを送り、チャンバ内の圧力を高めて水を上部の亚克力製鋳型へ押し上げた。この時の圧力は半導体圧力センサで測定した。鋳型の中に流れ込む様子を次節のトレーサとレーザーで可視化を行い、一般用ビデオカメラで撮影した。また、ビデオの映像より水の体積を測定して、湯口部分の流速を算出した。

鋳型としては、

- ① 細い給湯管 (Filling tube) からキャビティへ流れ込む部分を想定した板状鋳型 (Fig. 3-2(a))
- ② キャビティ内で流路が分岐する場合を想定した垂直分岐鋳型 (Fig. 3-2(b))

について実験を行った。キャビティ、給湯管ともに厚さは10mmとした。

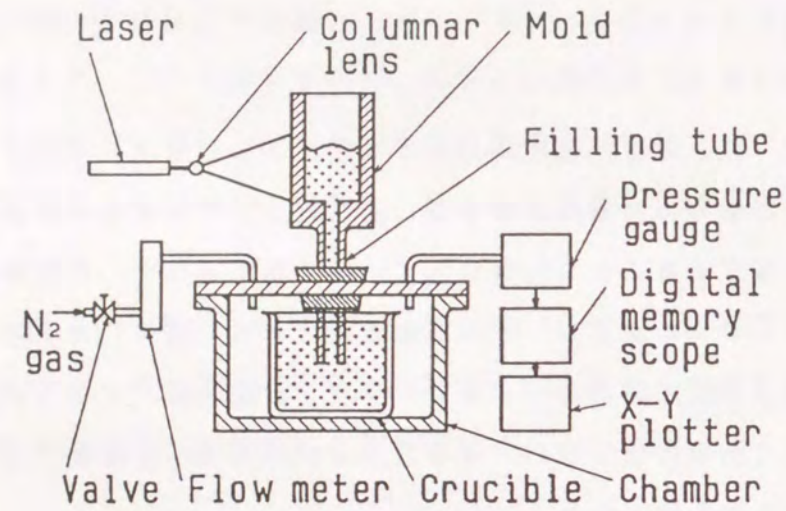


Fig. 3-1 Schematic diagram of experimental apparatus for measurement of water flow

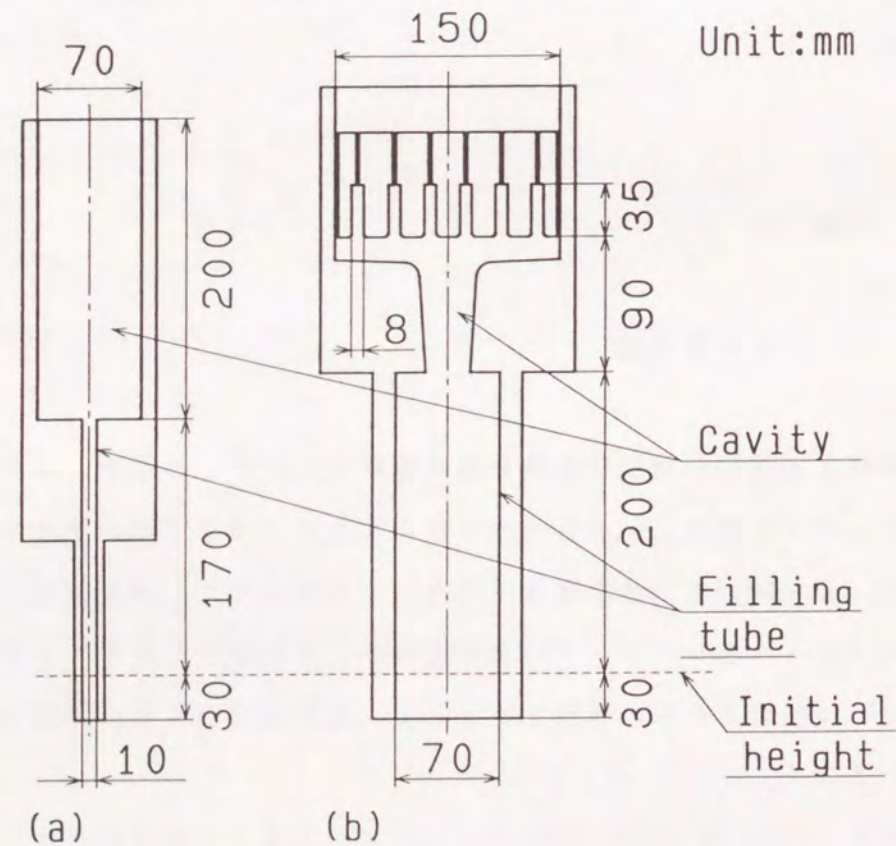


Fig. 3-2 Shape of molds

(a) plate-like cavity, (b) cavity with vertical branches

3. 2. 2 トレーサとシート状レーザーによる内部流速分布の測定方法

流れ現象を把握する方法としては、定量的な計測器による方法と定性的な可視化方法とがある。また、流れに関するどのような量をどのように表示すれば流れの構造の理解に最も有効であるかという点で、数値流体力学と共通の問題を抱えており、両者はそれぞれの仮説と結果を他方の手段で検証する必要がある。

流れを可視化した結果は直接的には画像データであり、これを保存し数値データに変換しなければならないが、近年の高性能ビデオカメラの発達によって比較的行えるようになった。亀本ら^{51), 52)}はレーザー光線を円筒形レンズを通してシート状にし、流体中に予め混入しておいたトレーサに当てることによって、3次元流れの断層撮影を行っている。本研究では、この方法を用いて鑄型の厚さ方向の中心の内部流速分布を計測した (Fig. 3-3)。レーザーの出力は10mW、シート状になった部分のレーザーの厚さは約2mmのものを用いた。

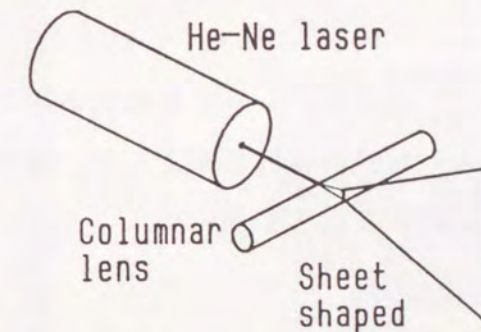


Fig. 3-3 Sheet shaped laser beam

流れの状況を正確に把握するためには、流れに対して追随性の高いトレーサを選択する必要がある。一般にトレーサは固体微粒子か微細気泡であることが多いが、トレーサ粒子の大きさが十分小さく、かつ流れの空間に占めるトレーサの量がきわめて小さい場合には、トレーサは本来の流れを変えないと考えてよい。しかし、このような場合でも厳密な意味では、トレーサ粒子の運動と流体粒子の運動との間には差があることに注意しなければならない。

適切なトレーサ物質を選択するためには、使用する流体の種類と流速に応じて、

比重，粒度，濡れ性，追随性，撮影条件などを考慮する必要がある。追随性に影響する主な因子としては，浮力，重力，遠心力，ブラウン運動，熱泳動，慣性力などが挙げられる。

トレーサとしてアルミニウム粉末が広く利用されている。アルミニウム粉末は水との比重差があるが，粒子が微小なためあまり問題にならず，光をよく反射するという点でトレーサとして適している。しかし，アルミニウム粉末は鱗片状をなして絶えず向きを変えるので，反射光が一定していない。そのため長時間，広範囲の流れの全体像を観測するには適しているが，本実験のように個々の粒子の軌跡を観測する場合には不適當である。

そこで，方向性をもたないトレーサとしてプラスチック粉末を使用した。本実験に用いた粉末はナイロンのペレットを粉碎し，ふるいにかけて粒子径を揃えたものである。粒子径は撮影する画面の拡大率によって選択する必要があり，本実験では約0.5mm～0.8mmの粒径のものを用いた。ナイロンはペレットのままでは半透明であり反射率は悪いが，粉碎することによって表面にランダムな凹凸ができ反射率が高まり，全方向に光を反射する。また，ナイロン12は比重が1.02で水に非常に近くトレーサとして適している。

キャビティ内の内部流速は1/30s間のトレーサの軌跡から計測した。また，ビデオの映像からキャビティに流入した水の体積を測定して，給湯管の断面積で割ることによって給湯管内の流速を算出する方法も行った。

3.3 解析方法および解析条件

第2章で述べた直接差分法による数値解析法を用いてシミュレーションを行った。Fig. 3-4に示すようなメッシュ分割を行い，キャビティ部分については，板状鑄型は5mm×5mm，垂直分岐鑄型は4mm×4mmの正方形とした。

本実験で用いた鑄型（Fig. 3-2）の厚さは全て10mmであり，厚さの異なる部分が無いので，2次元と擬3次元の解析結果に差異はみられなかった。そこで，本章の数値解析は全て2次元の解析を行った。初期水面位置より下の部分を初期充満要素とし，その外側の境界に実験で求めた圧力に静圧を加えた値を境界条件として与えた。

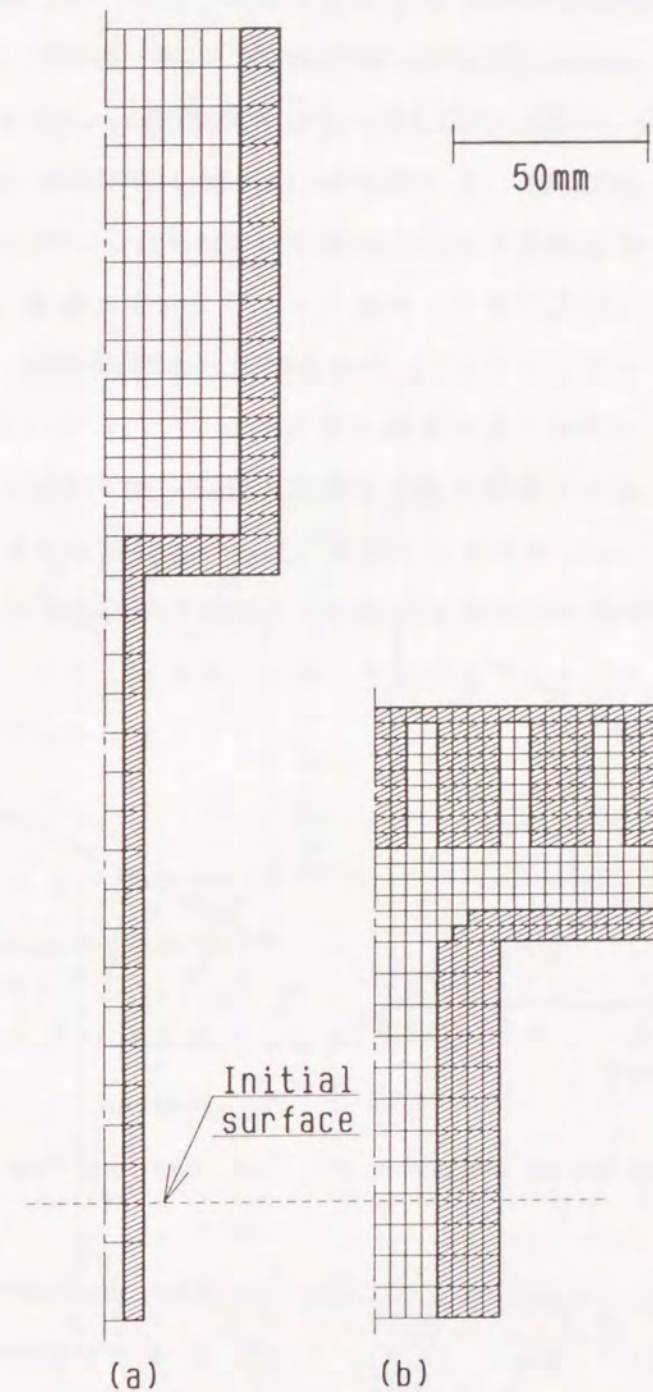


Fig. 3-4 Meshes for simulation

(a) plate-like cavity, (b) cavity with vertical branches

3.4 結果および考察

3.4.1 チャンバ内のガス圧の変化

Fig. 3-5 に、水モデル実験で測定した圧力変化のデータを示す。約6sで圧力の上昇率が変化しているが、これは水が急拡大部（湯口）に達した時に一致しており、以下のように説明できる。チャンバ内のガス圧の上昇速度は、流入するガスの流量と流出する水の流量によって決る。この関係をFig. 3-6 に模式的に示す。今、流入するガスの流量はほぼ一定と仮定する。この仮定はガスポンベの圧力とチャンバ内の圧力の差が大きい時には妥当である。仮にチャンバを完全に密閉し水の流出が無い状態にすると、チャンバ内の圧力はFig. 3-6(a)のように上昇する。ところが、水が押し出されるとチャンバ内のガスの体積が増加するのでFig. 3-6(b)のように圧力の上昇割合は減少する。また、途中で湯先が急拡大部分に達すると、垂直方向には

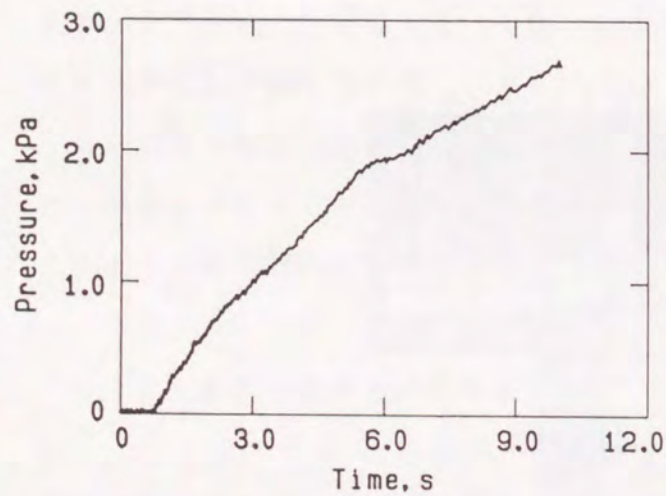


Fig. 3-5 Example of measured pressure

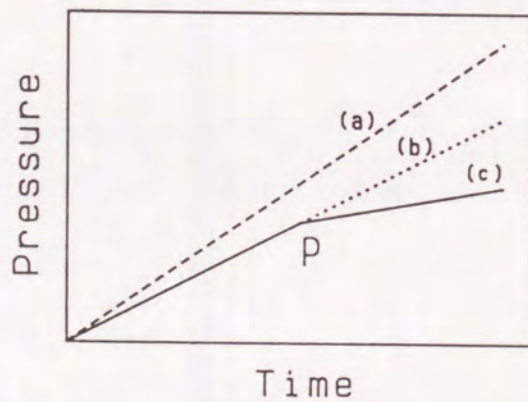


Fig. 3-6 Change of pressure in the chamber

- (a): The case that the chamber is sealed
- (b): The case that the water flows out at a constant rate
- (c): The case that the flow rate increases at P

ほとんど流れず水平方向へ流れるので、圧力差によって水に与えられたエネルギーは位置エネルギーとはならず、水の運動エネルギーになる。その結果、水の流速が大きくなりチャンバ内のガスの体積の増加率が大きくなって、Fig. 3-6(c)のように圧力の上昇速度はさらに減少する。

このようにチャンバ内の圧力は、送り込まれるガス流量だけでなく流路の変化によっても変化するので、低圧鋳造の数値解析を行う場合には境界条件としての圧力を変化させる必要がある。また、ガス圧の変化を制御するために西田らはマイコンによるガス圧の制御方法を報告している⁵⁰⁾が、鋳造速度を一定にするにはキャビティ内の流路の変化に合わせてガス圧を制御する必要がある。

3.4.2 板状鋳型での湯面変化

板状鋳型での湯面の変化を調べるために、Fig. 3-7 の3種類の圧力変化を入口の境界条件として数値解析を行った。初期水位よりも30mm下の部分を数値計算での圧力境界としたので、その分だけ高い圧力を与えた。最高水位の変化と給湯管内の流速について、解析と実験値と比較した結果をFig. 3-8 に示す。また、Fig. 3-9 に湯先形状の時間的变化を示す。

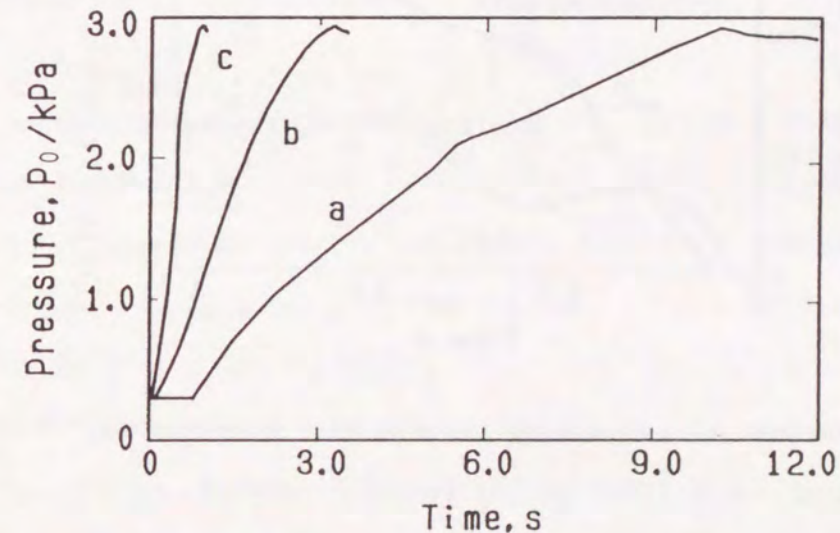


Fig. 3-7 Pressure changes used for boundary condition of numerical simulation

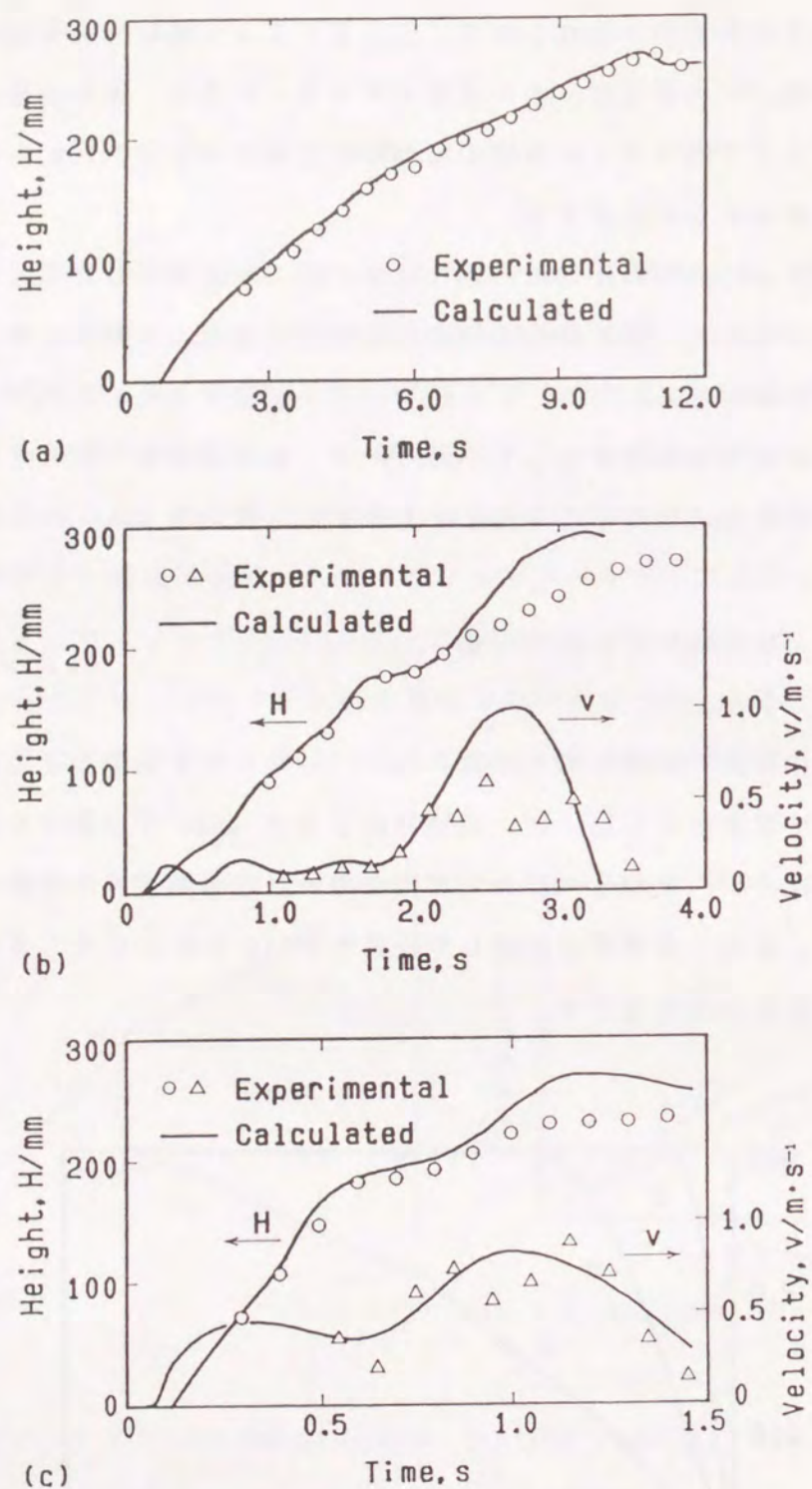


Fig. 3-8 Comparison of calculated results with experimental data

H: height of fluid front on the center of cavity.

v: velocity in the filling tube.

(a) Results for pressure change a. (b) Results for pressure change b.

(c) Results for pressure change c in Fig. 3-7.

Fig. 3-8(a)の最高水位は実測値も解析値も圧力の曲線に沿って上昇しているが、解析値は平均6mm高い値になった。この水位の差は圧力の上昇が終了する10.5sまではほぼ一定であることから、計算誤差が累積したものではなく、実験では存在する何かの圧力損失を計算上では考慮していないことが原因と考えられる。本計算上で考慮していない圧力損失としては、るつぼ部分から給湯管へ流れ込む入口の損失などが挙げられる。

このときの湯先形状はFig. 3-9(a)に示すように、ほぼ水平であり、ピストンフローであると言える。実際の注湯では生産効率などの点でより速く注湯することもあるであろう。

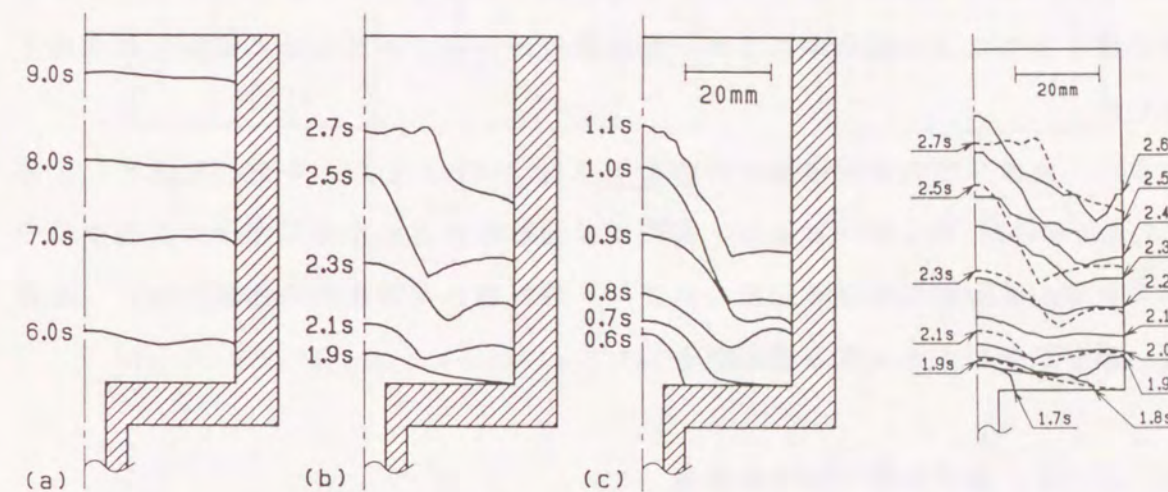


Fig. 3-9 Sequential change of free surface by water model

(a), (b), (c) shows the results for the inlet pressure change a, b, c in Fig. 3-8(a), respectively.

Fig. 3-10

Simulated sequential change (solid lines) of free surface for Fig. 3-9(b) (dashed curves)

そこで、急激な圧力変化の場合について実験と解析を行った結果をFig. 3-8(b)に示す。○印は最高水位の実測値、△印は湯口での速度で、曲線はそれぞれの解析値である。この解析結果も最高水位が高くなる傾向があるが、約2.5sまでは実験結果

とほぼ一致している。しかし、2.5s以後では差が大きく最高で20%の差になった。これは、Fig. 3-9(b)に示すように湯先形状が乱れ始めたときに一致していた。また、Fig. 3-8(b)の流速を比較すると、湯先が急拡大部に達した1.7sから急激に速度を増加し、数値解析では滑らかに増加したが、モデル実験では湯面が乱れるころから速度が増加しなくなった。また、Fig. 3-10に示すように数値解析とモデル実験での湯先形状を比較すると、実験結果では2.7sでは中央の盛り上がりは崩れているが、解析結果では中央の盛り上がりはさらに突出する傾向がみられた。これらのことから、水モデル実験では急激に流速が増加すると、キャビティ内で乱れが生じることによって上向きの運動エネルギーの損失が起こるが、本数値解析法ではこのような乱れまでシミュレートできないために、盛り上がりが増大し、最高水位が大きくなったと考えられる。

また、Fig. 3-10で流れが乱れる前の湯面形状を比較すると、上述したように解析結果のほうが先に進む傾向があるが、最高水位が同等であるときの湯面形状は良く一致した。

さらに、急激な圧力変化の場合の結果を Fig. 3-8(c) と Fig. 3-9(c)に示す。全体的に Fig. 3-8(b)と同じ傾向であり、実験で湯面形状の乱れが生じた後は最高水位の差が大きい。乱れが発生する以前の誤差は、解析値の方が約10mm水位が高く、流速が速いほど誤差が大きくなる傾向がみられた。

3. 4. 3 板状鋳型での内部流速

Fig. 3-9(b)の圧力変化のときの板状鋳型における内部流速分布の水モデル実験と数値解析の結果をFig. 3-11に示す。水モデル実験の結果を見ると、急拡大部では上昇してきた流体が慣性力によって湯面中央に盛り上がり形成して、横方向へ流れを変え一部は渦に沿って下方に流れ、一部は側壁に当たって上向きに流れて湯面を押し上げていることが分かった。実際の溶湯で注湯すればキャビティの中央部分には高温の溶湯が流れることになり、中央部分の金型の温度は他の部分よりも高くなると推定できる。鋳造方案を作成する場合には、充填順序や湯先形状だけでなく内部流速を知ることも重要であると考えられる。

数値解析と水モデル実験の結果を比較すると、表面形状については中央に盛り上

がりを形成し側壁近くの水面を押し上げていることや、溶湯内部に生じる渦の中心位置は鋳型の中心線から約15mmの距離にあることなど急拡大部での流動形態をシミュレートできていることが分かった。しかし、流速の絶対値を比較すると湯口部分で40%もの差がある。Fig. 3-11の解析結果は瞬間の流速を表しており、実験結果は1/30s間の平均流速を表しているという違いがあるが、それだけでは流速の差を説明できない。Fig. 3-11は渦が発達した状態であることから、本解析では渦による運動エネルギーの損失を少なく計算している可能性が考えられる。

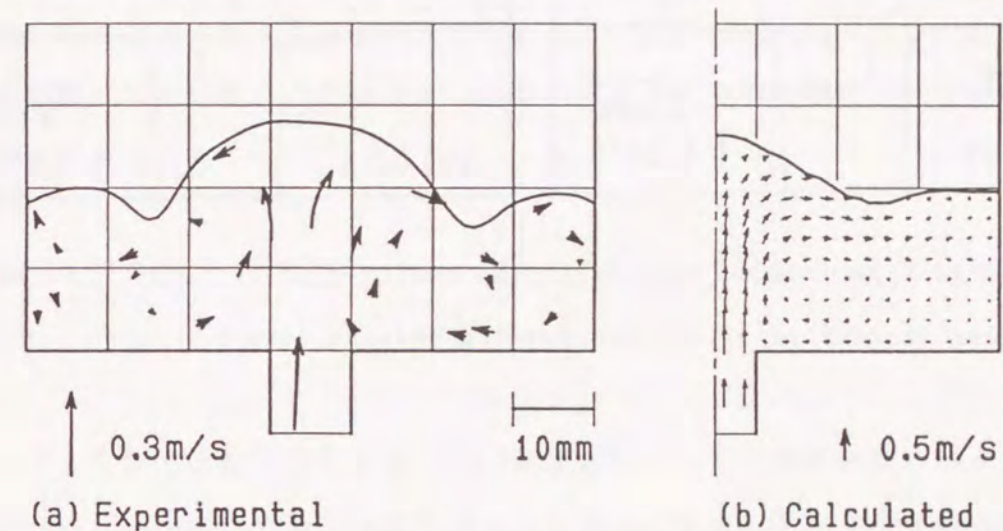


Fig. 3-11 Velocity distribution at the same height in Fig. 3-9(b)

3. 4. 4 垂直分岐鋳型での流れ挙動

複雑な形状の流れを調べるためにFig. 3-2(b)に示す垂直分岐鋳型について水モデル実験とコンピュータシミュレーションを行った。

水モデル実験では、鋳型が複雑であることと、Fig. 3-12(a)に示すように水面形状が波うっていることから、横からのシート状レーザー光線が屈折、反射して光線の当たらない部分があった。そのため、詳細な内部流速分布を求めることは困難であったが、全般的な流れをとらえることができた。Fig. 3-12に水モデル実験による内部流速分布と表面形状を示す。急拡大部分にテーパが付いているため水は滑らかに流路を拡大し横方向への速度が徐々に加速し、Fig. 3-12(a)の時点では約0.3m/s

となっている。また、横方向への流れは表面付近の速度が鑄型の側壁付近よりも大きくなる傾向がみられた。Fig. 3-12(b)の時点で分岐部では滑らかに分岐するトレーサと側壁に衝突して速度が低下するトレーサとがあり、複雑な流れ挙動を示した。

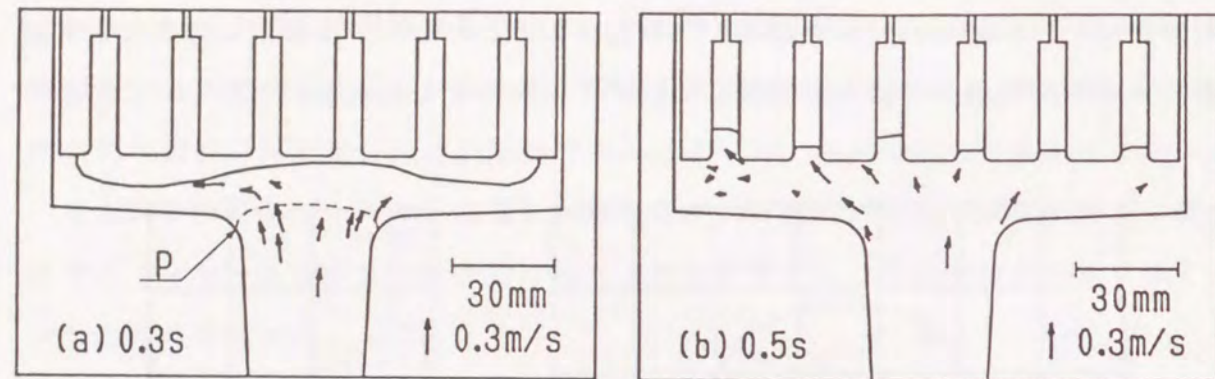


Fig. 3-12 Experimental results in the cavity with vertical branches
Time is counted after free surface reached line P.

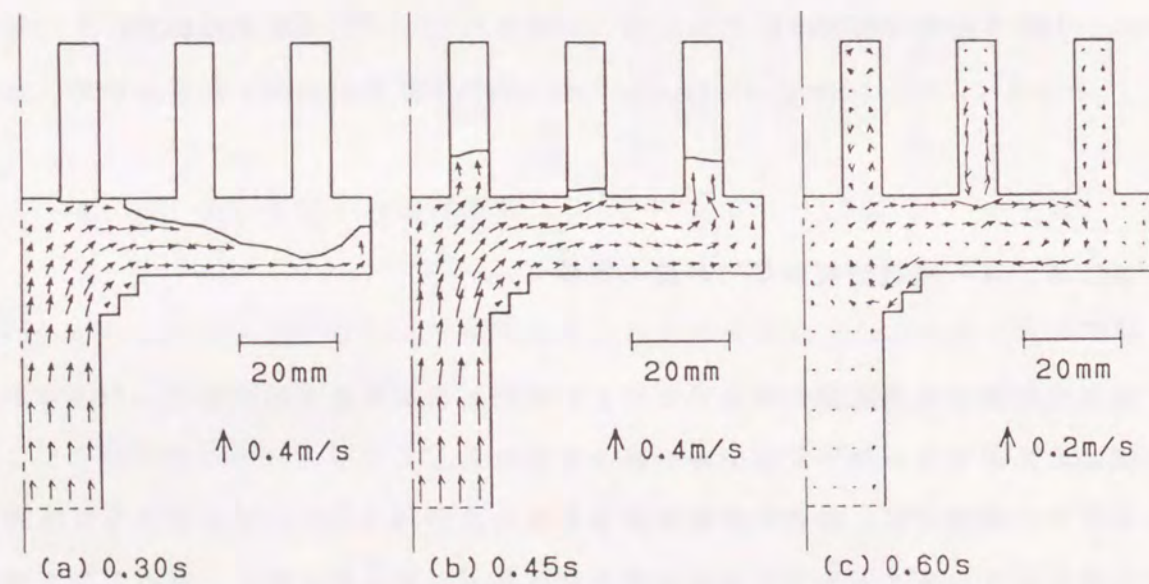


Fig. 3-13 Calculated results in the cavity with vertical branches

Fig. 3-13にコンピュータシミュレーションの結果を示す。Fig. 3-13の水面形状は水モデル実験の Fig. 3-12(a)を良く再現しており、水モデル実験で見られた表層の

流れが速くなることも確認できた。しかし、実際の溶湯の場合には湯先の温度低下や酸化皮膜の生成によって表面付近の流動性が低下している可能性がある。溶湯の場合にも表面の流れが速くなるかどうかは疑問の余地がある。また、Fig. 3-13(b)をみると、端から2番目の分岐への水の流入は、他の2つへの流入よりも遅れている。Fig. 3-12(b)の水モデル実験でも左右の端から2番目の分岐は充填開始が遅れていた。この原因は、シミュレーションの結果をみれば明かなように中心軸近くの分岐へは下部の湯口からの水がそのまま流入し、端の分岐へは壁で跳ね返った水が流入しているため速く充填されることが分かる。さらに、端から2番目の分岐へ流入する水は横方向への速度が大きいため、Fig. 3-13(c)に示すように分岐の内部で渦を起している。この渦が激しい場合にはガスや酸化被膜の巻き込みを起す可能性が考えられる。

3.5 結言

水モデル実験と直接差分法を用いた数値解析によって、低圧鑄造のシミュレーションを行い、充填時の湯面形状と内部流速を調べた結果、次のような結論を得た。

(1) 板状鑄型で水モデル実験と数値計算の結果を比較すると、流れに乱れがない範囲内では、最高水位は6~10mmの誤差範囲で一致した。また、内部流速分布、渦の発生とその中心位置、および湯面の形状などの流動形態はほぼ一致しており、本数値解析法の精度を確認できた。しかし、渦が発達した状態や乱れが発生した場合には、流速の絶対値では40%、最高水位では20%程度の差があった。

(2) 垂直分岐鑄型での水モデル実験と数値計算の流動形態は一致しており、複雑な鑄型形状でもシミュレーションが可能であることが分かった。

(3) 垂直分岐鑄型での内部流速については、形状が複雑なため水モデル実験では詳細な測定が困難であったが、数値解析によって流速分布を明確にし、表層の流れが比較的速いことと分岐部での複雑な流れを確認することができた。

(4) チャンパ内の圧力は、送り込まれるガス流量だけでなく流路の変化によっても変化するので、適切な鑄造速度を実現するにはキャビティ内の流路の変化に合わせてガス圧を制御することが望まれる。

4. 1 緒言

鋳造方案の決定や鋳造欠陥の原因究明のために、水と透明な鋳型を用いて湯流れのモデル実験を行うことが多い。例えば、低圧鋳造のストーク部での酸化物の巻き込みを調査した例⁷⁾、鋳鋼品における砂きずを中心とする介在物欠陥の発生メカニズムを解明した例^{8),9)}、ダイカスト法における湯境欠陥や気泡欠陥を検討した例^{10),11)}などがある。水は取扱いが簡単であり、また、動粘性係数が溶湯と近似していることから、水流でも湯流れの特徴を表現できると考えられているからである。しかし、アルミニウム溶湯は水と比較して表面張力が非常に大きく、かつ、鋳型と濡れ難い。したがって、低圧鋳造のようにダイカスト法に比べて注湯速度が遅い場合や薄肉の部分がある場合には、溶湯と水との充填挙動が異なる可能性がある。

そこで、片面をガラスにした金型を用いてアルミニウム溶湯の可視化実験を行い、水モデルの結果との比較を行った。表面張力が大きく濡れ難い液体として水銀を用いた実験も行い、アルミニウム、水、水銀のそれぞれの流動挙動を比較した。また、コンピュータシミュレーションを行い、表面張力や濡れが流れ挙動に与える影響について検討した。

4. 2 実験方法

Fig. 4-1 に示すような板状金型を作り片面をパイレックスガラスとした。試作した低圧鋳造装置でチャンバーの中にカンタル炉とるつぼを入れ密閉し、ガス圧により溶湯を押し上げた。ガス流量を変えることによって溶湯の流速を調節し、湯先の挙動をビデオカメラで撮影した。溶湯の設定温度は 973K とした。鋳型の金属部分には離型剤として Si_3N_4 粉末を付着させた。注湯開始前の約20分間、断熱材で金型全体を覆い保温した。金型の急拡大部分（湯口）では余熱によって約 380K になっていた。

水と水銀の場合も同じ低圧鋳造装置に Fig. 4-2 のようなアクリル製の鋳型を取付けて実験を行った。Fig. 4-2(a) の鋳型はアルミニウム溶湯で実験した金型と同じキ

ャビティ形状である。Fig. 4-2(b) の鋳型はキャビティ厚さ（奥行き）が 10mm で、上下幅が 5mm, 2mm および 15mm の水平分岐があり、水平分岐の先端には厚さ約 0.1mm の空気抜きを付けた。

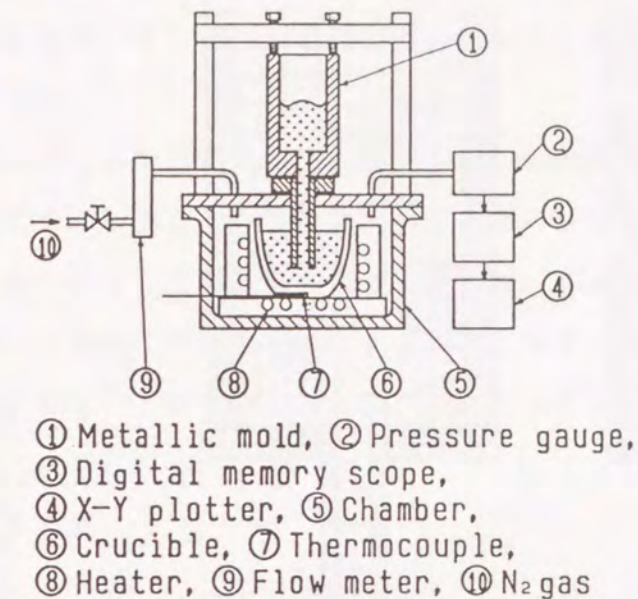


Fig. 4-1 Experimental apparatus for molten aluminum

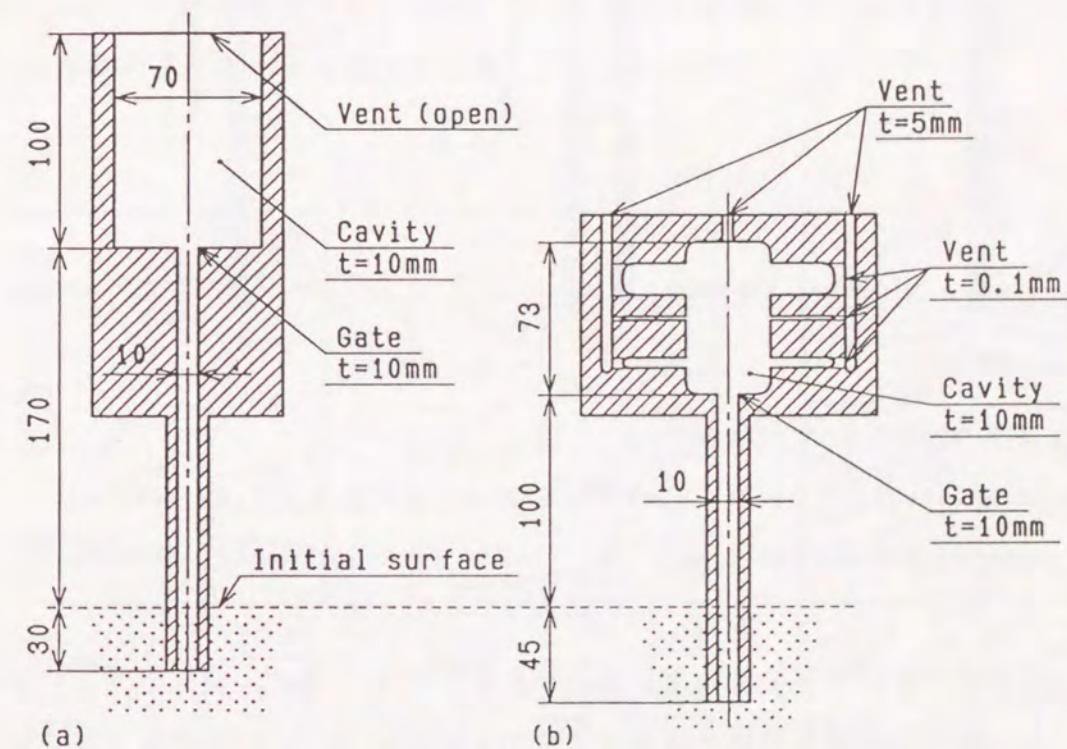


Fig. 4-2 Shape of molds

(a) plate-like cavity, (b) cavity with horizontal branches

4.3 解析方法および解析条件

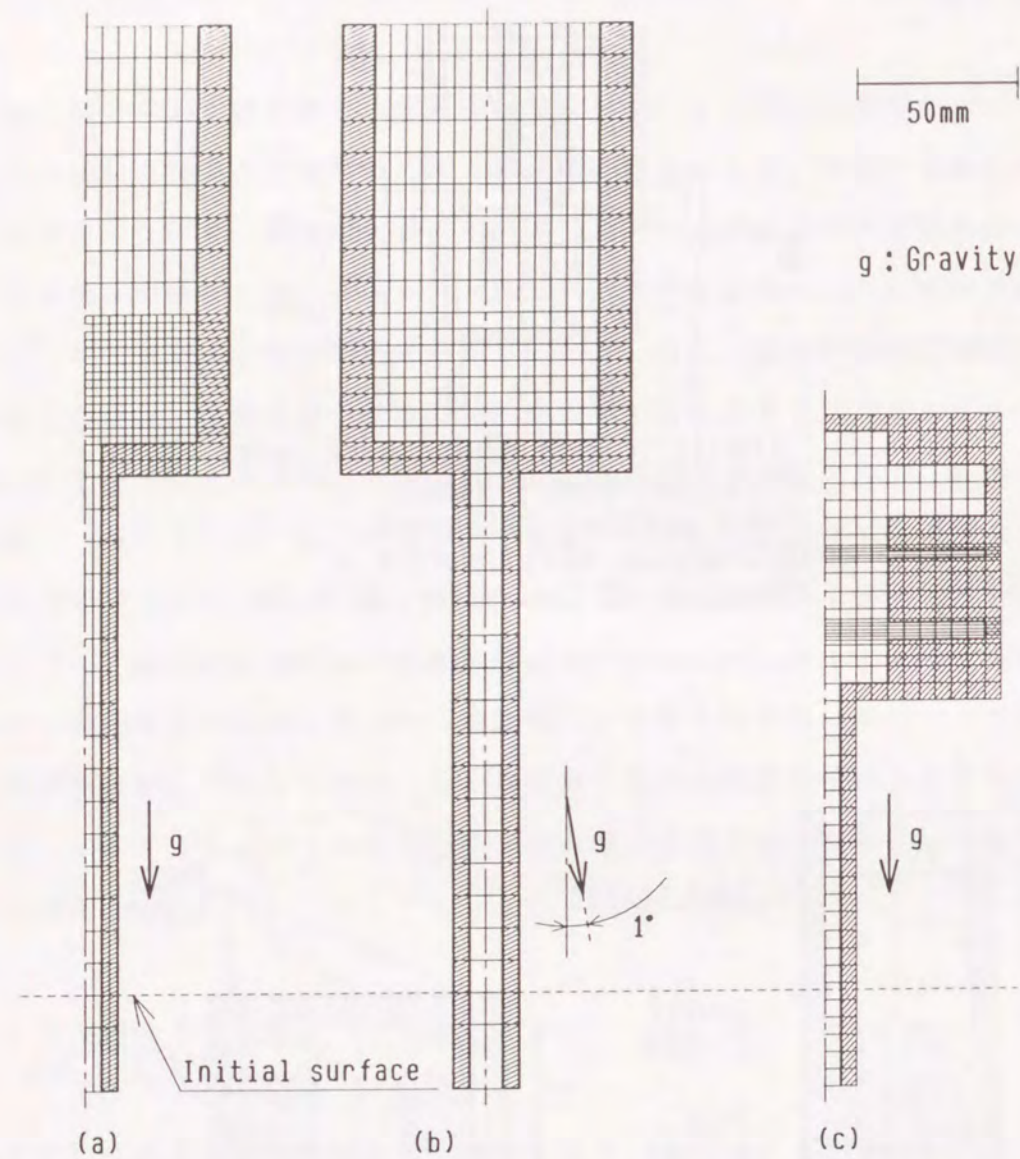


Fig. 4-3 Meshes for simulation

(a) plate-like cavity with fine mesh, (b) plate-like cavity leaning toward the right, (c) cavity with horizontal branches

第2章で述べた直接差分法を用いて、Fig. 4-3のようなメッシュ分割で数値計算を行った。湯先の詳細な形状を得るためにFig. 4-3(a)はFig. 3-4(a)よりも急拡大部分を細かくし2.5mm×2.5mmとした。また、計算時間を少なくする目的で鋳型の中心線から右半分だけとし、中心線では左右対称の境界条件を与えた。Fig. 4-3(b)は鋳

型がわずかに傾斜している場合を想定し、重力が垂直方向から1°傾斜しているとして計算を行った。鋳型全体をメッシュ分割し、中心線上の対称軸境界条件を使わずに計算できるようなモデルとした。Fig. 4-3(c)は水平分岐鋳型シミュレートするためのメッシュ分割であり、下の2つの分岐部分については詳細な形状を得るために5mm×1mmの要素とした。

実際の湯先は2次元な形状だけでなく、板厚方向にも曲率を持ち表面張力が作用していると考えられる。しかし、本実験で用いた鋳型には厚さの異なる部分がないので、板厚方向の曲率による圧力は湯先の全範囲においてはほぼ同じであると考えられる。したがって、全体の上昇速度を低下させることはあっても、湯先形状を部分的に変化させることはないと思われる。そこで、2次元で解析を行った。

4.4 結果および考察

4.4.1 板状鋳型での水、水銀、アルミニウム溶湯の充填挙動

Fig. 4-2(a)の板状鋳型で水、水銀、アルミニウム溶湯を用いた実験でゲート流速がほぼ同等のときの湯先形状の変化をFig. 4-4に示す。

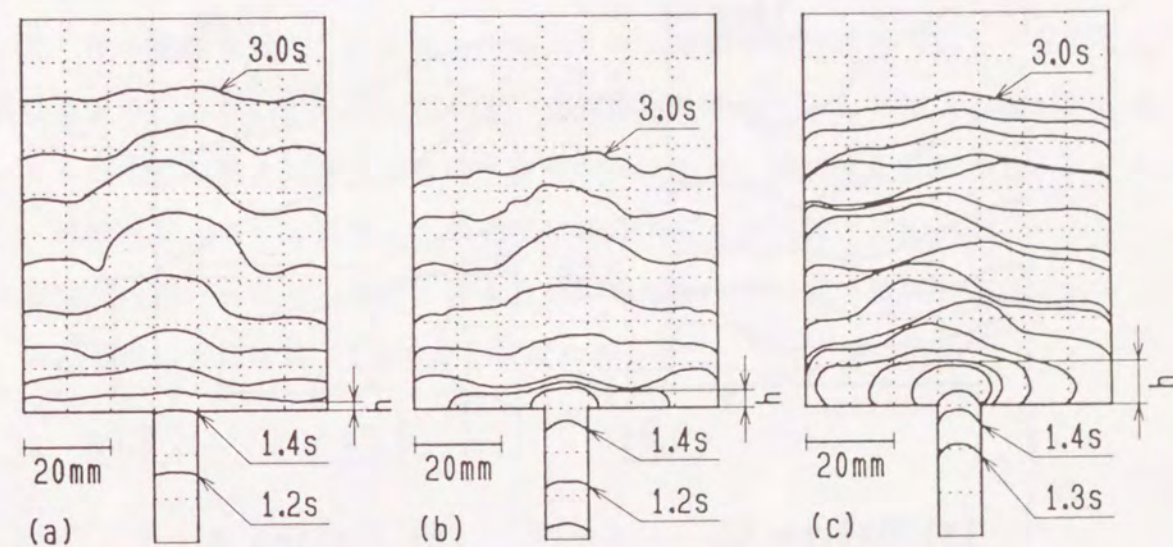


Fig. 4-4 Experimental results of filling behavior
(a) water, (b) mercury, (c) molten aluminum

水を用いた実験では、急拡大部分ではほぼ対称に左右へ流れ、すぐにキャビティ側面に到達した。一方、水銀では濡れ性が悪いために、左右に流れる先端が丸くなり約3~5mmの厚みを保って流れた。

さらに、アルミニウム溶湯では水平に流れる湯先の先端の高さが10mmにも達した。これは、Nieswaagら⁵³⁾が水平なキャビティ内でAl-12%Siの溶湯が約11mmの高さを保って流れると報告していることと一致している。また、アルミニウム溶湯の流れは左右対称ではなく、大きく揺れながら上昇した。これについては、後の節で詳述する。

なお、アルミニウム溶湯とパイレックスガラスは反応し、アルミニウムが凝固収縮するときガラスは割れてしまったが、本実験の目的である充填中の数秒間は割れることもなく、また、反応によって観察できなくなることもなかった。

(1) 水平に流れる湯先の高さ

数値計算で表面張力をゼロとした場合とアルミニウム溶湯の表面張力を与えた場合との比較をFig. 4-5に示す。数値計算に用いたアルミニウムの密度、粘度、表面張力の値をTable 4-1に示す。

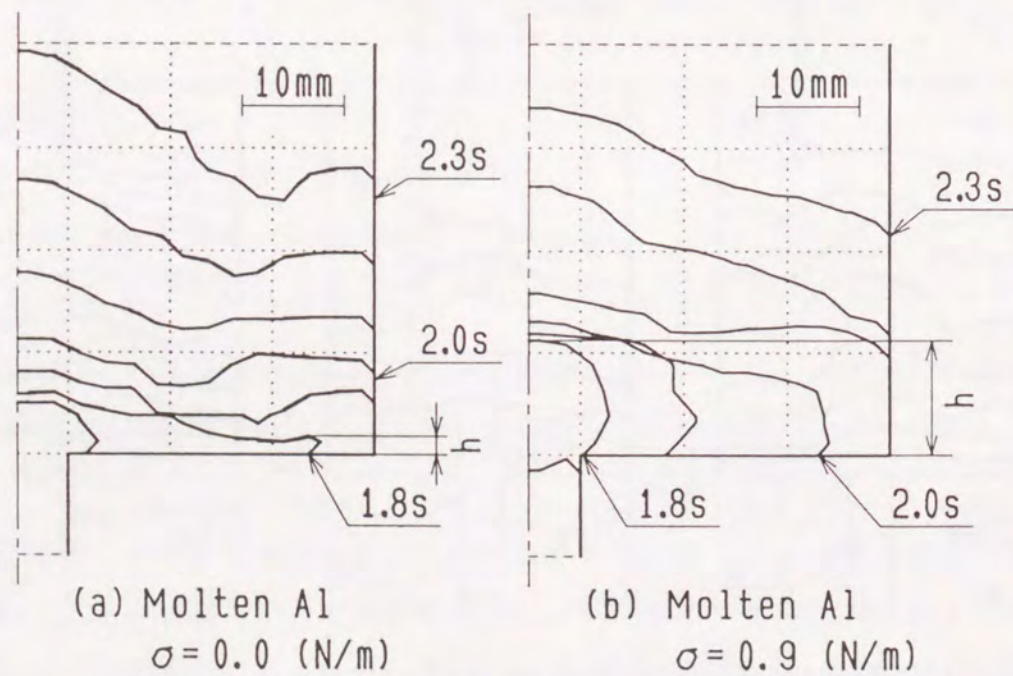


Fig. 4-5 Influence of surface tension on simulated flow of molten aluminum

Table 1 Physical properties used in numerical simulation^{34), 54)}

Physical properties		Water	Mercury	Molten Al
Density	ρ ($10^3 \cdot \text{kg/m}^3$)	1.0	13.6	2.35
Viscosity	μ (Pa·s)	0.001	0.0016	0.002
Surface tension	σ (N/m)	0.073	0.48	0.9

溶湯の流路が急拡大している部分で、溶湯が水平方向に流れいるとき(約1.8s)の湯先の高さ h (以後、湯先の高さと呼ぶ)を比較すると、表面張力をゼロとした場合[Fig. 4-5(a)]は $h=2\sim 5\text{mm}$ 、アルミニウム溶湯の表面張力を与えた場合[Fig. 4-5(b)]は $h=8\sim 11\text{mm}$ であった。このような水平に流れる部分では表面張力の影響が顕著であることが分かった。

水、水銀、アルミニウム溶湯の条件で数値解析を行った結果をFig. 4-6に示す。解析に用いた密度、粘度、表面張力の値をTable 4-1に示す。

まず、接触角を 90° とした場合、Fig. 4-6(a)~(c)に示すように、湯先の高さを比較すると、水と水銀は約2~5mm、アルミニウム溶湯は約8mmであった。

ビデオの映像から接触角を正確に測定することはできなかったが、水の接触角は明らかに 90° よりも小さく、水銀とアルミニウム溶湯の接触角は 90° よりも大きい。そこで、水の接触角は 45° 、水銀とアルミニウム溶湯の接触角は 135° と仮定した場合の結果をFig. 4-6(d)~(f)に示す。水の接触角を 45° とした場合では 90° の場合よりも鑄型の側壁に到達する時間が早くなっており、濡れ性の影響が現れている。また、接触角が 135° と仮定した場合には湯先の高さは水銀では約4mm、アルミニウム溶湯では約11mmとなった。このように接触角を現実に近い値にすることによって、湯先形状は実験結果(Fig. 4-4)に近くなった。

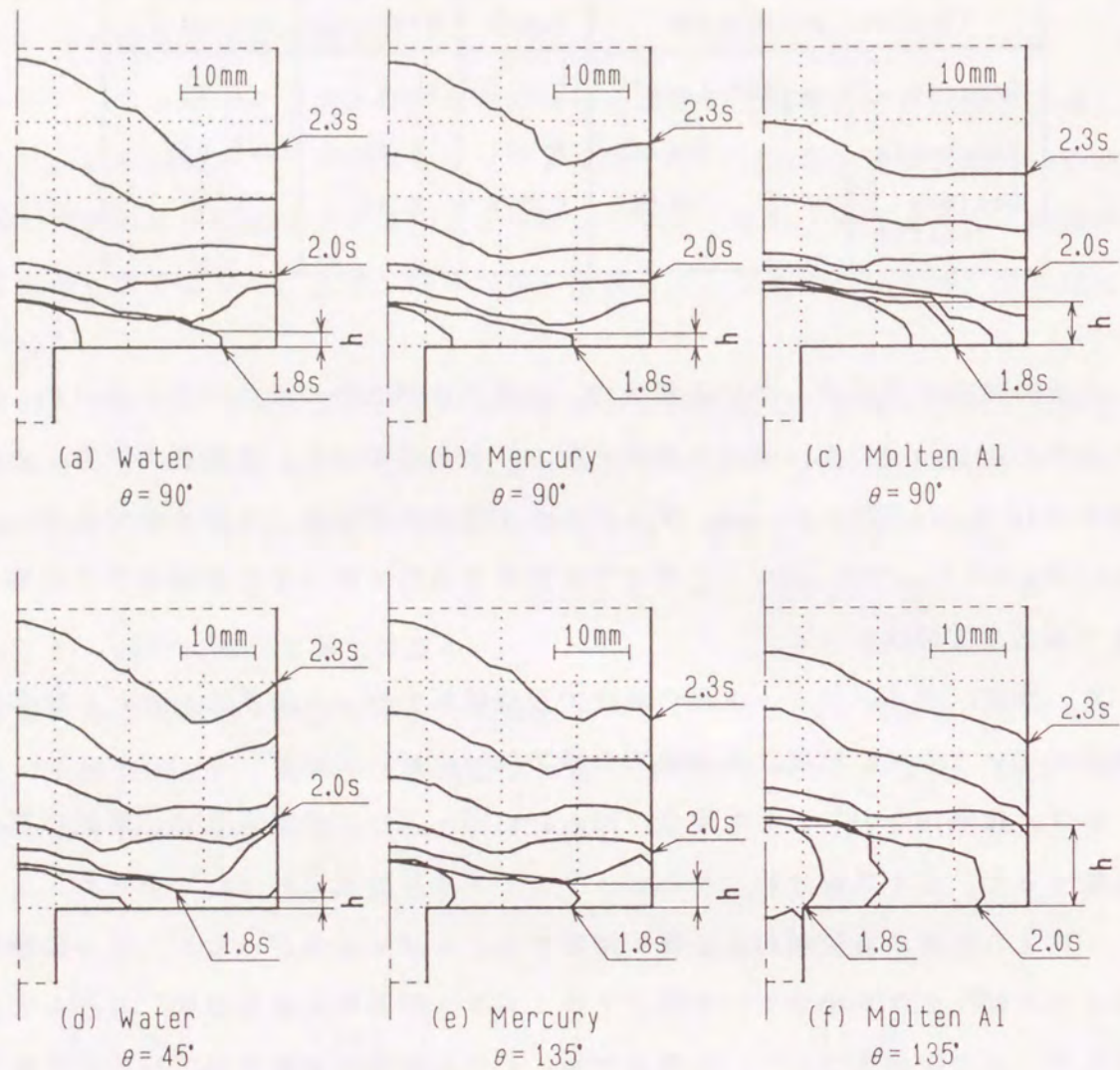


Fig. 4-6 Simulated flow of water, mercury and molten aluminum

水平方向に流れる溶湯の先端形状を、Fig. 4-7 に示すような円形で接触角が θ であるとすると、この先端の表面張力による力の合力は、円弧の中心から曲率中心方向へ次式の値で表される。

$$F_c = 2w\sigma \sin \frac{\theta}{2} \quad \dots\dots\dots (3.1)$$

ここで、 w : 板厚方向の厚さ、 σ : 表面張力、 θ : 接触角。

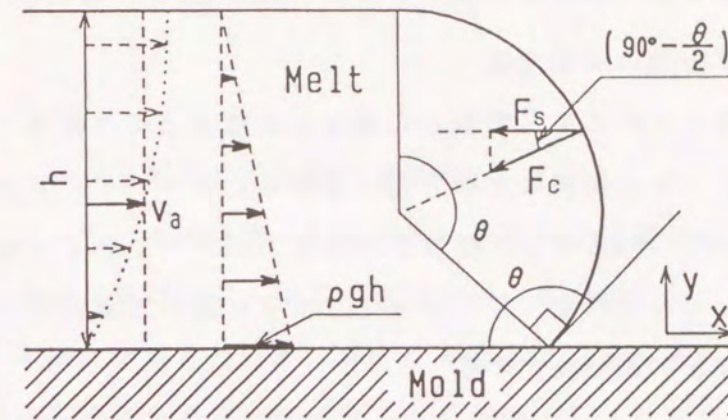


Fig. 4-7 Balance of force in melt front flowing horizontally

さらに、表面張力による x 軸方向の力 F_s の大きさは次式のようにになる。

$$F_s = F_c \cos \left(90^\circ - \frac{\theta}{2} \right) \\ = 2w\sigma \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad \dots\dots\dots (3.2)$$

また、重力によって生じる圧力すなわち静圧は、高さによって ρgh からゼロまで変化するが、 x 軸に垂直な断面に作用する力の積分値は次式のようにになる。

$$F_g = \frac{1}{2} \rho gh^2 w \quad \dots\dots\dots (3.3)$$

ここで、 ρ : 溶湯の密度、 g : 重力加速度、 h : 水平方向へ流れる湯先の高さ。

一方、平板上の流れは一般に y 軸方向の流速分布をもつので、平均流速が同じで一様な流速分布の流れとは慣性力が異なる¹⁰⁾。例えば、2次の流速分布をもつ流れの慣性力は一様分布の流れの慣性力の 6/5倍となる。この係数を簡単のために k とおくと、慣性力は次式のように表せる。

$$F_v = \rho k h v_a^2 \dots\dots\dots (3.4)$$

ここで、 v_w : 水平方向の平均流速.

他に粘性力も考えられるが、実験から測定した流速と相当直径¹⁵⁾をもとに、水、水銀およびアルミニウム溶湯の水平方向に流れるときのレイノズル数を計算すると、それぞれ670, 5900, 700となり、粘性力は慣性力に比べて多くても0.2%であるので、無視できると考えられる。したがって、水平に流れる湯先部分のx軸方向の力の釣合いを考えると次式が成立する。

$$F_v + F_g = F_s \dots\dots\dots (3.5)$$

(3.2)~(3.5)式より hについて解くと、 $h>0$ であるから次式のようになる。

$$h = -\frac{k v_a^2}{g} + \sqrt{\left[\frac{k v_a^2}{g}\right]^2 + \frac{4\sigma}{\rho g} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \dots\dots\dots (3.6)$$

速度が小さいときには $v_a=0$ とすると次式で表される。

$$h = 2 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g} \sin \frac{\theta}{2}} \dots\dots\dots (3.7)$$

さらに変形すると

$$h = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g} (1 - \cos \theta)} \dots\dots\dots (3.7)' \text{ 55) 56)}$$

となる。

アルミニウム溶湯の場合ではFig. 4-4(c)から $v_a=0.1\text{m/s}$ とし、 $k=6/5$, $\theta=135^\circ$ と

仮定して、(3.6)式と(3.7)式から高さhを求めると、それぞれ10.6mm, 11.6mmであり10%程度の差であるので、(3.7)式でも水平に流れる湯先の高さを推定することが可能である。

(2) アルミニウム溶湯の非対称な湯流れ

Fig. 4-4(c)のアルミニウム溶湯の実験では、急拡大の直後から左右に揺れながら上昇している。水や水銀のモデル実験の場合には、鑄型が傾斜しているときに急拡大の直後に小さな揺れが見られたが、すぐに安定して左右対称の流れとなった。このような溶湯の不安定な上昇流は湯回り不良の原因として従来から問題となっており⁵⁷⁾、非対称な流れの原因は解明されていない。

このような非対称な流れの原因として、まず、鑄型が傾斜していたことが考えられる。実験に際しては水準器によって鑄型が水平であることを確かめたが、わずかに傾斜していた可能性はあると思われる。しかし、水や水銀の実験でも、同様の方法で水平であることを確認したので、鑄型の水平度は同程度であったと考えられる。そこで、数値解析で鑄型にわずかに傾斜をつけ、アルミニウム溶湯と水銀を注湯した場合の流れを比較した。Fig. 4-6の数値解析では中心線で左右対称の境界条件を与えたので、当然、湯先の揺れが現れなかった。左右対称の境界条件を排除するために、Fig. 4-3(b)のように鑄型全体をメッシュ分割し、重力が 1° 傾いているとして数値計算を行った。

その結果、Fig. 4-8(a)に示すように、アルミニウム溶湯で接触角を 135° とした場合には、最初に右側、すなわち鑄型が傾斜している方向に流れ、鑄型側壁に当たった反動で逆方向に流れた。このときの内部流速を Fig. 4-8(c)~(d)に示す。水銀でも接触角を 135° として数値解析を行ったが、Fig. 4-8(b)に示すようにほぼ左右対称な流れとなった。水銀でもさらに傾斜角を大きくすれば非対称な流れとなるであろうが、水銀よりもアルミニウム溶湯の方が鑄型のわずかな傾斜で非対称な流れとなることから、アルミニウム溶湯の流れの方が不安定であると考えられる。これは、実験結果(Fig. 4-4)や数値解析結果(Fig. 4-6)で示したように、表面張力と接触角の影響で水平に流れるときの湯先の高さが高くなるためであると考えられる。

一方、アルミニウム溶湯では空気と接している表面での酸化皮膜の形成や鑄型と接触している部分での温度低下と凝固などの現象が考えられ、これらの現象が何ら

かの影響を及ぼしている可能性もある。

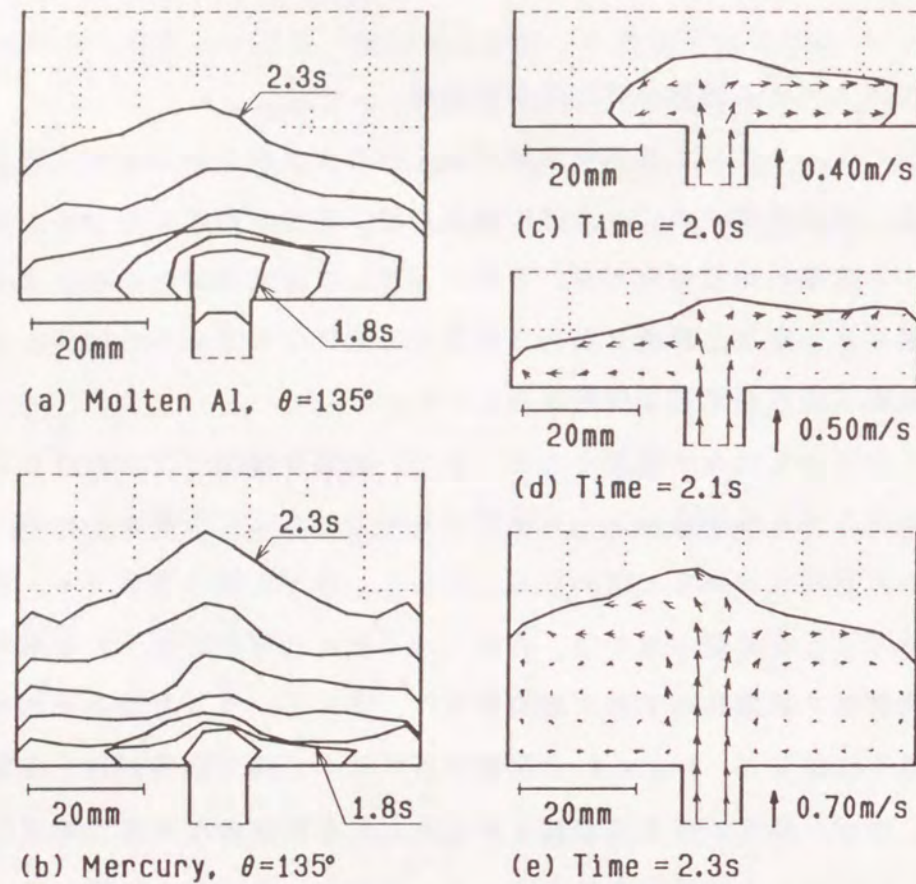


Fig. 4-8 Simulated flow in a cavity leaning toward the right

(a) asymmetrical flow of molten aluminum, (b) almost symmetrical flow of mercury, (c)~(e) velocity field in the asymmetrical flow

(3) 鋳型内の溶湯の温度分布

アルミニウム溶湯の実験において、充填途中で加圧を止めると未凝固部分が戻り、中空の鋳物ができる。この鋳物の厚さによって鋳型の各部分の凝固速度が定性的に比較できる。このような方法で製作した鋳物の断面図を Fig. 4-9 に示す。

パイレックスガラスに接している部分の凝固層は金型に接している部分の凝固層よりも薄くなっており、ガラスの熱伝達率が小さいことの影響が出ていることが分かる。また、ガラス側・金型側ともに中心付近の凝固層が薄くなっており、給湯管

を上昇してきた溶湯がそのまま上昇してくるために、他の部分よりも高温になっていたことが分かる。

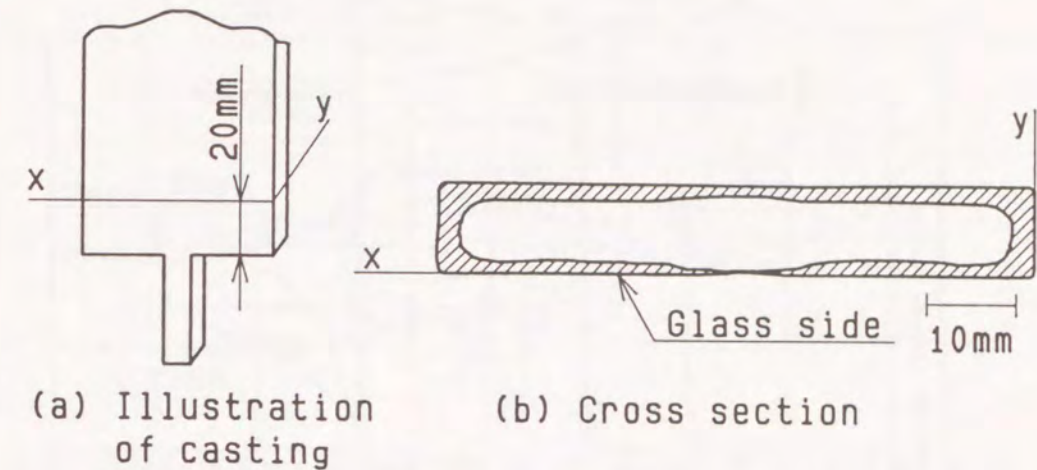


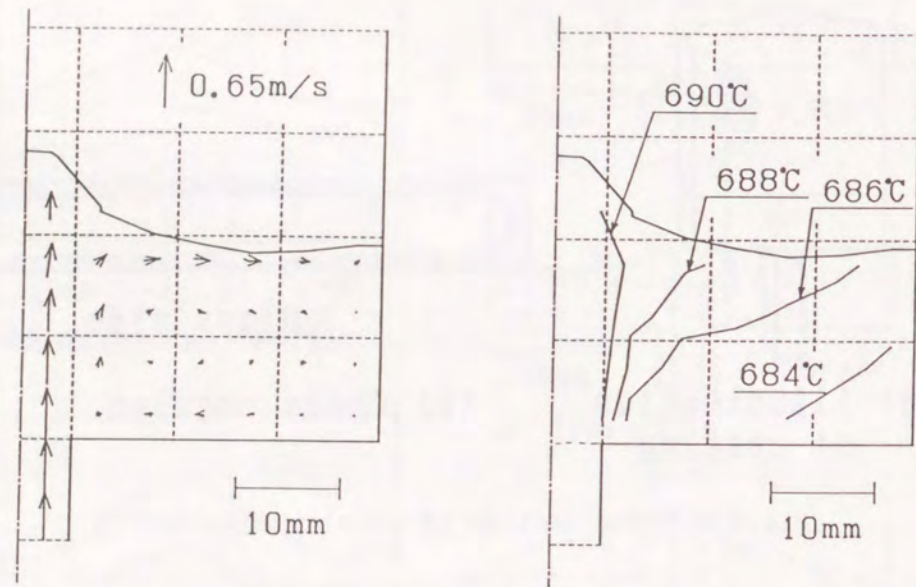
Fig. 4-9 Cross section of aluminum casting

このような湯流れが温度分布に与える影響のシミュレーションを行った。板状の鋳型の場合、湯流れは2次元で近似できるが、熱移動に関しては第3軸方向への熱移動が大きく無視できない。そこで、以下のような仮定を行うことによって、溶湯の温度分布に与える湯流れの影響を計算した。板状の鋳型の場合には第3軸方向への熱の移動量、すなわち熱流束が一定であると仮定した。溶湯温度を973K、金型温度を473K、熱伝達係数を $8.4 \times 10^2 [W/(m^2 \cdot K)]$ と仮定すると熱流束 q は、

$$q = 8.4 \times 10^2 \times (973 - 473) = 4.2 \times 10^5 [W/m^2]$$

となるので、この値を用いて計算を行った。Fig. 4-10に板状鋳型での内部流速分布と温度分布の計算結果を示す。

Fig. 4-10(a)で示すように、下から上昇してくる高温の溶湯は、キャビティの中心線を通って一旦湯先にまで達し、そのあと表層部を横に流れるので、中心線と表層部は比較的高温となり、キャビティの側面や底面付近は低温になった。また、中心線付近の金型は高温の溶湯が接して温度が高くなるので、熱流束が低下するはずであるが、この計算では考慮していない。したがって、実際の溶湯の温度測定や3次元解析を行えば、この結果よりも温度差は大きくなると考えられる。



(a) Velocity distribution (b) Temperature distribution

Fig. 4-10 Simulated temperature distribution in plate-like cavity

4. 4. 2 水平分岐鑄型による上下幅の異なるキャビティへの充填挙動の比較

Fig. 4-2(b)の鑄型で、水銀を用いて実験を行った結果をFig. 4-11に示す。上下幅が2mmの水平分岐では一方向から順次充填していった。5mmの水平分岐では水銀は先端まで流れて、空気抜き穴を塞いだため空気が閉じ込められ、その後、水平分岐の付け根から噴出した。このような場合には空気が閉じこめられた部分に空気抜きを付けなければ、湯まわり不良などの欠陥が発生する可能性がある。

充填挙動が異なるのは水銀の湯先の高さが2~5mmの間にあるためであると考えられ、(3.7)式で接触角 $\theta=135^\circ$ として湯先の高さ h を求めると約3.5mmとなる結果とはほぼ一致する。キャビティの上下幅と(3.7)式から求めた湯先の高さを比較することによって、このような流れ挙動の違いを予想することができる。

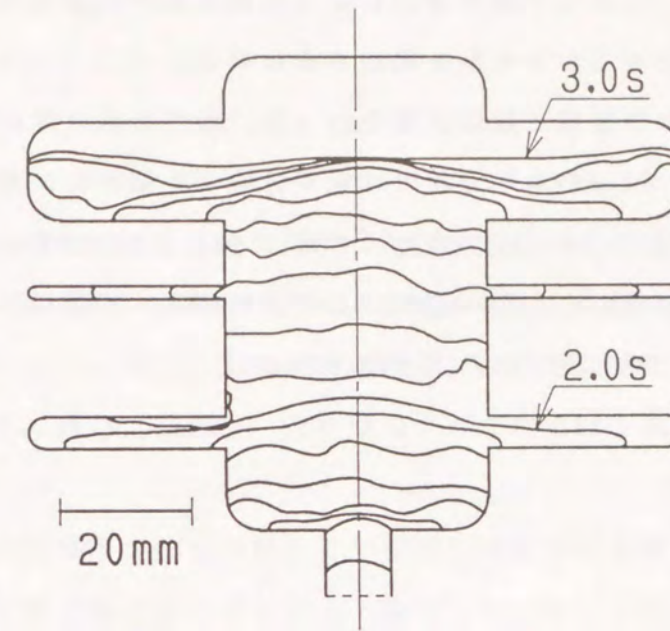


Fig. 4-11 Observed flow of mercury in the cavity with side branches

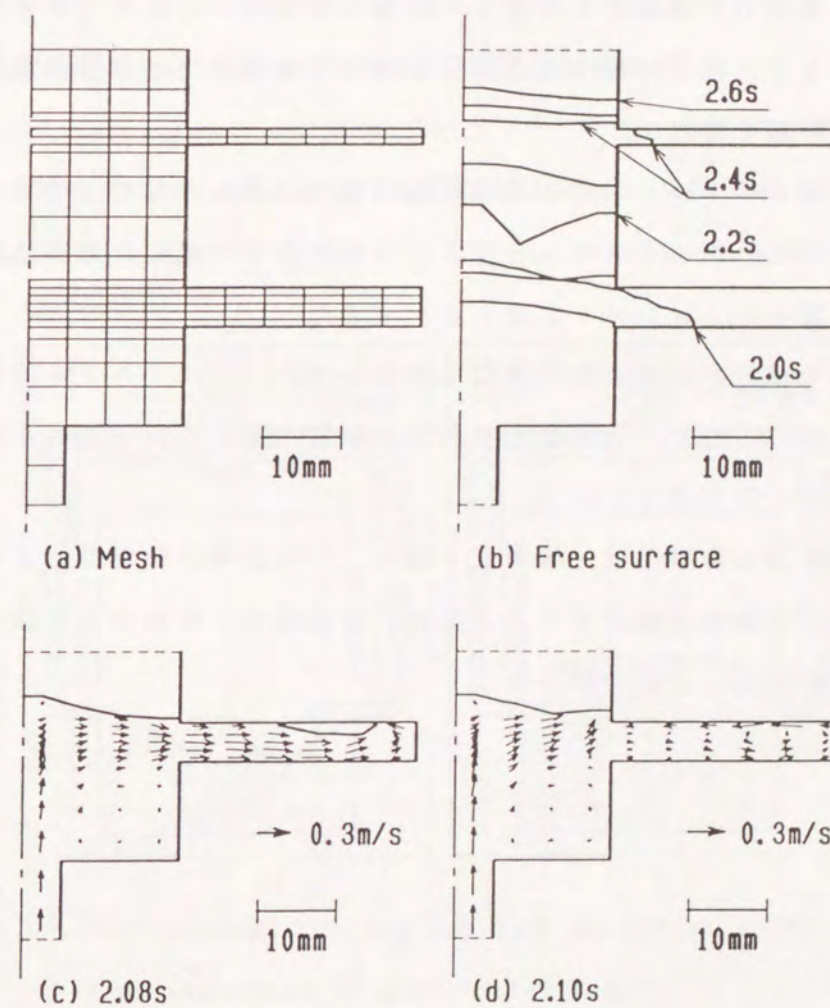


Fig. 4-12 Simulated flow of mercury in the cavity with side branches

このようなキャビティの上下幅の違いによる流れ挙動の相違をコンピュータシミュレーションで予測できるかどうかを検討するために、Fig. 4-12(a)のような形状データを用いて水銀の物性値で数値計算を行った。湯先形状の推移を Fig. 4-12(b)に示す。Fig. 4-12(c)で5mmの水平分岐では水平分岐の先端が先に充満し、空気が閉じ込められることがシミュレートできた。また、Fig. 4-12(d)では水平分岐の先端で跳ね返った溶湯が鑄型中心方向へ流れ、この流れによって閉じ込められた空気が水平分岐の付け根から押し出されたことが分かる。

4. 5 結言

低圧鑄造装置を用いて板状鑄型にアルミニウム溶湯、水銀および水を鑄込んで観測を行った。表面張力や接触角を考慮した数値計算を行い、湯流れ挙動に与える影響を検討した。また、水平分岐のある鑄型を用いて薄肉部での充填挙動を調べた結果、次のような結論を得た。

(1) 水、水銀およびアルミニウム溶湯は表面張力が異なるため、実験で水平に流れる湯先の高さには差がみられた。表面張力や接触角を考慮した数値計算によって湯先の高さの差異をシミュレートすることができた。

(2) 水銀や水では左右対称に板状鑄型を充填したが、アルミニウム溶湯では非対称な流れとなった。これは、表面張力や濡れの影響で水平方向へ流れる湯先が高くなることが原因であると考えられる。

(3) 水平分岐のある鑄型では分岐の上下幅によって充填挙動が変化するため、ガス抜き位置などの鑄造方案決定のときには、表面張力と接触角を考慮してシミュレートする必要があることが分かった。

第5章 その他の鑄造法への適用

5. 1 緒言

第3, 4章では比較的単純な鑄型形状で低圧鑄造法による湯流れのコンピュータシミュレーションを行い、鑄型内での流れ挙動を検討し、精度良くシミュレートできることが分かった。しかし、実際の鑄造現場では非常に複雑な形状の鑄型が用いられている。また、鑄造品に応じて低圧鑄造だけでなく様々な鑄造方法が用いられている。

そこで、本章では実際の鑄型形状に近い複雑な鑄型形状を用いて、低圧鑄造以外の方法の例として重力鑄造法とダイカスト法のシミュレーションを行い、本解析方法の適用性を検討した。

5. 2 重力鑄造法による2つの堰がある場合の湯流れ

縦型鑄物に複数の堰をつけた鑄造方案は段堰と呼ばれ、鋼を使った研究⁵⁸⁾もあり、Waltherら²⁶⁾は水モデル実験を行って、Fig. 5-1のような結果を得ている。

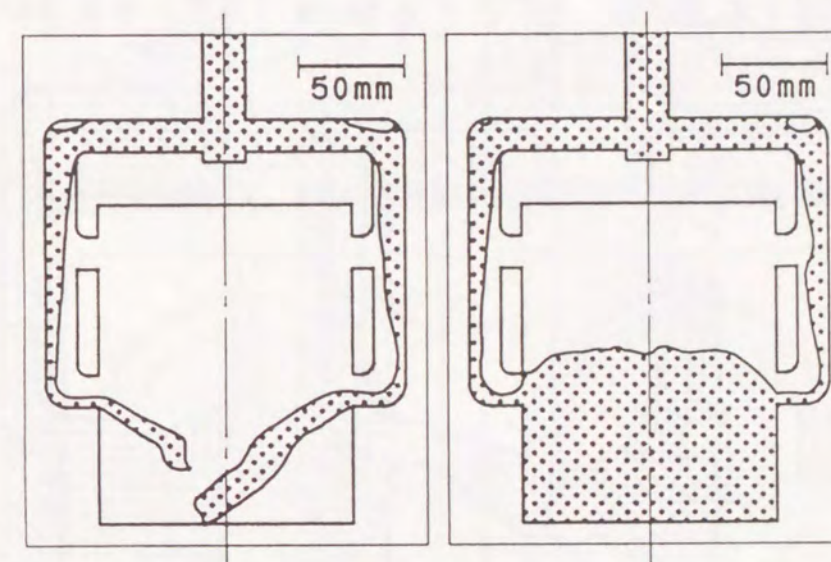


Fig. 5-1 Experimental filling behavior of water in the cavity with two gates by gravity casting²⁶⁾

The time difference between two shots is 1.3s.

また、SOLA-VOF法によるシミュレーションも行い、モデル実験の結果とほぼ一致したことを報告している。

そこで、これらの実験および数値解析の結果と比較するために、同様の鋳型について5mm×5mmのメッシュに分割し解析を行った結果を Fig. 5-2に示す。流体は水とし、鋳型上部に湯だめ部分をつくり初期充填要素とした。上部の湯だめの中の水は、まず、垂直な湯道内を落下しながら加速し、水平方向の湯道に沿って横方向へ流れを変え、再び垂直な湯道に達したときには横方向の運動量を持っているため、湯道の外側に沿って流れ落ちる。そのため、上方の堰には流れ込まず、下方の堰からキャビティ内へ流れ込むことがわかった。この解析結果は Waltherらの解析結果とほぼ一致した。

また、下部の堰の直前にある曲がり角の付近の一番外側の要素の流速をみると、垂直部分では高速であるのに対して、階段状になっている部分では極端に低速になっている。これについては、四角形分割であるので階段状の壁面となったため流速が低下したことが考えられるが、三角形分割によってなめらかな壁面とした場合の解析と比較してみる必要があるであろう。

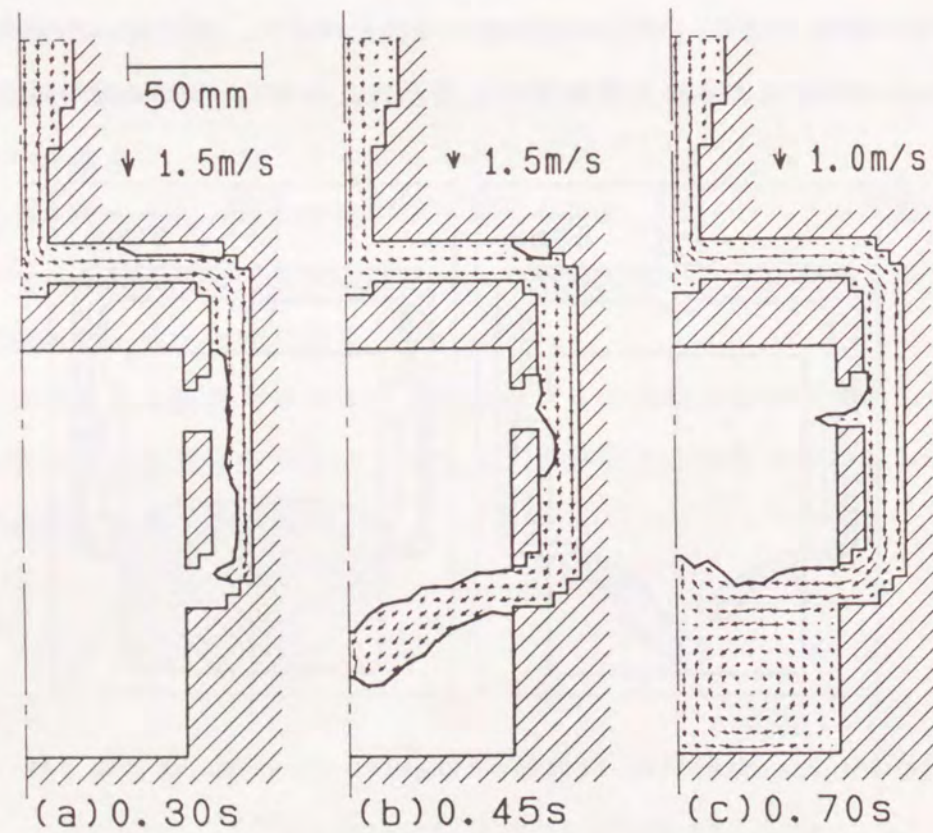


Fig. 5-2 Filling behavior in the cavity with two gates by gravity casting

5. 3 重力鋳造法によるスポーク付きリング状鋳型の充填挙動

Fig. 5-3およびFig. 5-4に示すようなスポークの付いたリング状の鋳物に重力鋳造法で注湯する場合に、ゲートの位置を変えて解析を行い、充填挙動の相違について検討した。メッシュサイズを10mm×10mmとして要素分割し解析を行った。

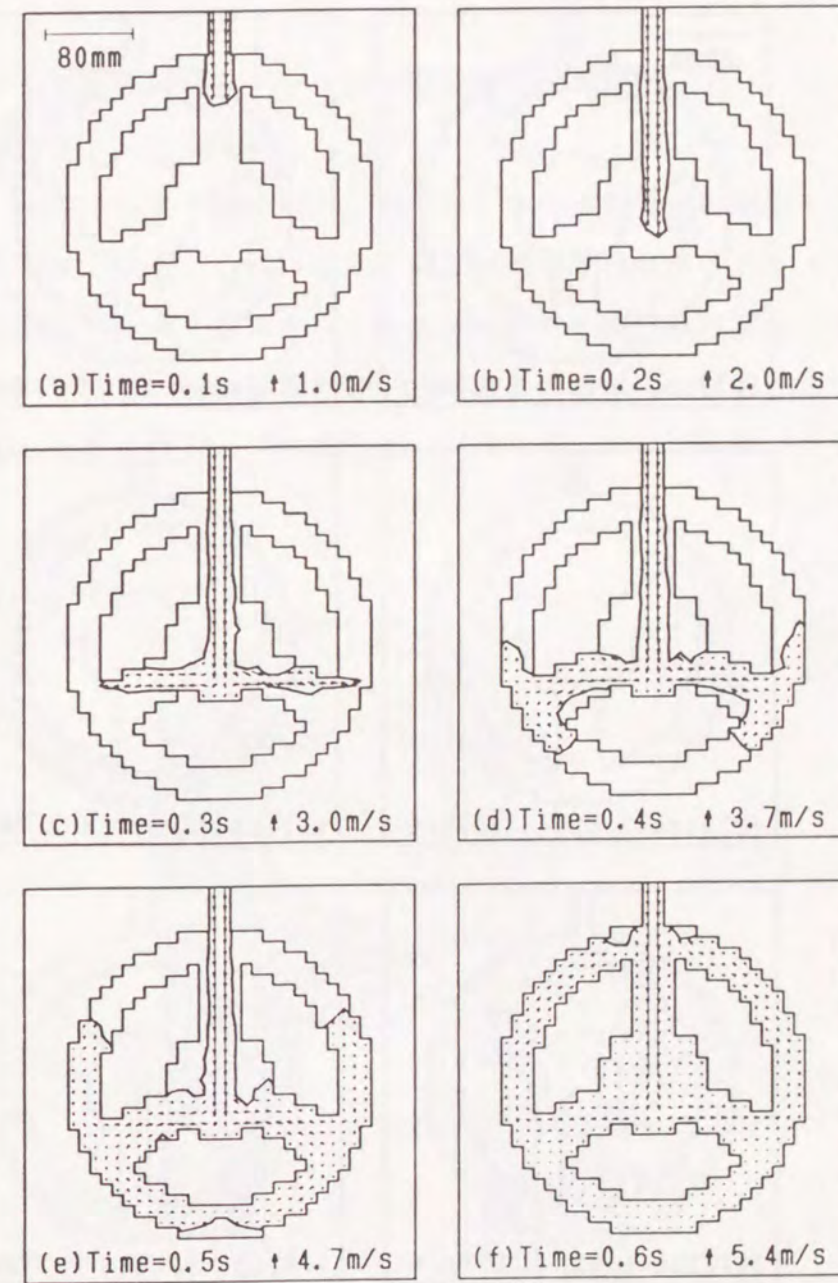


Fig. 5-3 Filling behavior in ring-shaped cavity with gate near to spoke

流体はアルミニウム、接触角は 135° とし、上部のゲートまで溶湯が既に充填されている状態から計算を始めた。

Fig. 5-3 のようにゲートがスポークの直上にある場合には、最初にスポーク内を自由落下し、この間に溶湯の流速は急速に高まり、中心部分を充填した後リング部を充填した。

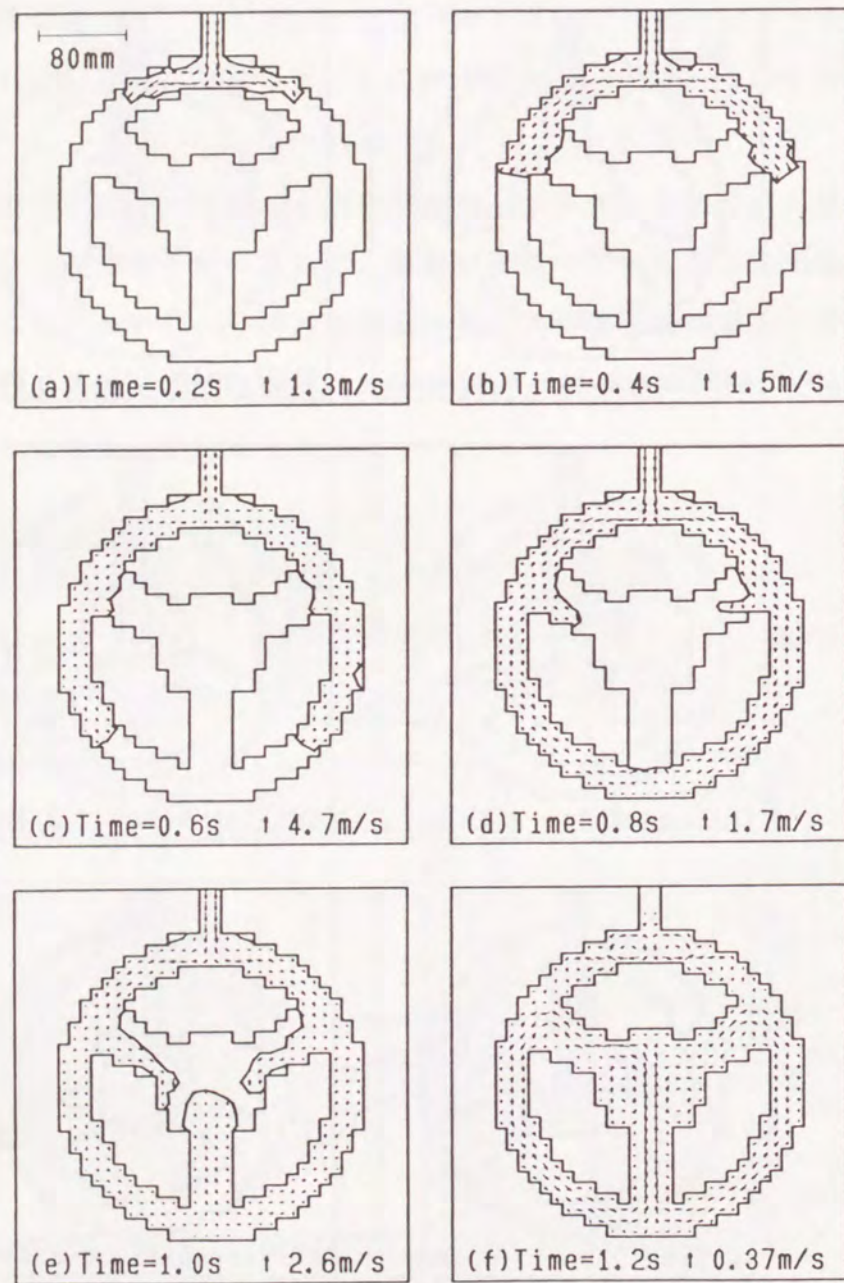


Fig. 5-4 Filling behavior in ring-shaped cavity with gate far from spoke

一方、Fig. 5-4 のようにゲートがスポークのないリング部分にある場合には、溶湯はまずリング部を充填した後、3つのスポークから中心部分へ流れ込んで合流している。合流部分には湯境ができる可能性が高く、その部分の強度が要求される場合には問題となる。このような場合には、強度があまり要求されない部分で合流するように方案を変更するか、または合流部が押湯内へ流出するように方案を変更する必要がある。

5.4 ダイカストによるリング状鑄型の擬3次元解析

岩田ら¹⁵⁾ はダイカスト機を用い、鑄型内部の充填挙動を計測してFig. 5-5 のような実験結果を得ている。この鑄型は外周と内周に厚肉部があるリング状の鑄型であり、肉厚の変化が流れに影響を与え、湯先の形状や最終凝固位置に特徴がでてくる。そのため、2次元の流れ解析では十分に解析できず、SMAC法を用いて擬3次元解析を行った解析例^{10), 15)} がある。

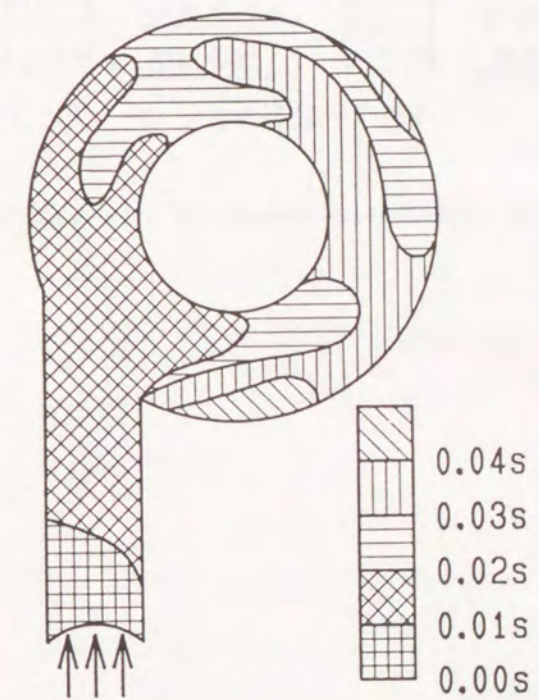


Fig. 5-5 Measured filling behavior in die casting¹⁵⁾

そこで、薄肉部の肉厚5mm、厚肉部の肉厚10mmとして解析を行った結果をFig. 5-6に示す。ただし、製品部分での流れ解析だけに注目したためゲートの薄肉部は省略し、入口速度2m/sがゲート部によって7.8m/sに加速されたと仮定して、加速された後の速度を入口の境界条件として用いた。また、肉厚方向に流路が拡大する部分での湯先の形態はいろいろ考えられる⁹⁾が、湯先の肉厚は常にキャビティの肉厚に等しいとして計算を行った。

薄肉部は流動抵抗が高いため湯回りが遅く、湯先がY字状になる傾向がみられ、全体的にはSMA C法^{10), 15)}と同等にシミュレートできていると思われる。また、湯先の合流位置や最終充填位置もほぼ一致した。

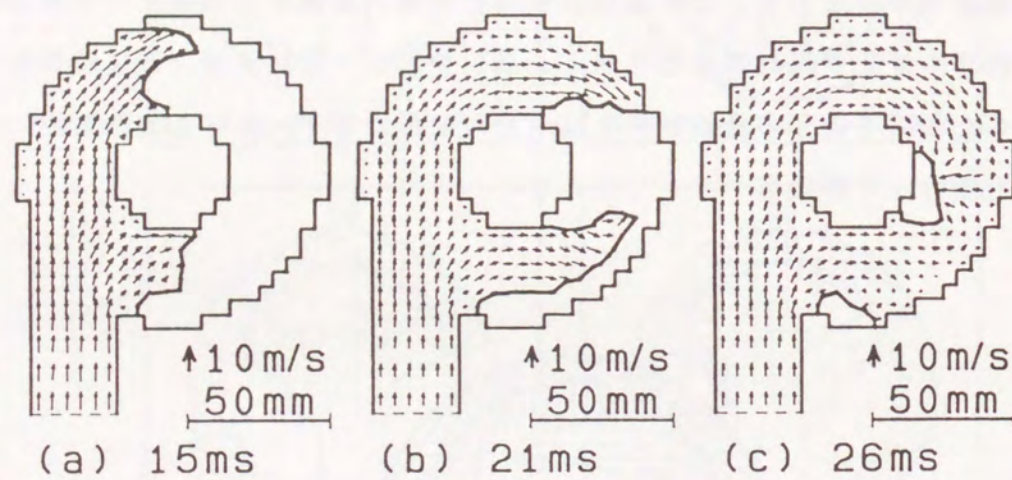


Fig. 5-6 Simulated result of die casting

5. 5 結言

本解析方法の適用性を検討するために、実際の鑄型に近い複雑な形状を用いて、以下の3つの場合についてコンピュータシミュレーションを行い、実験や他の数値計算の結果と比較した。

- 1) 重力鑄造法による2つの堰がある場合の湯流れ
- 2) 重力鑄造法によるスポーク付きリング状鑄型の充填挙動
- 3) ダイカストによるリング状鑄型の擬3次元解析

その結果、湯先形状や充填順序などをほぼシミュレートできており、本解析方法は種々の形状や鑄造条件に適用することが可能であることが分かった。

第6章 総括

本研究では、主に低圧鑄造法の条件で、数値計算と水、水銀、アルミニウムによるモデル実験を行った。また、数値計算では複雑な形状にも適用できる直接差分法で重力や表面張力を含めて計算する方法を開発し、圧力境界条件で計算した。水モデル実験では、トレーサとシート状レーザーを用いて可視化実験を行い、2次元的な内部流速を測定した。また、片面をパイレックスガラスにした金型を用いてアルミニウム溶湯の湯先の挙動を観察した。

本研究によって得られた結論を総括すると以下のようになる。

第2章では、まず、数値計算について、自由表面を要素の充填量から推定し、表面張力や接触角を含めた数値計算を行う方法を提案した。本解析方法を用いた計算結果と厳密解との比較を行い、対流項と粘性項に関して精度良く計算できることを示した。また、対流項については風上差分法と中心差分法の2つの方法を用いて解析を行い、風上差分法を用いる必要があることを示した。

第3章では、水モデル実験と直接差分法を用いた数値解析によって、低圧鑄造のシミュレーションを行い、充填時の湯面形状と内部流速を調べた結果、流れに乱れない範囲内では、本方法で十分正確に計算できることがわかった。

また、垂直分岐鑄型では、形状が複雑なため水モデル実験では詳細な測定が困難であったが、コンピュータシミュレーションは複雑な鑄型形状でも可能であり、流速分布を明確にすることができた。

第4章では、低圧鑄造装置を用いて板状鑄型にアルミニウム溶湯、水銀および水を鑄込んで観測を行った。表面張力や接触角を考慮した数値計算を行い、湯流れ挙動に与える影響を検討した。その結果、表面張力や接触角の影響で水平方向へ流れる湯先の高さが変化することが分かった。水銀や水では左右対称に板状鑄型を充填したが、アルミニウム溶湯では非対称な流れとなった。これは、アルミニウム溶湯の方が水平方向へ流れる湯先が高くなるためであると考えられる。また、水平分岐のある鑄型では水平分岐の上下幅によって充填挙動が変化するため、ガス抜き的位置などの鑄造方案決定のときには、表面張力と接触角を考慮してシミュレートする必要があることを明らかにした。

第5章では、種々の形状や鑄造条件での解析を行った。重力の影響が大きい重力鑄造法および慣性力の影響が大きいダイカスト法における溶湯の流れ挙動を示し、精度良くシミュレートできる可能性があることを示した。

以上述べたように、コンピュータシミュレーションの有用性を示したが、現実の現象を解明しようとするとき、その現象に影響する因子の全てが考慮されたプログラムであるかどうかは慎重に検討する必要がある。モデル実験などで確かめることが有効である。また、実験だけでは物理的、あるいは技術的に観察・測定が不可能な場合があるのでコンピュータシミュレーションが有効である。したがって、今後数値計算とモデル実験は相互に補うことが必要であろう。

本論文で示したように2次元あるいは擬3次元でもシミュレート可能な鑄型形状は多いが、鑄造現場であらゆる場合に役立つ数値解析とするためには、どうしても3次元化しなければならないであろう。流れの数値解析は熱伝導の解析よりも多くの計算時間を必要とするため、3次元で解析するには、今後のコンピュータのハードウェアの大容量化と高速化に期待するとともに、少しでも計算効率の良いアルゴリズムが望まれる。

謝 辞

本研究の遂行ならびに本論文をまとめるにあたり、終始懇切な御指導、御鞭撻を賜った大阪大学工学部 材料開発工学科 大中逸雄教授に深甚なる謝意を申し上げます。また、懇篤なる御校閲と御助言の労をとられた 大阪大学工学部 材料開発工学科 飯田孝道教授、大阪大学工学部 生産加工工学科 黄地尚義教授に心より感謝いたします。

本研究の実験および数値計算を実施するにあたり、多岐にわたり御助言、御協力を賜った大阪大学工学部材料開発工学科 結晶成長工学講座の 山内勇助教授、大道徹太郎技官、ならびに学生、卒業生の皆様に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 大久保喜三：鋳物，62(1990)，12，p.996
- 2) 市村元：J A C T N E W S，(1991)，p.33
- 3) 松原永吉，葉袋親昭，林芳郎，甲斐田健治，升田隆一：鋳物，63(1991)，6，p.547
- 4) 千々岩健児：鋳造工学，朝倉書店(1967)，p.191
- 5) 佃誠：金属，51(1981)，6，p.62
- 6) 千々岩健児：鋳物の湯の流れと押湯，誠文堂，(1958)
- 7) 佃誠，高田与夫：軽金属 29(1979) 1，p.9
- 8) 山本志朗，草野和宏，竹林一成，田代康統，渡辺司朗：鋳物，59(1987)，6，p.332
- 9) 那智雅博：鋳物，62(1990)，8，p.660
- 10) 安斎浩一，内田敏夫，片岡勝利：鋳物，60(1988)，12，p.763
- 11) 岩田靖，山本善章，中村元志：軽金属，39(1989)，8，p.550
- 12) 片島三郎，田島俊造，楊栄顕，近藤孝幸，九十九一貫：鋳物，62(1990)，2，p.112
- 13) 楊栄顕，片島三郎，田島俊造，辻康浩：鋳物，62(1990)，4，p.253
- 14) 山本善章，岩田靖，中村元志：鋳物，60(1988)，12，p.770
- 15) 岩田靖，米倉浩司，山本善章：鋳物，62(1990)，7，p.536
- 16) 山本善章，岩田靖，戸沢勝利，中村元志：軽金属，38(1988)，3，p.129
- 17) 岩堀弘昭，山本善章，中村元志：鋳物，62(1990)，9，p.738
- 18) 安斎浩一，内田敏夫：鋳物，62(1990)，2，p.90
- 19) 安斎浩一，内田敏夫，片岡勝利：鋳物，62(1990)，3，p.174
- 20) 安斎浩一，内田敏夫：鋳物，63(1991)，6，p.528
- 21) 野村宏之，寺嶋一彦，慶島浩二：鋳物，63(1991)，5，p.425
- 22) 野村宏之，寺嶋一彦：鉄と鋼，77(1991)，9，p.1382
- 23) 野村宏之，慶島浩二，寺嶋一彦：鋳物，63(1991)，5，p.433
- 24) 大塚幸男，小野高興，水野邦明，松原永吉：鋳物，60(1988)，12，p.757

- 25) B.D.Nichols, C.W.hirt, R.S.Hotchkiss : A Solution Algorithm for Transient Fluid Flow with Multiple Free Boundaries, (1980)
- 26) H.Walther und P.R.Sahm : Giesserei-Forschung, 38(1986), 4, p. 119
- 27) I.Ohnaka and M.Kaiso : Modeling and control of Casting and Welding Processes, Edited by A.F.Giamei and G.J.Abbaschian, Met.Soci.Inc. (Warrandale.PA) (1988), p. 141
- 28) 長坂悦敬, 木口昭二, 山西昭夫 : 鋳物, 59(1987), 6, p. 322
- 29) 長坂悦敬, 木口昭二, 那智雅博 : 鋳物, 61(1989), 2, p. 98
- 30) Flemings : Solidification Processing (Mcgraw-hill book company), (1974), p. 214
- 31) 杉山義雄, 岩堀弘昭, 米倉浩司, 山本善章, 松原永吉, 古屋健夫, 三谷和久 : 鋳物, 62(1990), 5, p. 370
- 32) 河村哲也, 高見穎郎 : 鉄と鋼, 75(1989), 11, p. 1981
- 33) F.H.Harlow and J.E.Welch; Phys.Fluid, 2-8(1965), p. 2182
- 34) 大中逸雄 : コンピュータ伝熱・凝固解析入門, 丸善 (1985)
- 35) 香月正司, 中山顕 : 熱流動の数値シミュレーション. 森北出版 (1990)
- 36) I.Ohnaka, T.Aizawa, K.Namekawa, M.Komiya and M.Kaiso : Solidification Processing 1987, The Institute of Metals, London (1988), p. 298
- 37) Patankar, S.V.: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill (1980)
- 38) 日本機械学会 : 流れの数値シミュレーション, コロナ社 (1988)
- 39) A.A.Amsden and F.H.Harlow: Los Alamos Scientific Lab.Report LA-4370, (1970)
- 40) 沢田郁夫 : 日本機械学会論文集 (B編), 55(1989), p. 2230
- 41) I.Ohnaka and K.Kobayashi, Trans. Iron and Steel Institute of Japan, 26(1986), p. 781
- 42) 大中逸雄, 森安尋, 長坂悦敬, 福迫達一 : 鋳物, 53(1981), p. 673
- 43) J.Yoo and B.Rubinsky : Int. J. Numer. Methods Engng., 23(1986), p. 1785
- 44) V.R.Voller and C.Prakash : Int. J. Heat Mass Transfer, 30(1987), p. 1709

- 45) V.R.Voller, M.Cross and N.C.Markatos : Int. J. Numer. Methods Engng., 24(1987), p. 271
- 46) 中江秀雄 : 軽金属 39(1989) 2, p. 136
- 47) P.I.Nakayama and N.C.Romero : I.of Comp. Physics, 8(1971), p. 230
- 48) 植松時雄 : 流体力学, 共立出版 (1957)
- 49) I.Ohnaka : E-MRS - Strasbourg, (1986), p. 211.
- 50) 西田理, 松井哲司, 近藤真一, 戸苺吉孝 : 鋳物, 59(1987), 6, p. 328
- 51) 亀本喬司 : 自動車研究, 10(1989) 9, p. 349
- 52) 亀本喬司 : 鉄と鋼, 76(1990), 3, p. 320
- 53) H.Nieswaag and H.J.J.Deen : 57th world foundry congress No.10
- 54) 国立天文台編 : 理科年表, 丸善(1991)
- 55) エリ ランダウ, イェ リフツツ 著, 竹内均 訳 : 流体力学 1, 東京図書(1972)
- 56) A.Schröder, Stromungsmechanische Betrachtunged zur Füllung verlorener Formen mit offenen Speisern. Giesserei Forschung, 37(1985), p. 65
- 57) 松田政夫 : 鋳物, 61(1989) 12, p. 882
- 58) 大平五郎, 井川克也 : 鋳造工学, 日本金属学会(1971), P. 126

本論文に関連する公表論文

- (1) "Comparison of Measured and Simulated Fluid Flow in Low Pressure Die Casting"
Modeling of Casting, Welding, and Advanced Solidification Processes, 5th(1990), Switzerland
- (2) "直接差分法による湯流れシミュレーション法"
鋳物, 63(1991), 817
- (3) "低圧鋳造における湯流れの水モデル実験と数値解析"
鋳物, 63(1991), 883
- (4) "Computer Simulation of Mold Filling (I: Algorithm)"
"Computer Simulation of Mold Filling (II: Experiments and comparison)"
Modeling of Casting and Solidification Processes 1991,
(1991), Korea
- (5) "低圧鋳造における熔融アルミニウム, 水銀および水の鋳型充てん時の流れ挙動の比較"
鋳物, 64(1992) (掲載予定)

