

Title	パルスアーク溶接現象の基礎的研究
Author(s)	平田, 好則
Citation	大阪大学, 1987, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1136
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

パルスアーク溶接現象の基礎的研究

昭和 62 年 1 月

平 田 好 則

パルスアーク溶接現象の基礎的研究

昭和 62 年 1 月

平 田 好 則

目次

第1章 緒論	1
第2章 パルスアーク溶接におけるビード形成現象	4
2.1 緒言	4
2.2 パルスアーク溶接条件	4
2.2.1 パルス電流波形と溶接電源	5
(1) パルスパラメータの定義	5
(2) 溶接電流波形の特徴量	6
(3) 溶接電源の特性	6
2.2.2 溶接条件	9
2.3 周期的な入熱による母板温度場の予備的検討	10
2.4 パルスTIG溶接におけるビード形成現象	13
2.4.1 ビード外観と溶け込み形状	15
2.4.2 ハンピング現象のパルス周波数依存性	15
2.4.3 溶融池挙動の観察	17
2.4.4 パルスアーク溶接における凝固組織の細粒化	21
2.5 パルスMIG/MAG溶接におけるビード形成現象	23
2.6 結言	25
第3章 静止パルスアークにおける溶融池振動の計測	26
3.1 緒言	26
3.2 パルスアークの圧力	26
3.2.1 アーク圧力の測定方法と測定系の周波数特性	26
3.2.2 TIGアークの圧力	29
3.3 加速度計による液体振動の計測原理	33
3.3.1 実験装置	33
3.3.2 二質点系モデルによる振動解析	33
3.3.3 梁の振動特性	35
3.3.4 データ処理方法	36
3.4 パルスTIG溶接における溶融池振動	38
3.4.1 実験条件	38

3.4.2	実験結果	38
3.4.3	熔融池動特性の推定	39
3.4.4	高速度写真による熔融池振動の観察	41
3.4.5	液体振動のモデル実験	43
3.5	熔融池振動の駆動力	45
3.5.1	アーク圧力分布より導出されるアーク力	45
3.5.2	振動加速度より評価されるアーク力	46
3.6	結言	47
第4章	熔融池振動の流体力学的考察	48
4.1	緒言	48
4.2	部分溶け込み溶接における熔融池の共振周波数	48
4.2.1	円形池の波動に関する予備的検討	48
	(1) 基礎方程式	48
	(2) 境界条件	49
	(3) 分散関係(固有振動数と振動モード)	49
4.2.2	計算値と実験結果の対比	51
	(1) 静止アークによる熔融池	51
	(2) 移動アークによる熔融池	52
4.3	裏波溶接における熔融池の共振周波数	54
4.3.1	分散関係	54
4.3.2	計算値と実験結果の対比	56
4.4	熔融池振動現象の数値解析	57
4.4.1	熔融池モデル	57
4.4.2	熔融池の動特性を決める因子	57
4.4.3	パルス周波数が熔融池振動に及ぼす影響	60
4.5	結言	62
第5章	パルスアーク溶接における溶滴移行現象	63
5.1	緒言	63
5.2	溶滴移行の検出方法	64
5.2.1	溶滴移行の検出原理	64
5.2.2	溶滴移行検出の精度と限界	65
	(1) 光学系の影響	65

(2) レーザねらい位置の影響	66
(3) レーザ法の検定	68
5.3 パルス溶接における溶滴移行現象	68
5.3.1 溶滴の移行頻度	68
(1) パルス電流の効果	69
(2) 同期限界周波数	71
5.3.2 高速度写真による移行現象の観察	72
(1) パルススプレー移行	72
(2) 1パルス1溶滴移行	73
(3) パルスドロップ移行	75
5.3.3 移行形態の分類とパルス条件	76
5.3.4 スパッタ発生率とビード外観	76
5.4 結言	79
第6章 電極ワイヤの溶融と溶滴離脱の制御	80
6.1 緒言	80
6.2 電極ワイヤの温度場と溶融速度に関する予備的検討	81
6.2.1 熱伝導論的検討	81
6.2.2 完全直流におけるワイヤ溶融速度	83
(1) ワイヤ溶融速度と突き出し長の測定	83
(2) ワイヤ溶融速度の実験式	83
6.3 溶滴の平均保有熱量と温度	84
6.3.1 測定装置ならびに熱量測定の誤差	84
6.3.2 溶滴の保有熱量と温度の推定	85
6.3.3 溶滴の平均保有熱量	87
(1) 完全直流における電流値の影響	87
(2) パルス電流の影響	88
6.3.4 溶滴の温度	89
6.4 ワイヤ溶融速度の実験式の妥当性	90
6.5 パルスMIG溶接におけるワイヤ溶融特性	92
6.5.1 アークの安定性におよぼすパルス波形の影響	92
6.5.2 パルスMIG溶接のワイヤ溶融速度	94
6.6 溶滴の離脱機構とその制御に関する考察	94

6.6.1 静止懸垂溶滴の形状と安定性	95
(1) 溶滴形状	96
(2) 懸垂溶滴の体積	97
6.6.2 ピンチ不安定による溶滴離脱機構	98
(1) Murtyの理論	99
(2) 溶滴離脱モデルと1パルス1溶滴移行条件	101
6.7 結言	105
第7章 結論	107
謝辞	112
参考文献	113
本論文に関する著者の発表論文	116
付録	117

第1章 緒論

軟鋼をはじめ各種材料の溶接において、アークの安定化、溶け込み形状の改善、入熱制御、スパッタの低減、凝固組織の微細化など溶接の安定化あるいは高品質化を目的としてMIG/MAG溶接、TIG溶接、プラズマ溶接などでパルスアーク法が実用化されている。パルスアーク溶接法では溶接電流を周期的に変化させることによって、電極ワイヤの溶滴移行や溶融池の挙動を積極的に制御しようとしている。

しかしながら、パルス条件にはパルス波形（矩形波、鋸歯状波など）、ピーク電流値、ベース電流値、繰り返し周波数など多くの因子がある。さらにワイヤあるいは母板の材質、シールドガスなどによってアークを含む溶接の現象が異なるため、その最適条件の選定と現象の解明は重要な課題となる。

本研究は任意の電流波形を設定し得るアナログ式トランジスタ制御電源を用いて、パルス波形がワイヤの溶融移行並びに溶融池や溶接ビードの形態に及ぼす影響について基礎的に解明することを主たる目的として行ったものである。

現在までに一定電流（積極的に溶接電流を変化させるパルス電流に対しての意）における溶接現象については、実験的にほぼ明らかにされており、理論化あるいは定量化が進められている。すなわち、アーク溶接現象を分類し、関連事項を列挙すると次のようになる。

(1) 電極現象

電極ワイヤの溶融現象、溶滴の離脱・移行現象、陰極・陽極の電気的特性。

(2) 溶融池現象

溶融金属の振動現象、対流現象、熱輸送。

(3) アーク現象

プラズマ気流、アークの熱物理的性質、アークの電気的特性。

(4) 母板の凝固現象と熱伝導

溶け込み形状、HAZ領域、溶接部の組織。

これらはいずれも動的な現象であるが、一定電流を対象とするとある範囲内では定常状態にあるとみなせる。しかし、パルス電流のように電流値が時間的に変化すると過渡現象が重要となる。時間間隔あるいは周期が非常に長い電流変化の場合、電流レベルに応じた定常状態が交互に現われるが、周期が短くなるとそれぞれの物理現象を特徴づける時定数によって様相が異なる。一定電流ではめだたない現象がパルス電流にするとクローズアップされる可能性もある。

このような観点からパルス溶接を行うと各現象の過渡応答特性が明らかになるはずであ

る。本研究では、電極ワイヤの溶融現象、溶滴の離脱・移行現象、溶融池の振動現象、プラズマ気流によるアーク圧力を調査対象として、これら現象の動的特性を解明することによって、最適パルス波形を検討した。

さて、パルスアーク溶接法による制御対象あるいはパルス電流適用の目的は溶接電源の進歩とともに変化してきたといえる。すなわち、MIG溶接においては低電流域での溶滴移行の安定化を目的としてパルスアーク法が開発された。¹⁾このとき用いられたパルス電流は、商用電源の半波整流波形（正弦波）であり、従ってパルス幅は固定されたものであった。ピーク電流値は調整可能であるが、パルス電源の外部特性が定電圧特性であったので、精密な制御が不可能であった。さらに繰り返し周波数は商用周波数の整数分周に限られ、パルス波形を制御する場合の自由度が少なかった。1970年代前半までいわゆるパルスMIG溶接法は、基本的には上述の制御方式による電源あるいはパルス波形で薄板やアルミニウム合金の溶接に多用された。

一方、TIG溶接へのパルス電流の適用は、パルスMIG溶接の開発よりも早く行われた。²⁾当初、溶接電源として可飽和リアクトル式の直流電源が用いられ、電磁開閉器によって出力電流レベルの切り換えが行われた。従って、得られるパルス波形は矩形波であるが、電流の立ち上がり時間が100msec以上もあり、繰り返し周波数もたかだか1~2Hz程度であった。数Hz以下の低周波数で電流変化させると、母板は溶融と凝固を周期的に繰り返すので、入熱制御や溶け込み制御、ビード表面外観の改善などを計ることを目的に実施された。³⁾このような低周波数のパルスTIG溶接法は極薄板やチューブの溶接、全姿勢溶接の達成などに用いられた。

1960年代後半からのパワーエレクトロニクスの隆盛に伴い、サイリスタが溶接電源の出力調整素子として用いられるようになって20Hz程度までのパルス電流の立ち上がり時間やパルス幅を調整することが可能となった。この頃からアルミニウム合金やチタニウム合金などの非鉄材料にもパルス電流が適用され、凝固組織に及ぼすパルス波形の影響などが報告されている。^{4,5,6)}

さらに1970年代後半に入って、トランジスタを電流制御素子とする溶接機の開発が行われ、出力電流500A、正弦波電流の周波数応答が5kHzに達するアナログ式トランジスタ制御電源が登場した。^{7,8,9)}また、ほぼ同時期に素子1個当たりの最大コレクタ電流が50A以上のジャイアントトランジスタが商品化され、トランジスタをスイッチング素子として出力調整を行う、スイッチング式トランジスタ制御電源も開発された。¹⁰⁾スイッチング式ではパルス波形は主として矩形波となるが、波形制御変数としてパルスピーク電流値、パルス幅、ベース電流値及び繰り返し周波数のいずれも調整することが可能となった。

さらにその調整範囲や精度はサイリスタ制御と比較して格段に進歩した。また、スイッチング式にするとトランジスタで消費される電力損失が小さく、溶接機の小型化が可能であるので汎用の溶接電源として盛んに利用されるようになった。

しかしながら、このようにパルス電流波形を自由に制御できるようになると、新たに波形パラメータが従来の溶接条件に加えられることになり、かえって溶接条件の選定を複雑かつ煩雑にした。そこで、MIG/MAG溶接をはじめとして各種溶接法における波形パラメータの役割を明らかにすることが急務となった。

本研究は以上のような状況にも鑑みて着手したもので、具体的には次の段階を踏まえて行った。まず、高品質溶接法とされ、今後各方面への発展と適用拡大が予想されるMIG溶接法並びにTIG溶接法を対象として、溶接現象に対するパルス条件の影響を可能な限り広範囲にわたって実験的に明らかにする。次に、パルスアーク溶接特有の現象を見だし、その機構を解明する。そして実用にあつての問題点を整理し、最終的には溶接法あるいは制御対象に応じたパルス波形条件の指針を示すことである。

以下、本論文の各章における検討事項の概要を示す。

第1章では、本研究の着眼点と目的について述べ、その方針を明確にしている。

第2章では、パルスアーク溶接におけるビード形成現象の特徴を実験的に検討している。併せて、パルスアーク溶接条件として新しく付加されるパルスパラメータを普遍量として議論するため、使用した電源の静特性・動特性と制御範囲を明らかにしている。

第3章では、静止パルスTIGアークによる溶融池金属の振動特性を検討している。試験片母板の動きを加速度計でとらえることにより溶融池重心の振動を推定している。また、溶融池振動の駆動力と考えられるアーク圧力の周波数依存性を調べている。

第4章では、溶融池の振動特性、特に共振現象に関して液体の波動理論を適用して考察し、溶融池の寸法・形状と溶融池金属の物性値が大きく影響することを指摘している。

第5章では、MIG/MAG溶接を対象として溶滴移行現象を調べている。He-Neレーザ、レンズ、光学フィルタ及びフォトトランジスタから成る装置を用いて、MIGアーク中の溶滴移行頻度を実時間観測し、パルス移行現象を特徴づける1パルス1溶滴移行を見いだしている。

第6章では、パルスMIG溶接におけるワイヤ溶融現象と溶滴離脱の制御について検討を加えている。まず、ワイヤ溶融速度と溶滴の保有熱量を測定し、これらに及ぼすパルス波形の効果を明らかにしている。ついで溶滴離脱の力学的条件として液柱のピンチ不安定理論を適用し、1パルス1溶滴移行となるパルス条件を検討している。

第7章では、本研究で得られた知見を総括している。

第2章 パルスアーク溶接におけるビード形成現象

2.1 緒言

一般にアーク溶接における溶融池では、溶滴移行、プラズマ気流、重力、溶融池内を流れる電流による電磁力、表面張力差にもとづく力などによって流動あるいは揺動が生じている。このような溶融池内の現象は、溶け込み形状やビード外観に影響を及ぼす。また、ブローホールや溶け込み不良、スラグ巻き込みなど溶接欠陥の発生とも関連し、溶接施工上重要な問題である。

溶滴移行の伴わないTIG溶接やプラズマ溶接においては、主に入熱形態とアーク圧力がこれらの溶融池現象を支配している。プラズマ気流によるアーク圧力は、溶融池の表面形状や揺動に大きく影響し、アンダーカットやハンピング、溶け落ちなどの欠陥発生に関与している。^{11,13,14)}MIG/MAG溶接においては、溶滴の移行形態によってアークの安定性や作業性が左右される。すなわち、溶滴移行現象によってビード形成が決定される場合もある。パルスアーク溶接では溶接電流を周期的に変化させるので、入熱やアーク圧力、溶滴移行も時間的に変化する。従って、溶け込み形状や溶融金属は電流に応じて変動しているものと推察される。

既に述べたようにパルス溶接は当初、数Hz以下の低周波パルス電流による周期的な溶融・凝固現象を利用して、TIGアークによる薄板の溶接や姿勢溶接の改善に応用された。^{2,3)}低周波数領域の溶け込み形状の変動とパルスパラメータとの関係を熱伝導論的に検討し、入熱変動の影響を定量化する試みも行われている。^{11,12)}しかしながら、10Hz以上のパルスアークによるビード形成現象についての報告は少なく、パルス電流の波形が母板や溶融池にいかなる影響を及ぼし、どのようなビードが形成されるかについては十分明らかでない。

本章では、パルスアーク溶接におけるビード形成現象の特徴を明確にするべく実験を行い、特に現象のパルス周波数依存性を検討する。また溶接電源の静特性並びに動特性を調べ、実験に用いたパルスパラメータの制御範囲を明らかにしている。

2.2 パルスアーク溶接条件

パルス電流を溶接電流として適用すると、従来の溶接条件に対して、新しくパルスパラメータが付加される。すなわち、パルスピーク電流値やパルス繰り返し周波数など溶接電流波形の要素を設定しなければならない。これらパルス条件は制御しようとする対象の特

性によって決定すべきものであるが、すでに述べたように溶接機の機能や性能を抜いて議論することはできない。電源の制御方式によって出力されるパルス波形とパルスパラメータの制御可能な範囲が異なる。従って、広範な周波数帯域での溶接現象を調べる立場からは、可能な限り高速応答の、再現性のよい電源を使用することが理想である。

アナログ式トランジスタ制御電源はこれらの要求をある程度まで満足するが、実験結果が一般性をもつパルスパラメータの適用範囲を明らかにしておく必要がある。さらにパルス波形あるいは溶接電流波形のもつ物理的意味を踏まえて溶接現象を検討しなければならない。

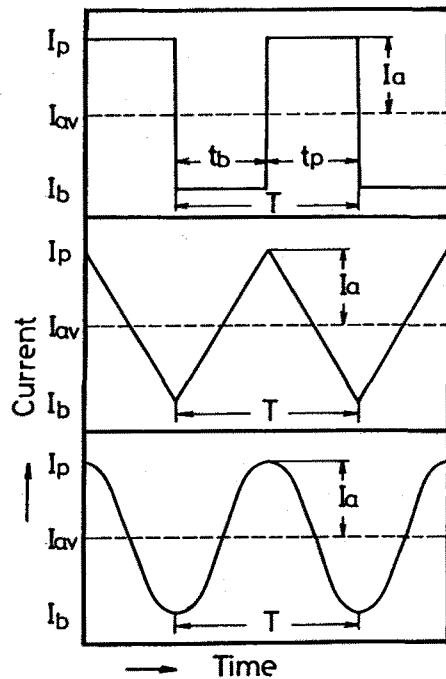


Fig.2-1 Current waveforms and notations of pulse parameters.

2. 2. 1 パルス電流波形と溶接電源

(1) パルスパラメータの定義

パルス電流波形は、従来溶接電源の制御方式や回路構成によってほぼ固定され、電源リップルを含んだ矩形波あるいは正弦波半波が主に利用されていた。これらによると特定の周波数や波形に関する情報しか得られない。トランジスタ制御によると任意波形のパルス電流が得られるので、これを用いることとした。

波形として本研究では、Fig. 2-1に示す矩形波、三角波及び正弦波を選定し、パルスパラメータとして次に挙げる因子を設定する。矩形波ではピーク電流値 I_p 、ピーク電流時間 t_p 及びベース電流値 I_b 、ベース電流時間 t_b を設定すると、平均電流 I_{av} とパルス周波数 f は、

$$I_{av} = (I_p \cdot t_p + I_b \cdot t_b) / (t_p + t_b) \quad (2.1)$$

$$f = 1 / (t_p + t_b) = 1 / T \quad (2.2)$$

で示される。ただし、 T ：パルス周期。

正弦波と三角波は、平均電流（直流成分） I_{av} と電流振幅（交流成分） I_a 、パルス周波数 f で定義している。なお、矩形波においても $t_p = t_b$ の場合、次式のように電流振幅 I_a が定義できるので正弦波あるいは三角波の電流振幅と比較して議論できる。

$$I_a = (I_p - I_b) / 2 \quad (2.3)$$

(2) 溶接電流波形の特徴量

一般に任意の波形をもつ周期関数 $f(t)$ は、時間 t を独立変数とすると次式に示すようにフーリエ級数に展開できる。

$$f(t) = \overline{f(t)} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t) \quad (2.4)$$

ここで、 ω (rad/sec) は、基本角周波数で $f(t)$ の時間的平均値 $\overline{f(t)}$ 、フーリエ級数 a_n 、 b_n は、

$$\overline{f(t)} = (1/T) \int_{-T/2}^{T/2} f(t) dt \quad (2.5)$$

$$a_n = (2/T) \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \cos n\omega t dt \quad (n=1, 2, \dots) \quad (2.6)$$

$$b_n = (2/T) \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \sin n\omega t dt \quad (n=1, 2, \dots) \quad (2.7)$$

で与えられる。ただし、 T : 繰り返し周期 ($=2\pi/\omega$) である。(2.4)式右辺の第1項 $\overline{f(t)}$ は、関数 $f(t)$ の直流成分を表わし、第2項の正弦及び余弦関数の級数和は交流成分である。

任意のパルス波形はこのように直流分と交流分の和で表現できるが、制御対象が時間的な変動を伴う場合には交流分、特に基本調波 ($n=1$) 成分が重要である。また、溶接電流はアーク電圧とともにアーク柱、電極棒、母板熔融池への入熱として作用し、同時に電流値が高いのでアーク圧力やピンチ力発生の要因にもなる。

通常、溶接に用いられている電流範囲では、アーク電圧は電流に対してほぼ直線的に上昇するがその変化量も少ないので、平均電流値により判断することができる。しかし、抵抗性の負荷がある場合の発生エネルギーやローレンツ力の大きさは電流の自乗に比例するので、実効電流値を用いて評価できる。

平均電流値 I_{av} と実効電流値 I_{eff} は次式で定義される。

$$I_{av} = (1/T) \int_0^T i(t) dt \quad (2.8)$$

$$I_{eff} = \sqrt{(1/T) \int_0^T i(t)^2 dt} \quad (2.9)$$

一方、フーリエ展開式(2.4)~(2.7)から、波形の実効値 I_{eff} は、

$$I_{eff} = \sqrt{I_{av}^2 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n^2 + b_n^2) / 2} \quad (2.10)$$

で示される。(2.10)式から平均電流値を同一としても矩形波などの高調波成分が多いパルス電流は実効値が大きい。

(3) 溶接電源の特性

本研究に用いた溶接電源は、アナログ式トランジスタ制御直流電源である。電源の制御

回路は小型の安定化電源の動作原理と同じであるが、溶接用電源として用いるため大容量（無負荷電圧65V、最大出力電流750A）が得られるように考慮されている。

この方式の電源は、Fig. 2-2に示すように変圧器、整流器、コンデンサ、制御用トランジスタ（600個）、基準信号との比較及び差動増幅を行う制御回路、電流・電圧信号の検出部から構成されている。

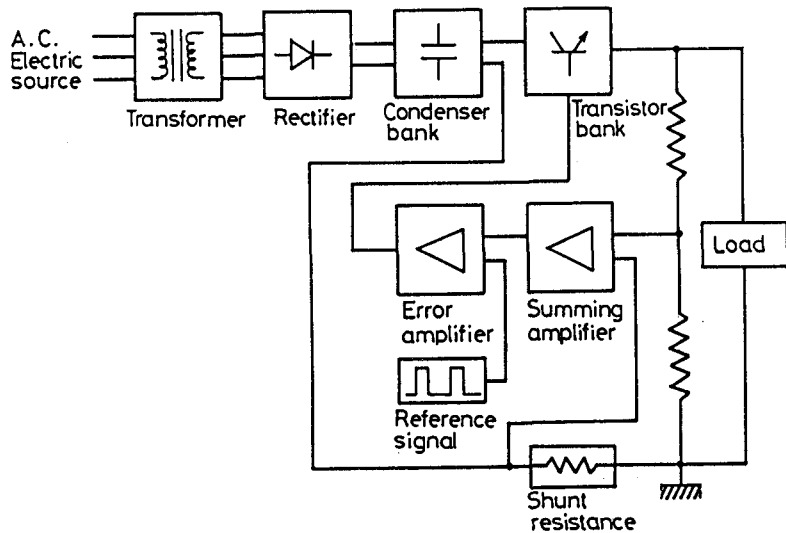


Fig.2-2 Block diagram of transistor controlled power source system of analogue type.

誤差増幅回路の前段に電流信

号と電圧信号を合成する加算回路を設けているので、外部静特性を垂下特性として、その傾き（垂下度）を自由に変えることが可能である。実験では電流波形の効果を調べるため、主として定電流制御特性として使用している。Fig. 2-3(a)(b)は、それぞれ定電流特性、定電圧特性に設定した場合の外部静特性を測定した結果である。垂下度は、定電流特性の場合で -4 (V/A)、定電圧特性では -3.3×10^{-3} (V/A) である。従って定電流特性としても負荷の変動が起こる場合、例えば溶接中、アーク長が変動しアーク電圧が変化するような場合、電流値は1A程度変動することになる。

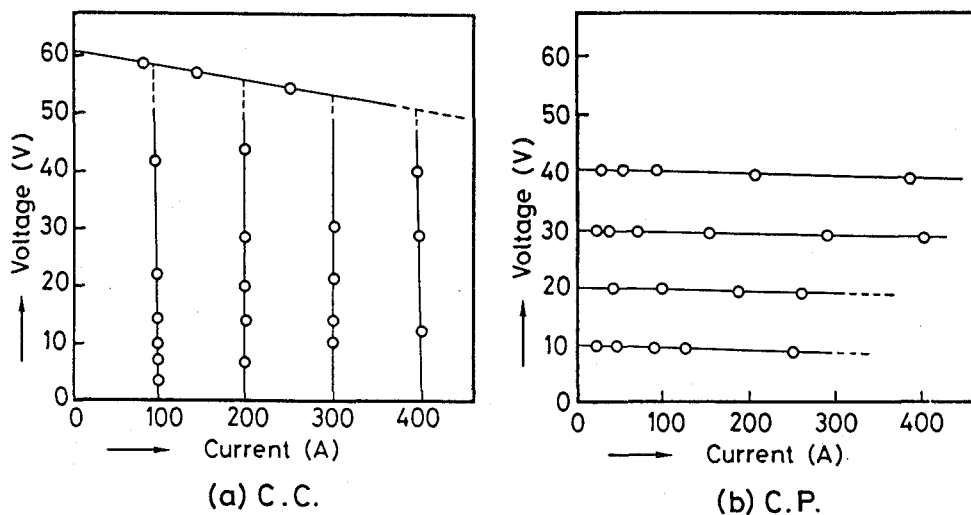


Fig.2-3 Constant current and constant voltage output characteristics of the power source.

パルス電流を出力する場合の制御範囲と密接に関係する電源の外部動特性はインダクタンス成分の少ない抵抗を負荷として正弦波電流を流し、その平均電流と電流振幅を測定して調べた。Fig. 2-4に示すように1 kHz程度までほぼ一定であるが、さらに周波数を高くするとゲインは低下し、基準信号波形に対する忠実度が悪くなる。

前述したように矩形波パルス電流や鋸歯状波パルス電流の場合、高調波成分が多く、周波数領域が高くなる

と出力電流波形の歪みが大きくなる。Fig. 2-5(a)(b)(c)は、 $t_p/t_b=1$ として $I_{av}=200A$ 、 $I_a=150A$ ($I_p=350A$ 、 $I_b=50A$) に設定し、パルス周波数が100 Hz、500 Hz、1 kHzの場合について矩形波電流の出力波形を比較している。図から $t_p/t_b=1$ の場合、500 Hz程度までならば、矩形波として認めることが可能であるが、1 kHzになると波形はやや丸味を帯び、正弦波形に近づいている。このような波形の差異は電源システムに対する基準入力信号が上述の動特性によって汚波された結果である。従って、 $t_p/t_b \ll 1$ とすると高調波成分がさらに多くなるので、周波数帯域はせまくなるが、本実験では矩形波パルス電流の最高周波数を500 Hzとし、パルスパラメータ I_p 、 I_b 、 t_p 、 t_b は基準入力信号の設定値を採用した。なお、平均電流値 I_{av} はいずれの波形によっても5 kHzまで変化しない。

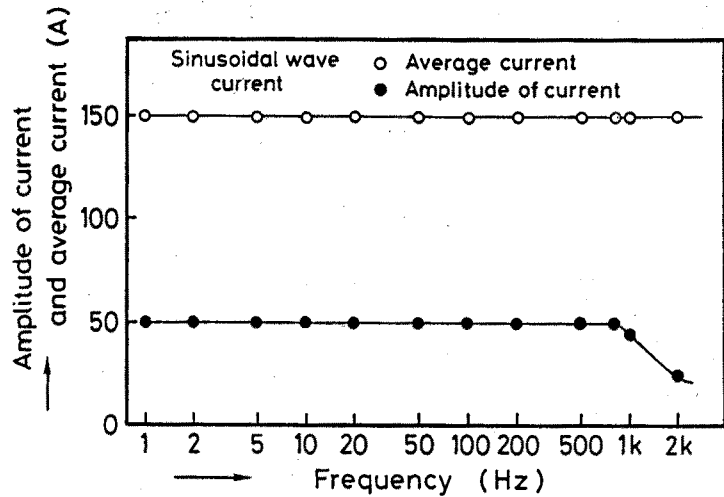


Fig.2-4 Frequency characteristic of amplitude of sinusoidal wave current.

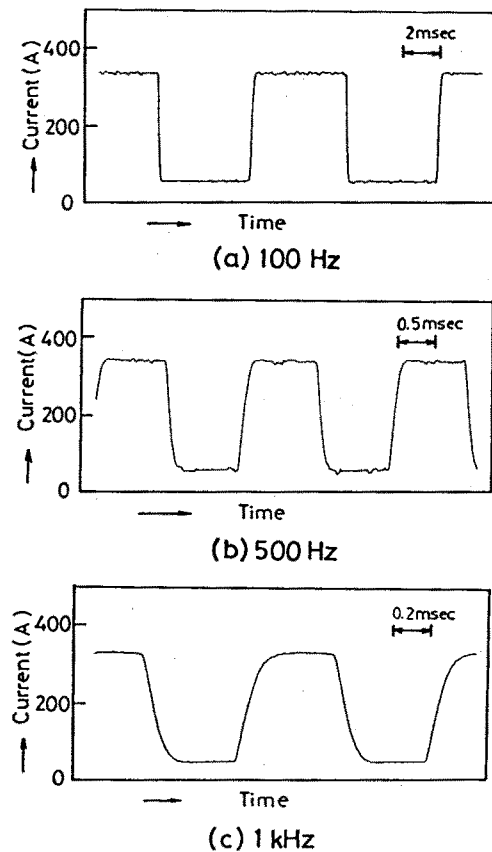


Fig.2-5 Waveforms of rectangular pulse current supplied from the power source.

2. 2. 2 溶接条件

実験を行うにあたって、線形システムを念頭におき、正弦波に対する周波数依存性を調べることを基本とした。すなわち、正弦波溶接電流では平均電流 I_{av} と電流振幅 I_0 を一定として電流制御し、周波数を変えて各現象の特徴量の抽出を行っている。矩形波パルス電流では、周波数が高くなると波形の歪が大きくなるが、各調波成分の振幅を一定にする意味で、平均電流 I_{av} 、ピーク電流値 I_p 、ベース電流値 I_b 、及び（ピーク電流時間 t_p ）／（ベース電流時間 t_b ）の比を一定とし、パルス周波数を変えた。ただし、ベース電流は TIG 溶接の場合で 10A 以上、MIG/MAG 溶接の場合には 20A 以上に設定した。ベース期間を長くすると（100msec 以上）、 I_b が極端に低い場合アークが不安定になるからである。TIG 溶接では電極先端角度が大きい場合、数 A 程度の低電流にすると W 電極における陰極点の位置が固定されず実験の再現性が悪い（アークの硬直性、安定性が良くない）。MIG/MAG アークでは電極ワイヤ先端での陽極部が移動したり、磁気吹きなどにより消弧する場合がある。

溶接実験は、MIG/MAG 溶接、TIG 溶接のいずれの場合も平板試験片を用い、ビードオンプレート溶接により行った。TIG 溶接の場合、電極は 4mm 径の Th-W 棒で、先端角度を 30°、60°、90° 及び 120° とした。電極先端は点弧する毎に磨いた。極性は DCEN で、アーク長は 1～10mm の範囲で変えた。シールドガスは通常 Ar を用い、アルミニウム合金に対しては He を用いた（20 l/min）。

MIG/MAG 溶接においては電極ワイヤの送給にともなうパラメータが付与される。ワイヤの送給速度は送給用モータの回転数をフォトインタラプタにより測定し、モニタできるようにした。パルス溶接時において周波数が数 Hz 以下になるとワイヤを定速送給すると、アーク長の変動が大きくなるため、Fig. 2-6 に示すようにワイヤ送給速度に応じて溶接電流を制御する方式を採った。

Fig. 2-7 はワイヤ送給速度の時間的変化と溶接電流波形のオシログラムの一例である。なお、モータを含めた送給系の慣性モーメントが大きいので、送給モータの電源にはコンプリメンタリ形電源を使用し、検出したモータ回転数をフィードバックさせることに

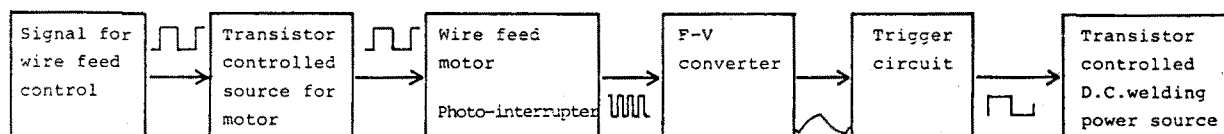


Fig.2-6 Control method of wire feed rate and welding current.

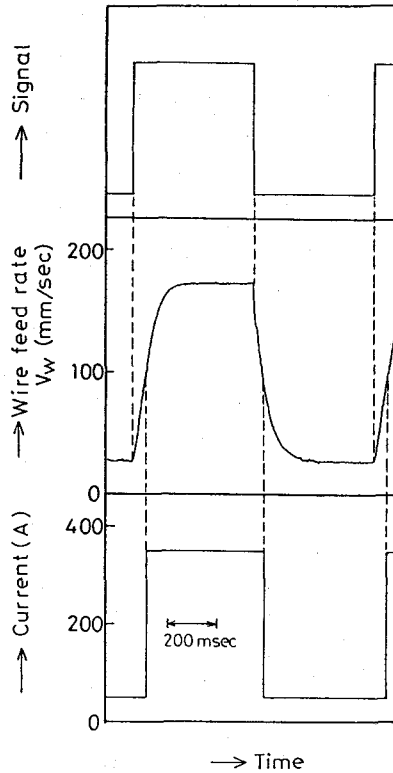


Fig.2-7 Oscillogram of wire feed rate and welding current in the case of the pulse frequency lower than 10Hz.

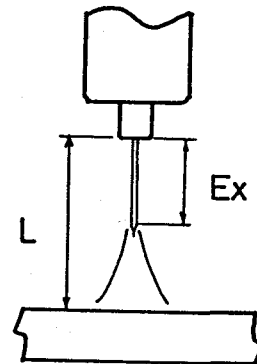


Fig.2-8 Definitions of wire extension, E_x and distance from contact tip to base plate welded, L .

より送給量を安定させた。

Fig. 2-8に示すチップ-母材間距離 L は5~40mmの範囲で変えた。また、ワイヤ送給量を調整して、突き出し長 E_x を制御することによって所定のアーク長を得た。極性はDCEPで、シールドガス(25ℓ/min)は主としてAr(99.99%)を用いた。一部、Ar+CO₂系混合ガスを用い、CO₂混合比を5~30%まで変えた。

実験に用いた溶接用ワイヤは、軟鋼用ワイヤ(JISYCW1,2相当)0.8、1.2、1.6、2.0mm径、ステンレス鋼用ワイヤ(JISY308相当)1.2mm径、銅合金用ワイヤ(7/3Cu-Niキュプロニッケル)1.2mm径及びアルミニウム合金用ワイヤ(A1-Mg系5183)1.2mm径である。母板として軟鋼板SS41、ステンレス鋼板SUS304およびアルミニウム合金板A1-Mg系5052、5083、A1-Zn-Mg系7N01を用いた。

2.3 周期的な入熱による母板温度場の予備的検討

パルス溶接ではアーク圧力と同時に母板への入熱が時間的に変化する。従って、熔融池の温度や溶け込み形状も変動するはずである。アーク熱源から熔融池、母板への熱輸送の問題は、伝達や対流などの要素が絡み、複雑である。ここでは、母板温度場の変動を推定

するため、第一次近似として2次元線熱源による熱伝導解析を行う。板の各位置における温度の周波数応答から、溶融線（溶け込み）変動に対する定性的な検討を行う。

速度 v (cm/sec) で x 方向に移動する線熱源を移動座標系の原点にとると、温度分布は次式で示される。

$$\theta = n \cdot e^{-x^*} \cdot \int_0^{t^*} \{ \exp(-t^* - r^{*2}/4t^*) / t^* \} dt^* \quad (2.11)$$

ただし、 θ 、 n 、 x^* 、 r^* 、 t^* は無次元量で、

$$\theta = (T - T_0) / (T_m - T_0)$$

$$n = (q/h) / \{4\pi K(T_m - T_0)\}$$

$$r^* = (v/2k)r$$

$$x^* = (v/2k)x$$

$$t^* = (v^2/4k)t$$

のように与えられる。ここで、 T ：位置 (x, y) における板の温度 ($^{\circ}\text{C}$)、 T_0 ：初期温度 ($^{\circ}\text{C}$)、 T_m ：板の融点 ($^{\circ}\text{C}$)、 q ：単位時間当たりの入熱量 (cal/sec)、 h ：板厚 (cm)、 c ：比熱 (cal/g/deg)、 ρ ：密度 (g/cm³)、 k ：温度拡散率 (cm²/sec) $k = K / c\rho$ 、 K ：熱伝導率 (cal/cm/sec/deg)、 r ：熱源からの距離 (cm)、 t ：時間 (sec) である。

(2.11)式において

$$h(t^*) = \exp(-t^* - r^{*2}/4t^*) / t^* \quad (2.12)$$

は、熱伝導の単位インパルス応答である。故に熱源の入力として $n(t^*)$ が与えられると温度変動は、次式で示される。

$$\theta(t^*) = e^{-x^*} \int_0^{t^*} \{ h(\tau) \cdot n(t^* - \tau) \} d\tau \quad (2.13)$$

熱源入力として、Fig. 2-9のようなパルス熱源を考える。(2.13)式を用いると、解は次のように得られる。¹¹⁾

$(n-1)T < t^* < (n-1+\delta)T$ のとき

$$\theta(t^*) = n_p \cdot e^{-x^*} G(t^*)$$

$$- \sum_{k=1}^{n-1} (n_p - n_b) \cdot e^{-x^*} \{ G(t^* - (k-1+\delta)T) - G(t^* - kT) \}$$

$(n-1+\delta)T < t^* < nT$ のとき

$$\theta(t^*) = n_p \cdot e^{-x^*} G(t^*) - (n_p - n_b) \cdot e^{-x^*} G(t^* - (n+\delta)T)$$

$$- \sum_{k=1}^{n-1} (n_p - n_b) \cdot e^{-x^*} \{ G(t^* - (k-1+\delta)T) - G(t^* - kT) \}$$

(2.14)

$$G(t^*) = \int_0^{t^*} \{ \exp(-t^* - r^{*2}/4t^*) / t^* \} dt^* \quad (2.15)$$

ただし、 $n_p = (q_p/h) / \{4\pi K(T_m - T_0)\}$ 、

$$n_b = (q_b/h) / \{4\pi K(T_m - T_0)\},$$

$$n_{av} = (q_{av}/h) / \{4\pi K(T_m - T_0)\}$$

である。

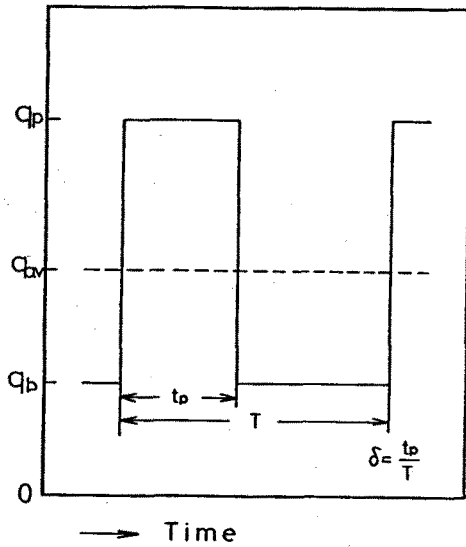


Fig. 2-9 Pulse heat source.

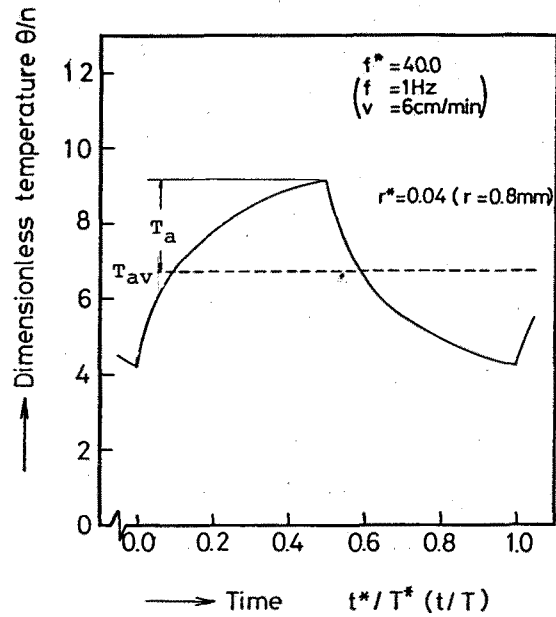


Fig. 2-10 Temperature variation due to pulse heat source.

Fig. 2-10は、 $\delta = 0.5$ 、 $q_b = 0$ として計算した例である。ここで、無次元化温度 θ/n を用いて、位置 r^* における温度変動の時間的平均値 T_{av} と振幅 T_a を定義している。 r^* を決めると T_{av} は決定されるが、温度変動の大きさ T_a はパルス周波数に依存する。

そこで、準定常状態の温度 T_{av} (パルス熱源の入熱の時間的平均値によって決まる) に対する温度振幅の比 T_a/T_{av} を用いて、母板の各位置 r^* における温度の応答性を調べた。Fig. 2-11に示すよう

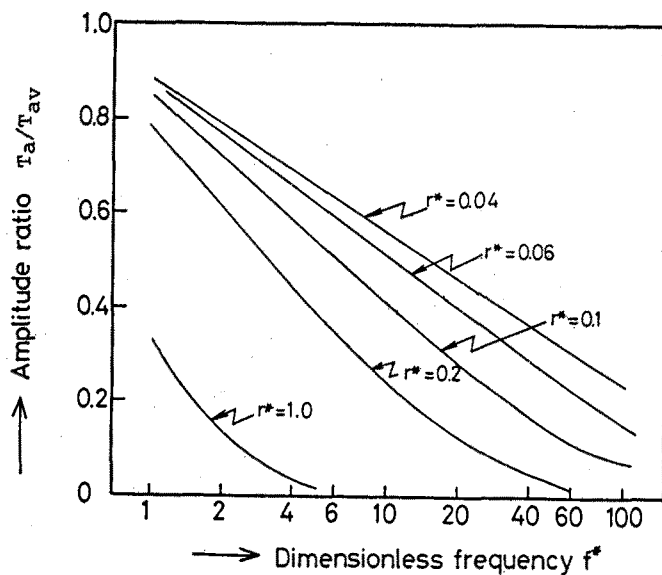


Fig. 2-11 Frequency characteristic of temperature variation of the plate by moving pulse heat source.

に無次元化パルス周波数 $f^* (=4kf/v^2)$ を高くすると温度変動が小さくなる。さらに熱源から遠ざかる程 (r^* が大きくなると)、入熱変動に追随しなくなる。ちなみに軟鋼板 ($k=0.1\text{ cm}^2/\text{sec}$) では、 $v=0.2\text{ cm}/\text{sec}$ でパルス周波数 $f=5\text{ Hz}$ を適用すると温度変動の振幅 (T_a/T_{av}) は、 $r=0.6\text{ mm}$ 、 1 mm 、 2 mm の各位置でそれぞれ 0.3 、 0.15 、 0.04 となる。熱源強度によって各位置での温度は異なるが、例えば $r=2\text{ mm}$ で平均温度 T_{av} が融点 (1540°C) に達している場合、温度変動は $1540 \pm 60^\circ\text{C}$ である。

以上から、ビード幅や溶け込みの変動は溶融池サイズを小さくする程、起こりやすくなることが推測される。また、パルス周波数が低く、溶接速度が大きい場合、効果が顕著となる。実験的にはパルスアーク溶接の場合、 f^* が 10 を超えると溶け込み変動はほとんど起こらない。

2.4 パルスTIG溶接におけるビード形成現象

TIG溶接における溶融池は、プラズマ気流による作用でFig. 2-12に示すように、電極直下が深くくぼんだ状態となっている。このとき、溶融池金属の力学的なエネルギーは、流れによる運動エネルギーと圧力、重力による位置エネルギーの和となる。溶接速度が大きくなると流れによる運動エネルギーの割合が大きくなる。溶融金属の流れの効果を無視できるような低速において、アーク圧力 P_a 、溶融金属の重力ヘッド h 、並びに表面張力による圧力 P_r の関係は次式を用いて議論できる。

$$P_a = \rho g h + P_r \quad (2.16)$$

ただし、 ρ : 密度、 g : 重力加速度である。

溶接速度を高めると溶け込み深さ h_p が小さくなると同時に溶融金属量が少なくなる。そのため、アーク圧力によって溶融池底部の固体壁が露出し (ガウジング)、定常的な溶融池の形成が困難となりハンピングビードに至る。^{13,14)} ハンピング現象そのものは液体の不安定性によって生じるものと考えられるが、アーク圧力がそのトリガーとしての役割を果たしていることは否定できない。

西尾はTIG溶接におけるハンピング発生時の溶け込み深さとアーク圧力との関係を調べており、軟

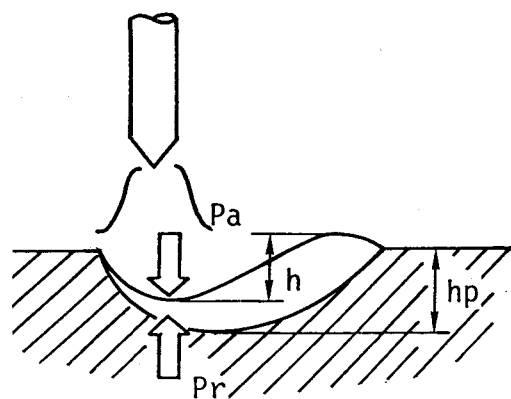


Fig.2-12 Pressure balance in the molten pool of TIG welding.

鋼板では $P_a/h_p > 7$ (cmaq./mm) の場合にハンピングが起こることを示している。(アーク圧力は、1mm径の測定孔をもつ水冷銅板上で測定されている。) ¹⁹⁾ 従って、電流値を同一としても電極先端角度が小さい場合、アーク圧力が高くなるのでハンピングが起こりやすい。

一定電流においてハンピングが発生する限界の溶接速度は、Fig. 2-13に示すように電流の増大とともに減少する。溶接速度を定めて、図に示すようなパルス電流を適用する場合を考える。パルスアークにおける圧力が電流波形に十分応答して変動するならば、ピーク電流通電時には強いプラズマ気流が溶融池に作用する。従って、溶融金属の圧力に対する応答性が十分あれば、電極直下の溶融池のくぼみはピーク電流時に最も深くなる。平均電流値によって形成される溶融池の大きさは異なるので、定性的な説明にとどまるが、ハンピング限界の電流値を超えるようなピーク電流の高い波形によるパルス溶接は、不安定になりやすいことが予想される。

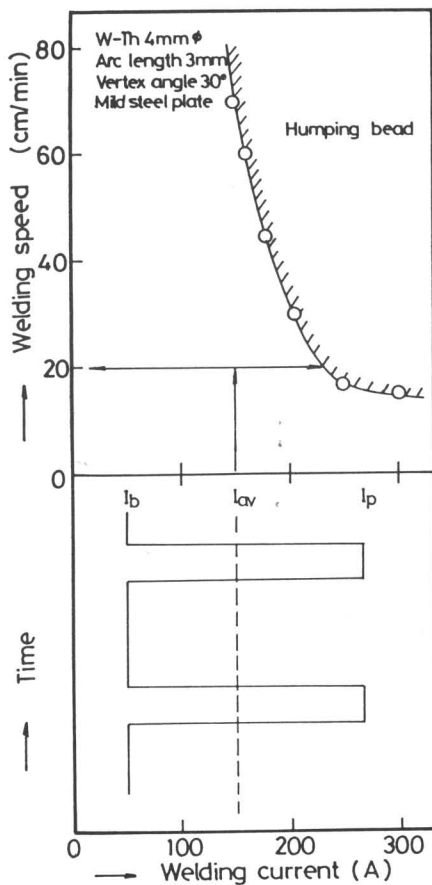


Fig.2-13 Schematic explanation of instability occurrence in the bead formation due to pulse current with high peak current.

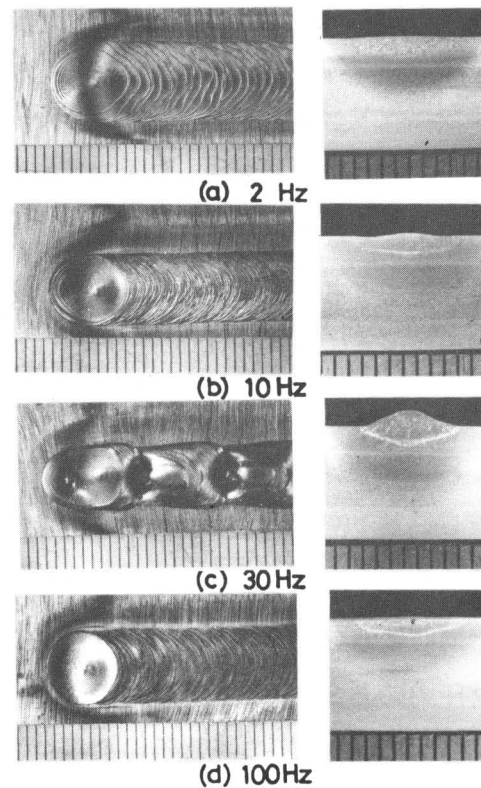


Fig.2-14 Typical bead appearances and cross sections in pulsed TIG welding. ($I_{av}=150A, I_a=80A, I_p=230A, I_b=70A$, rectangular wave, welding speed=10cm/min vertex angle=30°, arc length=3mm, mild steel plate 9mmt.)

2.4.1 ビード外観と溶け込み形状

Fig. 2-14に $I_{av}=150A$ 、 $I_a=80A$ ($I_p=230A$ 、 $I_b=70A$) の矩形波パルス電流を用いたときのビード外観と溶け込み断面を示す。溶接速度はいずれも 10cm/min である。Fig. 2-15はパルス周波数を変えたときのビード形状の変化を示す。

数Hz程度の低周波数では、アーク発生箇所では溶融と凝固を繰り返すことが観察される。熱伝導論的には、温度変動の大きさは(2.14)式で決定されるので母板各位置の最大到達温度、あるいは溶け込み形状は主としてピーク電流とピーク電流時間によって支配される。Fig. 2-15にみられるようにパルス周波数が低くなるとビード幅が大きくなっている。

$f = 2\text{Hz}$ ではビード表面にはパルス電流に同期したリップルが観察される。パルス周波数を高くすると入熱の時間的変化に溶け込み形状は追従しなくなるが、溶融金属は揺動していることが観察された。 $f = 30\text{Hz}$ では不整ビードとなっており、後述するように溶融金属が激しく動いた結果であると考えられる。このようにパルスTIG溶接では電流振幅を一定としてもパルス周波数によってビード形成が変化する。

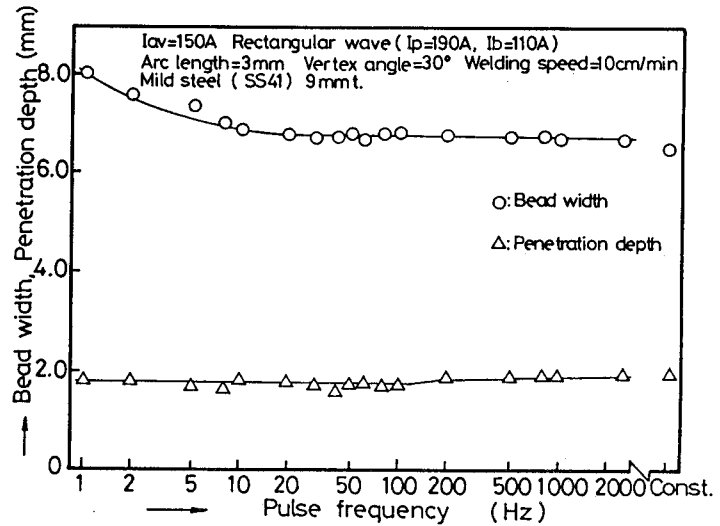


Fig.2-15 Relation between pulse frequency and bead parameters.

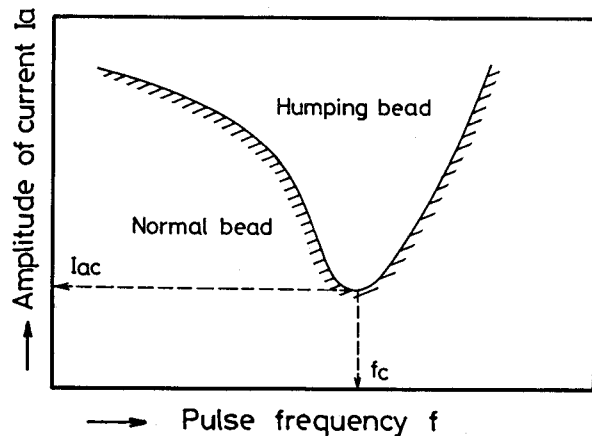


Fig.2-16 Feasible range of current waveforms for normal bead formation in pulsed TIG welding.

2.4.2 ハンピング現象のパルス周波数依存性

平均電流を一定として、電流振幅 I_a とパルス周波数 f を種々変えてビードオンプレート試験を行うとFig. 2-16に示す

ような条件領域で欠陥が発生する。欠陥の種類として、部分溶け込み溶接となる、いわゆる厚板に対してはハンピングやトンネルビード、パッカリングビードが発生し、裏波溶接を行う薄板に対しては溶け落ちが生じる。欠陥発生限界の振幅はパルス周波数に依存し、或る周波数 f_c で最小値 I_{ac} となる。便宜上、 f_c をハンピング周波数、 I_{ac} を臨界電流振幅と呼ぶ。

Fig. 2-17は $I_{av}=150A$ 、 $v=10cm/min$ として、電流波形を変えてハンピング発生周波数特性を調べた結果である。ただし、ハンピング限界の電流振幅を決定するにあたって実験的には I_a と f はそれぞれ5A、2Hz毎に変化させている。ハンピング周波数 f_c はいずれの波形でも同一となっているが、臨界電流振幅 I_{ac} は波形により異なる。三角波では I_{ac} が最も大きく、つづいて正弦波、矩形波の順となっている。このことから波形の基本調波成分がパルス溶接のハンピング現象を支配しているものと推察される。そして、電流の変動成分が大きい波形（実効電流が大きい）を適用すると、欠陥が発生しやすいといえる。Fig. 2-18は $I_{av}=150A$ とし軟鋼板にビード溶接を行いハンピング発生周波数依存性を調べたものである。すでにFig. 2-13に示したように平均電流を一定として溶接速度を増加させると正常ビードが得られる電流域が狭くなるので、臨界電流振幅 I_{ac} が小電流振幅側に移行するのである。また、ハンピング周波数は高周波数側へ移行している。溶接速度を一定にして平均電流を大きくすると（トンネルビードとな

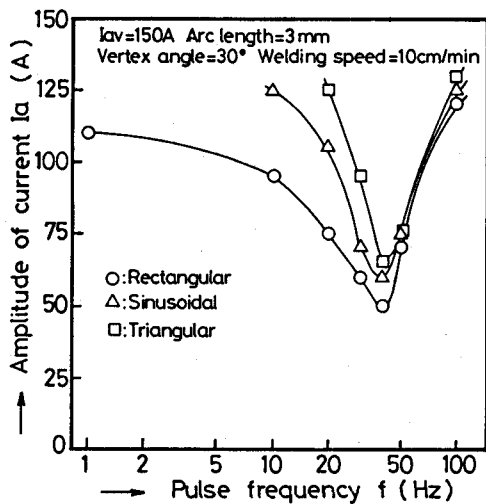


Fig.2-17 Relation between pulse frequency and amplitude of current in case of the occurrence of humping bead at the same average current level.

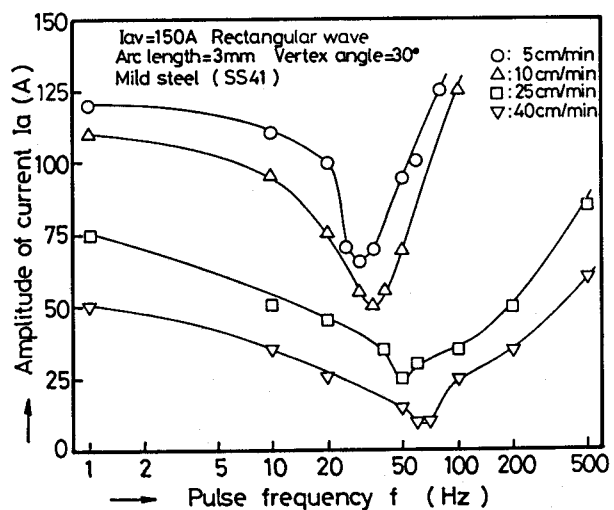


Fig.2-18 Relation between pulse frequency and amplitude of current in case of the occurrence of humping bead at the same average current level in pulsed TIG welding of mild steel.

る場合が多いが)ハンピング周波数は低周波側に移行することから溶融池の大きさが関係していると考える。

ハンピング周波数 f_c は、平均電流を一定とした場合、軟鋼、ステンレス鋼、アルミニウム合金 (5083) のいずれの材料でも溶接速度に対してほぼ直線的に高くなり、Fig. 2-19のごとくなる。また、同一速度、入熱でもハンピング周波数は軟鋼のそれが最も高く、アルミニウム合金では低いことが分かった。

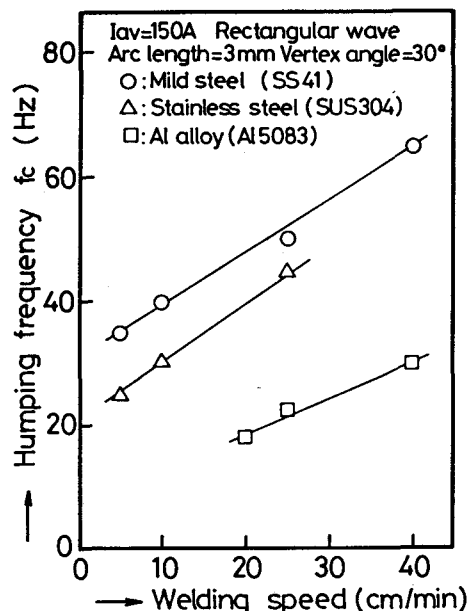


Fig.2-19 Relation between welding speed and humping frequency.

2.4.3 溶融池挙動の観察

パルスTIG溶接では、平均電流を一定とすると溶融池の形状、大きさは周波数に依らずほぼ一定となる。これは陽極への平均入熱に周波数依存性がない²⁰⁾ことからうなずけるが、ハンピングなどの欠陥発生は適用する周波数によって異なる。低周波数領域では目視による観察でも溶融金属が揺動していることが確認されたので、溶融池挙動を詳細に調べるため、高速度写真撮影 (410f/s) を行った。

実験条件は、 $I_{av}=150A$ 、 $I_a=50A$ ($I_p=200A$ 、 $I_b=100A$) の矩形波パルス電流でアーク長3mm、溶接速度10cm/minである。母板は軟鋼板 (SS41) を使用し、ビードオンプレート溶接時の溶融池を撮影している。Fig. 2-20~22はそれぞれパルス周波数5Hz、50Hz、100Hzの場合を示している。

$f = 5\text{Hz}$ ではピーク電流通電開始とともに電極直下の熔融金属は変形し始め、ピーク電流通電中、熔融池は強いアーク力によって深くくぼんでいる (Fig. 2-20(1)~(4))。ピーク電流通電終了とともに熔融池のくぼみは周囲の熔融金属によって埋められ、その後ベース時には熔融池金属は種々の表面形状をとりながら、熔融池内でゆれ動いている (Fig. 2-20(5)~(8))。

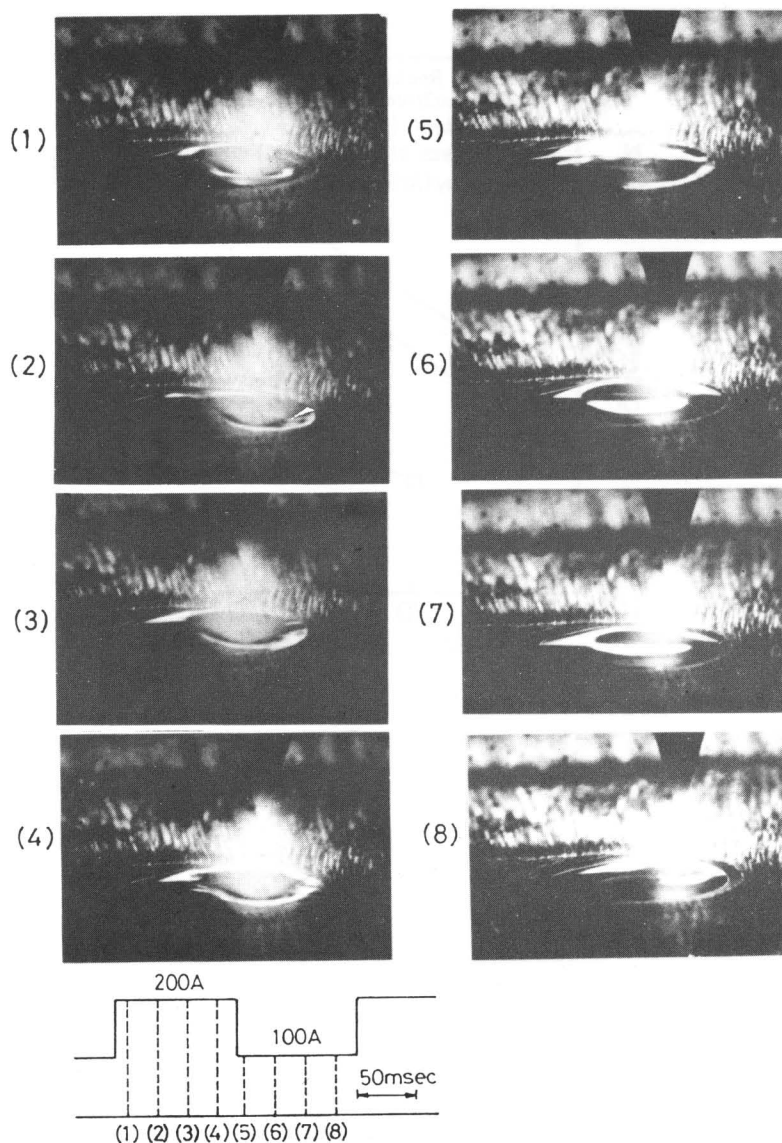


Fig.2-20 Typical frames picked up from high speed photography (410frames/sec) of weld pool behaviour in pulsed TIG welding. $I_{av}=150\text{A}$, $I_a=50\text{A}$, rectangular wave, $f=5\text{Hz}$, welding speed $=10\text{cm/min}$, arc length $=3\text{mm}$, vertex angle $=30^\circ$, mild steel plate (SS41) 9mmt.

パルス周波数が30~50Hzになると溶融池は溶接方向に対して前後方向の動きが活発となる。すなわち、ピーク電流時には溶融池は大きくくぼみ (Fig. 2-21(1)~(4))、溶融金属は溶融池後方へ押しやられ、溶融池前面と側面では未溶融部との境界がくっきりと写っており、溶融池のまわりの盛り上がりはさほど大きくない。ベース電流時にはと後方へ押しやられていた溶融金属が前方に戻ってくるが、戻りきった直後に次のピーク電流が流れる ((5)~(8))。これは溶融池の揺動が溶接電流の変化に対して同期している (共振現象) 状態であると判断できる。

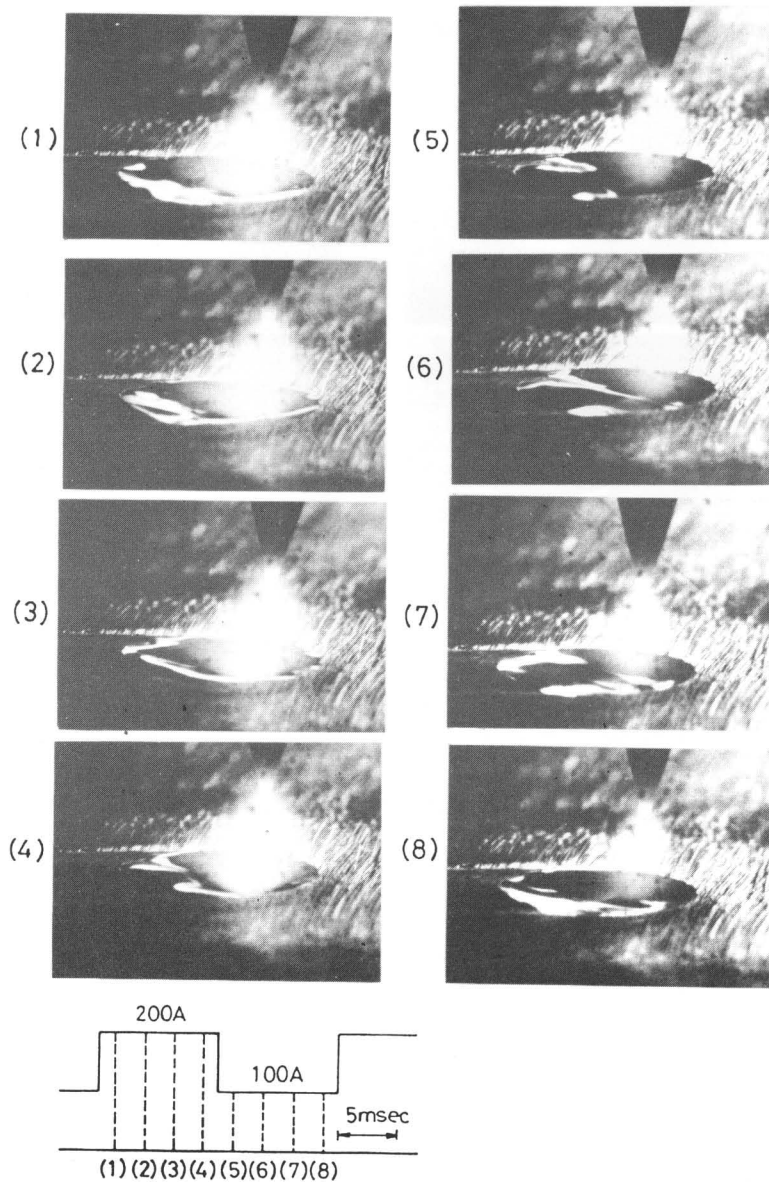


Fig.2-21 Typical frames picked up from high speed photography (410frames/sec) of weld pool behaviour in pulsed TIG welding. $I_{av}=150A$, $I_a=50A$, rectangular wave, $f=50Hz$, welding speed =10cm/min, arc length=3mm, vertex angle=30°, mild steel plate(SS41) 9mmt.

さらにパルス周波数が高くなると溶融池は大きな振動をせず、表面はさざ波が立ったような状態になっている。ピーク電流時には電極直下はややくぼんでいる (Fig. 2-22(1)(2), (5)(6)) が、低周波数に比べ、ベース電流時との差異は小さい。

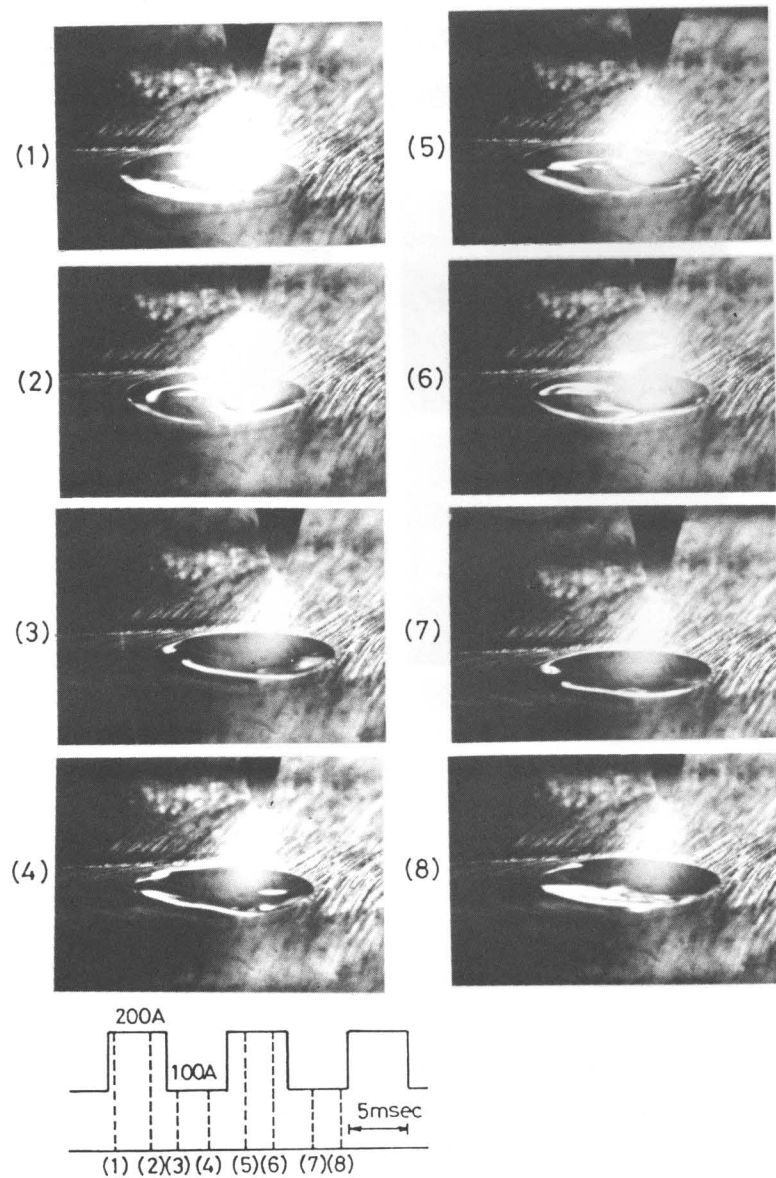


Fig.2-22 Typical frames picked up from high speed photography (410frames/sec) of weld pool behaviour in pulsed TIG welding. $I_{av}=150A$, $I_a=50A$, rectangular wave, $f=100Hz$, welding speed =10cm/min, arc length=3mm, vertex angle=30°, mild steel plate(SS41) 9mmt.

このようにパルスTIG溶接において溶融池は周期的にくぼむ。電流振幅 I_a を大きくするとピーク時の圧力あるいはアーク力の振幅が大きくなる。従って、前述したようにアーク直下に固体壁の露出が起こるほど深くくぼむような揺動になり得る。このようなときハンピングやトンネルビードなどが発生すると考えられる。そして、欠陥発生や溶融池振動の周波数依存性は、溶融金属の物性値や境界条件で決定される溶融池の動特性があらわれたものと考えることができ、第4章において考察を加える。

2.4.4 パルスアーク溶接における凝固組織の細粒化

溶接凝固組織の細粒化は、溶接金属の異方性の防止、偏析の除去、凝固割れの防止あるいは靱性の向上などが計れることから実用上重要である。溶接凝固組織を細粒化する方法としてウィーピング、超音波振動、磁気攪はんなどがあり、実用化もされている。パルスアークによる凝固組織の細粒化の効果は知られているが、パルス波形と凝固組織との関係は明らかではない。そこでアルミニウム合金板のうち、組成的にも細粒化されやすいとされているAl-Mg系5052、5083とAl-Zn-Mg系7N01を用いて、パルスT

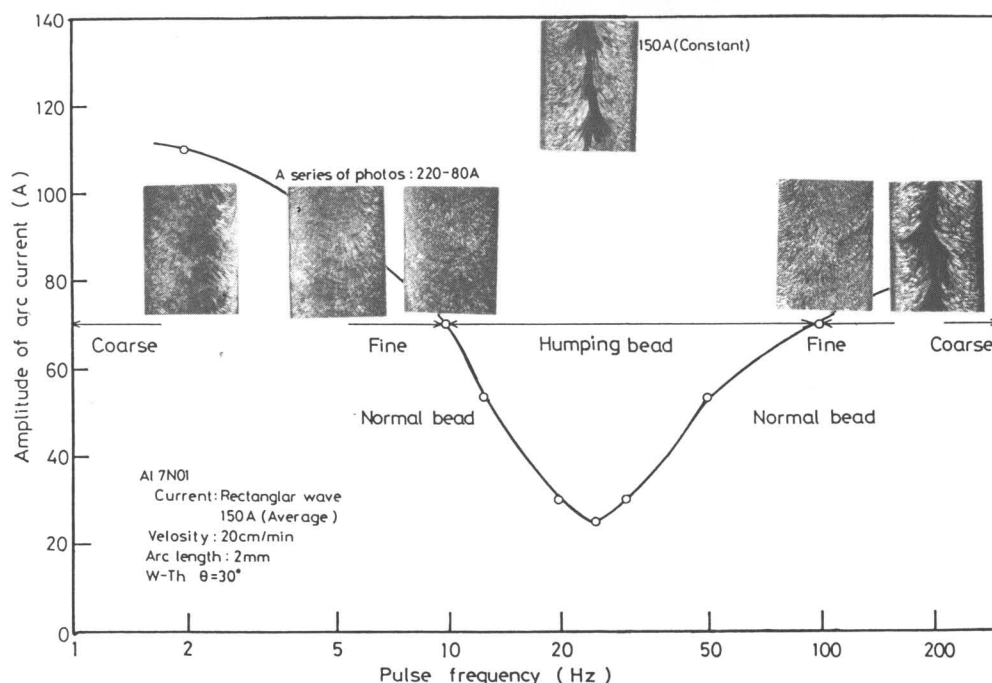


Fig.2-23 Relation between pulse frequency and amplitude of current in case of the occurrence of humping bead, and solidification structures in pulsed TIG welding of Al alloy (7N01).

I G溶接部の凝固組織を調べた。

Fig. 2-23は平均電流 $I_{av}=150A$ 、電流振幅 $I_a=70A$ の矩形波パルス電流 ($I_p=220A$ 、 $I_b=80A$)の周波数を変えてビード溶接したアルミ(7N01)合金のビード表面凝固組織を示す。ただし、シールドガスにHeガスを用い、DCENで溶接した。また、図中の曲線は $I_{av}=150A$ 、 $v=20cm/min$ における不整ビード(ハンピング、パッカリング)発生限界を示している。写真から完全直流(150A)ではビード中央部に粗大な柱状晶が認められるが、パルスTIG溶接を行うとこの粗大な柱状晶がなくなり、組織が細粒化されているのが分かる。そして、その程度は2Hzから10Hzへと周波数を高めてハンピング限界に近づくにつれて顕著になっている。また、高周波数側においてもパルス周波数が200Hzでは、完全直流の場合と変わらないが、ハンピング限界である100Hzでは細粒化されている。

Fig. 2-24は完全直流(150A)とパルス周波数10Hz、150Hzの場合のビード断面の凝固組織である。不整ビード発生限界付近である10Hzについてはビード表面だけでなく、深さ方向にも十分細粒化されている。一方、150Hzの場合、表面付近で細粒化が認められるが、内

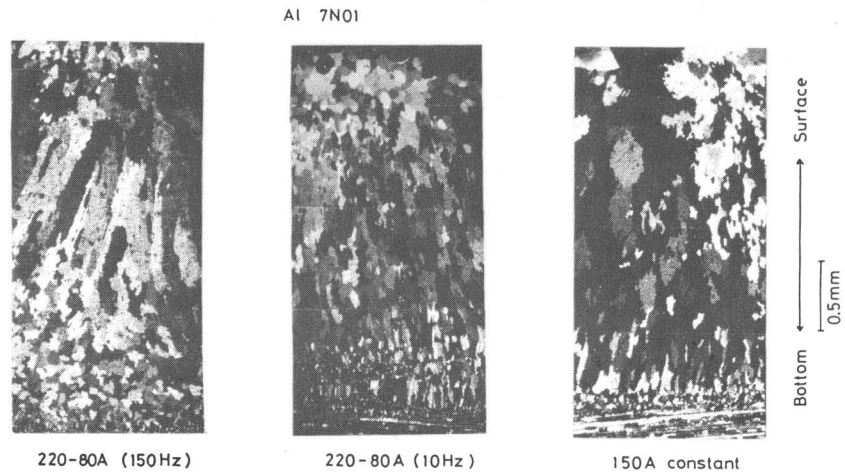


Fig.2-24 Micro structures of pulsed TIG welding of Al alloy(7N01).

部では完全直流の場合と変わらない。なお、Al-Mg系合金5052、5083においても同様な結果が得られた。

以上からパルスTIG溶接においてはハンピング限界付近で低周波側の波形を適用すれば、小さな電流振幅で効率よく凝固組織が細粒化されることが分かる。もとより溶接部の凝固組織は、凝固速度(固液界面の成長速度)、温度勾配および母板の組成によってほぼ決定される²¹⁾が、パルス電流の凝固組織に及ぼす効果は、前述した溶融池の揺動がもたらすものと考えられる。すなわち、溶融金属の振動によって溶融池後縁で生成する結晶核が分散すると同時に柱状晶の成長が妨げられて組織が細粒化される。

2.5 パルスMIG/MAG溶接におけるビード形成現象

MIG/MAG溶接においては、溶滴移行がビード形成に及ぼす影響を無視できない。Fig. 2-25はMAG溶接(Ar+20%CO₂)におけるビード外観である。いずれも平均電流 $I_{av}=100A$ である。(c)に見られるように一定電流では溶接速度50cm/minでもハンピング状の不整ビードとなっているのに対して、パルス電流(矩形波 $I_p=350A$ 、 $I_b=50A$)を適用すると正常ビードが得られる限界速度が増す。アルゴンリッチのシールドガスを用いるMIG/MAG溶接では、一定電流の低電流域においてワイヤ径よりも大きい溶滴が不規則に移行するグロービュラー移行が起こり、母板上でのアーク発生の位置が定まらず不安定であるので、低速でもビード形成が容易でない。パルス電流を適用すると電極直下にアークが発生し、アーク外観にいわゆる硬直性が認められるので定常的な溶融池の形成が行われる。しかしながら、(a)(b)に示されるようにパルス電流を適用しても周波数によってその限界速度は異なる。パルス移行現象を第5章に詳述するが、平均電流と実効電流を定めても周波数によって移行形態が異なる。従って、比較的低電流のMIG/MAG溶接の場合、TIG溶接とは異なりアーク力による溶融池の振動現象よりも移行形態がビード形成を支配する。

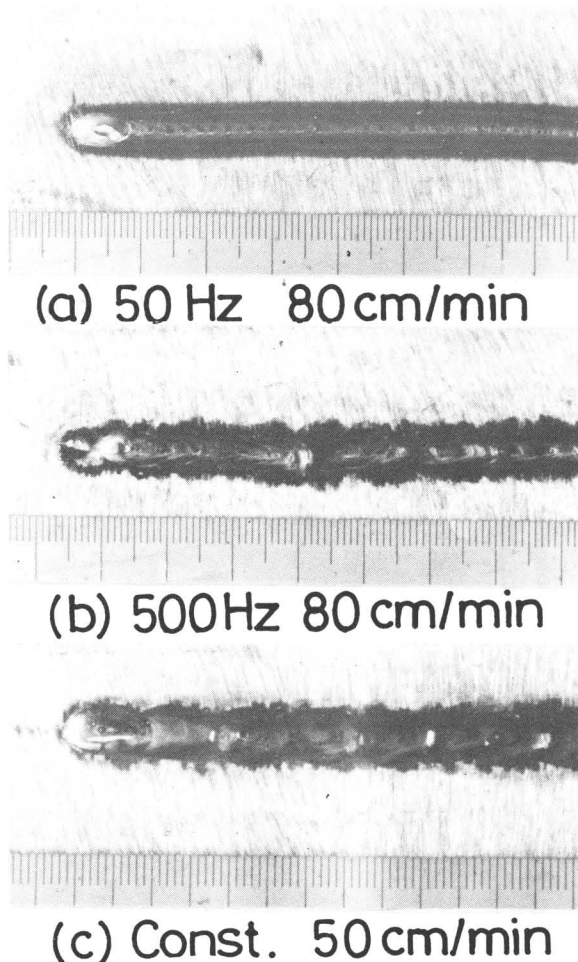
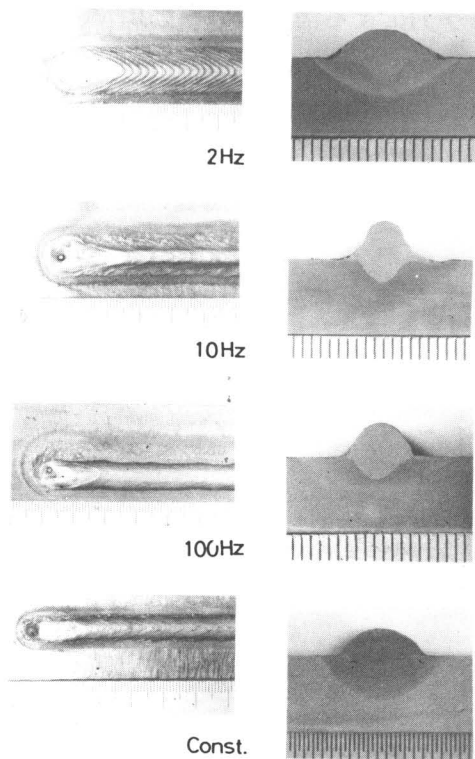


Fig.2-25 Typical appearances of weld bead in MAG welding with pulsed and constant current.
 $I_{av}=100A$, $I_p=350A$, $I_b=50A$,
welding speed=80cm/min for pulsed
current, 50cm/min for constant
current, DCEP Ar+20%CO₂,
mild steel wire 1.2mm dia., mild
steel plate (SS41) 9mmt.

Fig. 2-26は矩形波パルス電流 ($I_p=350A$ 、 $I_b=50A$ 、 $I_{av}=200A$) によるビード外観と溶け込み断面を示す。Fig. 2-27はパルス周波数とビード形状との関係を示す。数Hz以下の低周波数では、パルスTIG溶接同様、アーク発生箇所では熔融と凝固を繰り返すことが観察される。Fig. 2-26、27にみられるようにパルス周波数が低くなるとビード幅と溶け込み深さが大きくなっている。ビード表面にはパルス電流に同期したリップルが観察され、余盛高さが低く止端部のなめらかなビードが得られる。パルス周波数が高くなると入熱の時間的変化に溶け込み形状は追従しなくなるが、アーク力の時間的変化によってTIG溶接の場合と同様溶融金属は揺動する。10Hz前後で余盛高さが高くなっている。溶融金属が前後に激しく揺動した結果である。さらに周波数を高くすると、ビード外観には顕著な差異は認められなくなる。しかし、溶け込み深さは、この場合100Hz付近を超えると減少する。これは移行形態の違いによるものと考えられる。高周波数側ではドロップ移行が起こっていることが目視によって認められ、いわゆるアークによる掘り下げ作用が小さいためであると考える。



$I_{av}=200A$, I_p 350-50A, Welding speed 30cm/min
DCEP Ar, Mild steel wire 1.2mm, SS41 9mm t

Fig.2-26 Typical appearances and cross sections of pulsed MIG welds.

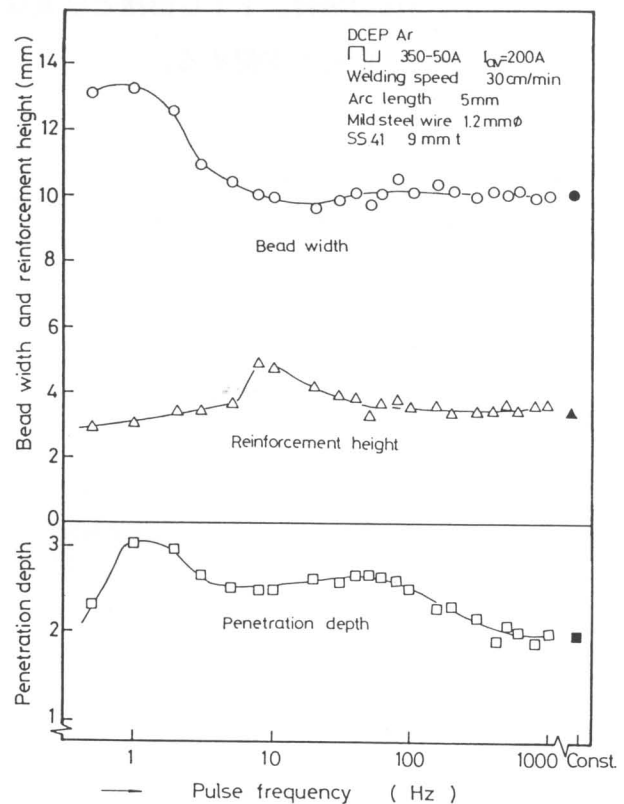


Fig.2-27 Relation between pulse frequency and bead parameters.

2.6 結 言

本章では、実験を遂行するにあたっての基本方針を示し、パルスアーク溶接におけるビード形成現象の特徴を調べた。以下に得られた結果を要約する。

(1) パルス波形の平均電流値を一定としても、電流振幅を大きくすると厚板ではハンピングやトンネルビード、薄板では溶け落ちなどの欠陥が発生する。また、電流振幅を小さくしても一定電流よりもハンピング発生限界となる溶接速度が低く不安定になりやすい。

(2) パルスTIG溶接におけるハンピング発生現象には周波数依存性がある。欠陥発生限界の電流振幅あるいはピーク電流値が最小となる周波数（ハンピング周波数）が存在する。

(3) ハンピング周波数は、平均電流が一定の場合、溶接速度にほぼ比例して高くなる。同一溶接条件下では軟鋼が最も高く、つづいてステンレス鋼、アルミニウム合金の順となる。

(4) パルスTIG溶接における溶融池は、溶接電流にともなうアーク力あるいはアーク圧力の変化を駆動力として揺動する。溶融池の揺動にも周波数依存性があり、ハンピング周波数付近では溶融金属は激しく振動し、共振状態を呈している。

(5) アルミニウム合金（Al-Mg系，Al-Zn-Mg系）のパルスTIG溶接における凝固組織はハンピング周波数付近のパルス波形を適用すると著しく細粒化される。

(6) 数Hz以下のパルス周波数を適用すると、母板は溶融と凝固を繰り返す。パルスMIG溶接では比較的深い溶け込みでビード幅が広く、止端部のなめらかなビードが得られる。

(7) MIG/MAG溶接の低電流域において、パルス電流を適用するとアークが安定し、ハンピング発生の限界速度が一定電流の場合よりも増す。平均電流を一定としてもパルス波形により溶滴移行形態が変化する場合、溶け込み深さに影響する。

第3章 静止パルスアークにおける溶融池振動の計測

3.1 緒言

前章ではパルスTIG溶接における欠陥発生や溶融池振動に周波数依存性が表れることを指摘した。一般に線形振動系における動特性は、強制振動における共振周波数を与える系の固有振動数と、振動の持続性や減衰特性を示す減衰係数比で表現される。従って、溶融池の動特性を明らかにするためには、振動の大きさや周期を計測する必要がある。

従来より溶融池振動を定量的に扱った研究^{13, 22-24)}は少ないが、TIGアークスポット溶接の凝固中のリップル形成機構に関してKoteckiらの報告がある。高速度写真観察を通して、溶融池の振動回数と凝固リップルとの関係が議論されており、溶融池の固有振動数についても考察が進められている。しかしながら高速度写真は溶融池の挙動を全体的にかつ詳細にとらえることができるが、パルス条件など各種因子の影響を調べる場合、能率的でない。一方、溶融池の振動にともなうアーク長の変化をアーク電圧の変化として検出する方法²⁴⁾もあるが、溶接中のアーク長と電圧との関係が正確に分からないことや低周波(5 Hz以下)のパルス溶接の場合のみ検出可能であるなど問題がある。

そこで、パルスTIG溶接における溶融池の強制振動に着目し、試験片母板の動きを加速度計でとらえることにより溶融池重心の振動を推定する方法を考案した。本章では、まず溶融池振動の駆動力と考えられるアーク圧力のアーク電流に対する応答特性を調べる。

ついて静止パルスTIGアークによる溶融池振動を計測し、溶融池の動特性を検討する。

3.2 パルスアークの圧力

3.2.1 アーク圧力の測定方法と測定系の周波数特性

Fig. 3-1にアーク圧力の測定系を示す。水冷銅陽極上に設けた圧力測定孔を半導体圧力変換器(豊田工機製PMS-5M、定格最大圧力0.5 kg/cm²、共振周

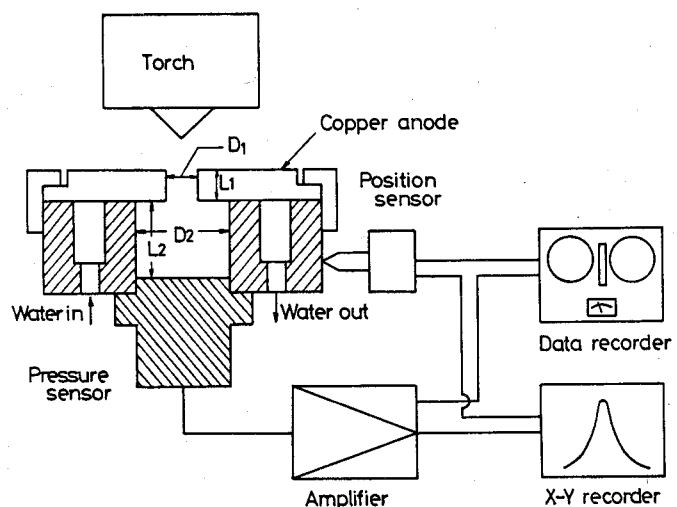


Fig.3-1 Measurement system of TIG arc pressure.

波数 10 kHz) に接続してアーク圧力を測定した。圧力測定時の周波数応答特性は導管の径や長さによって変化する。圧力測定系はヘルムホルツ共鳴器に近似できるので Rayleigh¹⁵⁾, Alster¹⁶⁾らの理論をもとに周波数応答を実験的に求めた。

Fig. 3-2(a)はヘルムホルツ共鳴器を示したもので、空洞部の体積を V とする。気体が δV だけ圧縮されると、空洞内の圧力増加 δP は、

$$\delta P = -\rho_g C^2 \delta V / V \quad (3.1)$$

となる。ただし、 ρ_g : 気体の密度 (g/cm^3)、 C : 音速 (cm/sec) である。

ネック部 (断面積 S 、長さ L) の気体が、 x だけ変位して空洞部を δV 圧縮すると考えると、

$$\delta V = S x \quad (3.2)$$

とおける。従って、 S なる面に働く反発力は、

$$F = S \delta P = -\rho_g C^2 (S^2 / V) x \quad (3.3)$$

で示される。すなわち、空洞部はあたかもバネのような働きをする。また、気体はネック部で粘性による抵抗をうける。

ここでヘルムホルツ共鳴器を Fig. 3-2(b) に示すバネモデル系に置き換える。等価質量 m 、等価粘性減衰係数 c_0 、等価バネ定数 k はそれぞれネック部の気体の質量、層流抵抗、空洞部の反発力とみなせるので、

$$m = \rho_g S (L + \alpha) \quad (3.4)$$

$$c_0 = 8 \pi \mu (L + \alpha) \quad (3.5)$$

$$k = \rho_g C^2 S^2 / V \quad (3.6)$$

とおける。ただし、 μ : 粘性係数 ($\text{g/cm} \cdot \text{sec}$)、 α : ネック部に対する補正長さ (cm) である。共鳴器の開口側と空洞内でも気体の一部運動する。 α はその効果を補正する値で、共鳴器の形状によって異なる¹⁶⁾。

$P(t)$ をアーク圧力とすると、バネモデル系の力のつりあいから、次式が成り立つ。

$$m d^2 x / dt^2 + c_0 dx / dt + k x = P(t) \cdot S \quad (3.7)$$

(3.4)~(3.7)式から、圧力測定系の共振周波数 f_{res} (Hz) は

$$f_{res} = (C / 2\pi) \sqrt{S / V (L + \alpha)} \quad (3.8)$$

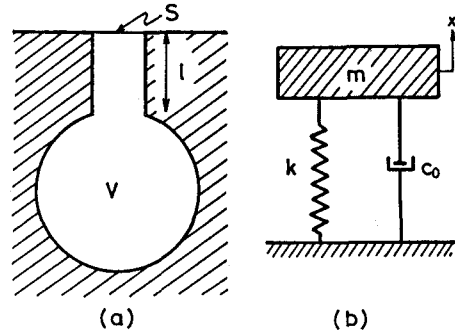


Fig.3-2 Mechano-acoustical analogy of a Helmholtz resonator.

減衰係数比 Γ ($= c_0 / \sqrt{4mk}$) は、

$$\Gamma = (4\pi\mu / \rho_0 S C) \sqrt{V(L+\alpha) / S} \quad (3.9)$$

と表わされ、本実験に用いた測定系に対して、 S 、 V 、 L 、 α は次のように与えられる。

$$S = \pi D_1^2 / 4 \quad (3.10)$$

$$V = \pi (D_1^2 L_1 + D_2^2 L_2) / 4 \quad (3.11)$$

$$L = \left\{ \frac{1.21 D_2^2 L_2 (L_1 + 0.12 D_1)}{D_1^2 L_1 + D_2^2 L_2} + \frac{0.12 D_1^3}{L_1 + L_2 + 0.12 D_1} \right\} \cdot \left\{ 1 + \frac{D_1 L_1^2}{D_1^2 L_1 + 0.12 D_1^3} \right\} + \frac{D_1^2 L_1 + 0.12 D_1^3}{2 D_2^2 L_2 + (L_1 + 0.12 D_1)} + \frac{(D_1^2 L_1 + 0.12 D_1^3)(L_1 + 0.12 D_1)}{3 D_2^2 L_2^2} \quad (3.12)$$

$$\alpha = \left\{ \frac{1.21 D_2^2 L_2^2}{D_1^2 L_1 + D_2^2 L_2 + 0.12 D_1^3} \right\} \cdot \left(\frac{D_1^2 L_2}{3 D_2^2 + 0.12 D_1} \right) \quad (3.13)$$

これらから空洞の大きさや圧力孔径が、測定系の周波数特性に大きく影響することが分かる。

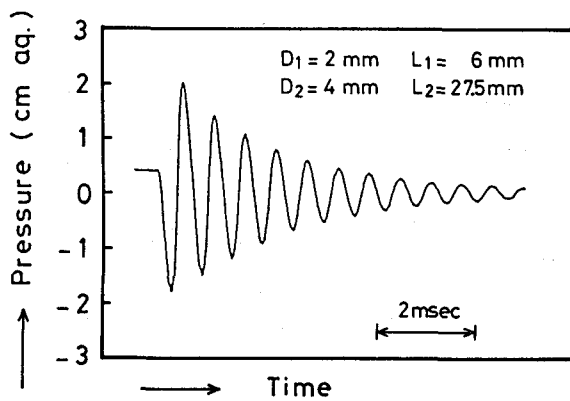


Fig.3-3 Step response of pressure measurement system.

Table3-1 Density, viscosity and sound speed of air (20°C).

Density ρ_a g/cm ³	Viscosity μ g/cm·sec	Speed of sound C cm/sec
4.205×10^{-3}	1.813×10^{-4}	3.4×10^4

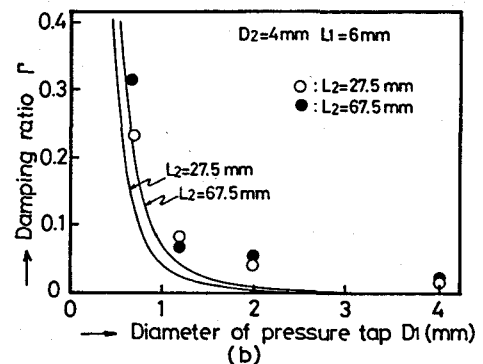
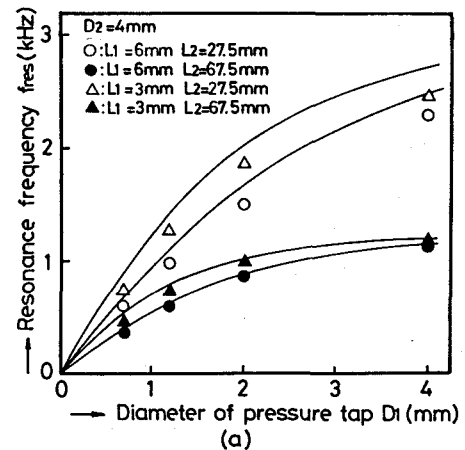


Fig.3-4 Influence of dimensions on response characteristics of pressure measurement system.

そこで、アークを発生しないで圧力測定孔上にゴム製薄膜を張り、瞬間的に破ることによってステップ応答を調べた。F i g. 3-3に一例を示す。この波形から共振周波数 f_{res} と減衰係数 Γ を求めた。 D_1 、 L_1 、 L_2 をそれぞれ変え(3.7)~(3.9)式による計算値と比較するとF i g. 3-4(a)(b)のようになる。計算に用いた ρ_g 、 μ 、 C の値をT a b l e 3-1に示す。圧力孔径を大きくすると共振周波数 f_{res} は高くなり、減衰係数比は小さくなる。また、圧力センサーまでの距離 L_1 、 L_2 を長くすると f_{res} は低下する。計算値は実験値より f_{res} では若干高く、 Γ は小さくなっているがよく一致しているといえる。

アーク圧力の位置的分布やその値を精度よく求めるためには、圧力孔径を小さくする必要がある。本実験では $D_2=4\text{mm}$ 、 $L_1=6\text{mm}$ 、 $L_2=27.5\text{mm}$ とし、圧力分布を測定する場合、主に $D_1=0.7\text{mm}$ を採用した。(ただし、プラズマアークの圧力測定時には水冷銅板上に薄く形成される酸化物の一部が圧力孔中に侵入し、穴づまりを起こすので、 $D_1=1.2\text{mm}$ を採用した。)

しかしながら、圧力孔径が小さい場合や圧力導管の長さ L_2 が長くなると f_{res} は低く、粘性減衰が大きいため周波数応答は悪くなる。パルス電流適用時の電流変化に対するアーク圧力の追従性を調べる場合、空間的な分解能を多少犠牲にしているが、測定系の応答特性を重視し、 $D_1=2\text{mm}$ として測定を行った。この場合、測定系の共振周波数は約 1.5kHz である。

3.2.2 TIGアークの圧力

上述の測定方法によるアーク圧力は大気圧に対する差圧として測定され、プラズマ気流による動圧と母板表面上の圧力の和が観測される。すなわち、プラズマ流の密度と流速を ρ_p 、 U_p とおくと近似的に

$$P = \rho_p U_p^2 / 2 + P_0 \quad (3.14)$$

で与えられる。ただし、 P : 測定される圧力、 P_0 : 母板上の圧力である。

アーク圧力の発生機構は電極現象やアークプラズマの性質などが複雑に絡み、十分解明されていない。しかし、定性的には、F i g. 3-5に示すようにTIGアークにおいては電極棒付近(A点)の電磁圧力 P_A と母板上付近(B点)の電磁圧力 P_B との圧力差によってプラズマ気流が発生し、母板表面に作用すると考えられている¹⁷⁾。すなわち、プラズマ気流の動圧 P_d (dyne/cm^2) は、次式で与

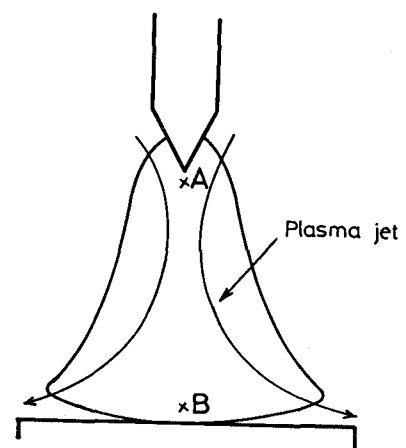


Fig.3-5 Generation of plasma jet in TIG arc.

えることができる。

$$P_d = P_A - P_B = I(J_A - J_B) \times 10^{-2} \quad (3 \cdot 15)$$

ただし、 I ：アーク電流 (A)、 J_A 、 J_B ：それぞれA点とB点での電流密度 (A/cm²) である。

(3・15)式からアーク圧力は電流の自乗に比例することが推察される。

Fig. 3-6は、電極先端角度30°、アーク長3mmとした時、水冷銅板（圧力測定孔径0.7mm）上に完全直流TIGアーク（150A）を点弧した場合の圧力分布である。平板上での圧力分布は正規分布に似た圧力分布を呈しており、電極直下で最大値を示す。以後、アーク圧力に及ぼすパラメータの影響を調べるため、最大圧力値で整理している。

電極直下のアーク圧力は、Fig. 3-7に示すように200～250Aまで電流の自乗に比例している。しかし高電流域では電流に対する圧力の増加率は小さくなる。また、TIGアークでは電流値を定めても電極棒の径、先端形状（角度）、アーク長などによっても圧力が変化する¹⁸⁾ので、形状や径などは一定に保って実験した。

本研究では、Fig. 3-7に示す関係をアーク圧力の電流に対する基本的な静特性とみなし、パルス電流のような電流の時間的変化に対する圧力の応答特性を検討することにした。

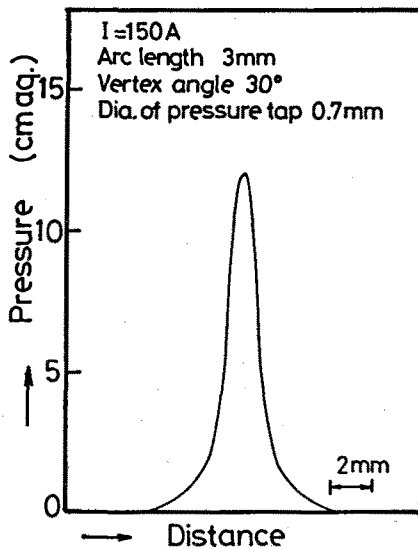


Fig.3-6 Pressure distribution of TIG arc on the water cooled copper anode.

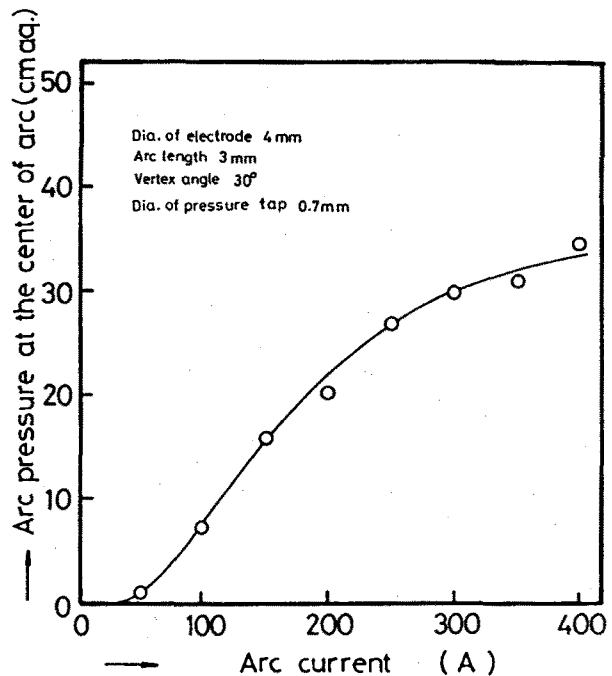


Fig.3-7 Relation between arc current and arc pressure at the center of TIG arc.

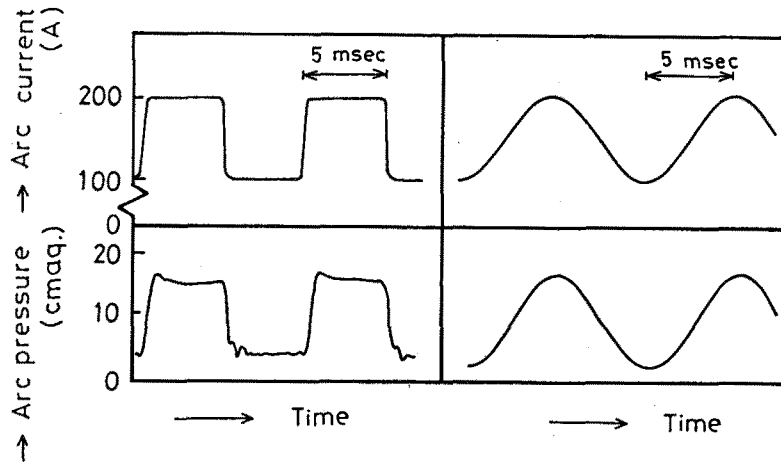


Fig.3-8 Oscillograms of arc current and arc pressure at the center of TIG arc with pulsive current.

Fig. 3-8は $I_{av}=150A$ 、 $I_a=50A$ 、 $f=100Hz$ としたときの電極直下の圧力変化の測定結果である。パルス電流波形は矩形波と正弦波である。アーク圧力は電流波形によく追従して変化しているが、矩形波では立ち上がり時にややオーバーシュートが生じている。なお、測定圧力孔径を2mmとしているので、Fig. 3-6に示される圧力(孔径0.7mm)に比べて測定値は低く現われている。

次に正弦波電流波形で I_{av} と I_a を一定としてアーク圧力の周波数依存性を調べた。Fig. 3-9に示す如く、圧力変化の振幅と時間平均の圧力値は300Hzまではほぼ一定である。2kHz付近に見られるピークは圧力測定系の共振周波数に相当している。

TIGアーク圧力の時間応答性が明らかになったのでプラズマ気流発生に關与する電極部とアーク形状の変化を高速度写真で観察した。Fig. 3-10は、水冷銅板に点弧したパルスTIGアークの外観のなかで典型的なものを示している。それぞれピーク電流期間($I_p=250A$)、ピーク電流からベース電流への立ち下がり時、及

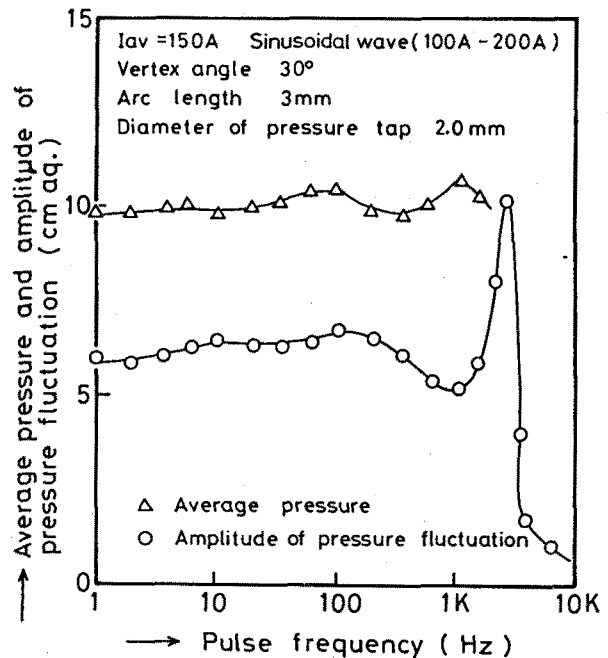


Fig.3-9 Frequency characteristics of pulsed TIG arc pressure.

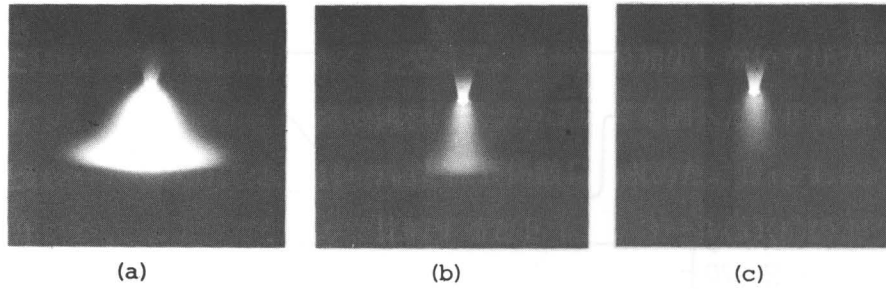


Fig.3-10 Typical frames of TIG arc ignited on the water cooled copper anode taken by high speed photography(8000f/s), (a) peak current duration, (b) transient period, (c) base current duration. $I_{av}=150A$, $I_p=250A$, $I_b=50A$, rectangular wave, W-Th 4 mm dia., vertex angle=30°, arc length=3 mm.

びベース電流期間 ($I_b=50A$) である。これらの高速度写真(8000駒/秒)からアークの形状あるいは大きさを定量化するため、高輝度領域の面積をエリアアナライザで測定した(Fig. 3-11)。アーク電流の立ち上がり時間はほぼ0.18msecである。アーク領域面積の立ち上がりは、写真一駒分(0.2msec)程度であるので、アークプラズマ領域は500Hzにおいてもアーク電流に追従して膨張、収縮を繰り返しているといえる。電極先端部を詳細に観察すると、電子放出領域と考えられる輝度の高い部分は数Hz程度の

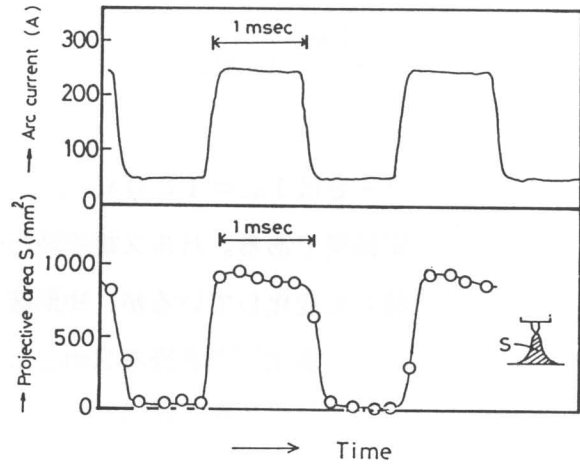


Fig.3-11 Change of bright area in TIG arc applied 500Hz rectangular pulsed current. ($I_{av}=150A$, $I_p=250A$, $I_b=50A$)

低周波数では電流波形に忠答して大きくなったり、小さくなったりして繰り返すが、数10Hz以上になるとその領域は時間に依らずほぼ一定の大きさに維持される。従って、矩形波パルスの立ち上がり時におけるオーバーシュートは、電極棒の熱電子放出領域の拡大が時間的におくれるため、電極付近の電流密度が瞬間的に高まり生じるものと考えられる。

以上の観察結果から、TIGアークプラズマは実験範囲の周波数($f < 1kHz$)では十分電流波形に追従しており、アーク圧力の動特性にも反映したのと考えられる。

プラズマアークの場合、トーチノズルによってアークが拘束されるので高温ガスがノズルから噴出する際に大きな動圧をもつプラズマ流が形成される。さらに前述した電磁圧力によるアーク圧力には電流経路が影響するので、プラズマガスやノズルによって陰極部、アーク柱が拘束されるとTIGアークよりも圧力が高くなる。従って、電流値に加えてノズル径やプラズマガス流量などがアーク圧力の影響因子となる。プラズマアークにおいても300Hzまで電流波形に忠答することを確認した。ただし、10Hz以下の低周波数域に

おける圧力変動振幅は、周波数とともに著しく減少し、トーチチャンバーとノズルがおくれ要素として作用していることが分かった。¹¹⁾

3.3 加速度計による液体振動の計測原理

3.3.1 実験装置

Fig. 3-12は溶融池の振動計測に用いた装置の構成を示す。梁の中央に振動加速度計をとりつけ、試料母板の振動を間接的に計測する。溶融池は液体であるので、種々の振動モードで揺動するが、本装置による計測では溶融池重心の上下方向の振動成分を検出する。梁には電気伝導度と熱伝導度が大きい銅板を用いた。このため、実験時間が3分程度であれば、溶接時の熱によって梁の剛性が変化することはなかった。すなわち、梁の固有振動数はアーク点弧中ほぼ一定に保たれ、 $\pm 1\%$ 以上変化しない。また、振動加速度計はアルミナセラミックスを介して梁にとりつけているので、溶接による温度上昇の影響を受けない。

実験で用いた圧電型振動加速度計はBBN・Model 507（感度100mV/G，応答周波数2~12000Hz）である。

3.3.2 二質点系モデルによる振動解析

梁の振動加速度計測を通して溶融池振動を推定するため、溶融池重心を質点とみなした二質点系振動モデルを適用する。すなわち、Fig. 3-12に示される計測系において溶融池と梁（試験片母板の未溶融部の質量を含む）、梁と大地はそれぞれバネとダッシュポットで結合されていると考える（Fig. 3-13）。もとより

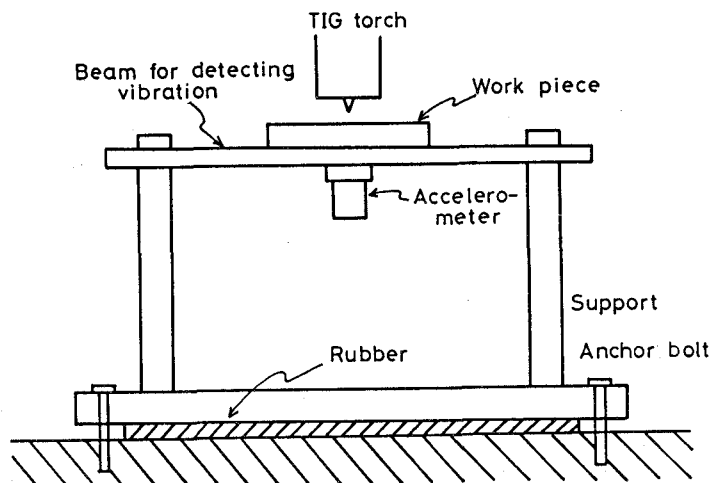


Fig.3-12 Schematic diagram of measurement system of weld pool oscillations.

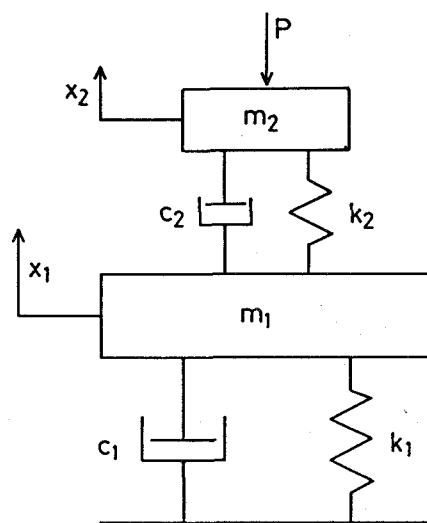


Fig.3-13 Equivalent mechanical system for calculation of weld pool oscillations.

溶融池に生じる揺動は、アーク圧力の分布、溶融池の形状・寸法、溶融金属の表面張力・粘性などによって決定されるが、これらの効果を等価質量 m_2 、等価バネ定数 k_2 、等価減衰係数 c_2 で表現する。一方、梁も連続体であるので、多くの横振動モードをもつ。1次振動モードの共振角周波数 ω_1 は、梁の材質、寸法及び境界条件から次式のように与えられる。

$$\omega_1 = \alpha(\pi^2/l^2)\sqrt{EI/\rho S} \quad (3\cdot16)$$

ただし、 α ：梁の両端での支持状態で決定される値で1～2.3、 l ：梁の長さ (cm)、 I ：断面2次モーメント (cm⁴)、 S ：断面積 (cm²)、 ρ ：密度 (g/cm³)、 E ：ヤング率 (dyne/cm²) である²⁵⁾ (本実験に用いた共振周波数は、板厚3mmの銅板で52～120 Hzに計算される)。

梁の1次共振周波数以下の周波数領域では、質点振動系に置き換えて振幅及び位相を求めることができるので m_1 、 k_1 、 c_1 をそれぞれ梁の等価質量、等価バネ定数、等価減衰係数として表現する。

ここで、溶融池重心の変位を x_2 、梁の変位を x_1 とおくと、Fig. 3-13の系について運動方程式は次式で示される。

$$m_1 d^2 x_1 / dt^2 + (c_1 + c_2) dx_1 / dt - c_2 dx_2 / dt + (k_1 + k_2) x_1 - k_2 x_2 = 0 \quad (3\cdot17)$$

$$m_2 d^2 x_2 / dt^2 - c_2 dx_1 / dt + c_2 dx_2 / dt - k_2 x_1 + k_2 x_2 = P \cos \omega t \quad (3\cdot18)$$

ただし、 P は溶融池に働く力 (アーク力) で、角周波数 ω の正弦波で変化する力を仮定している。

(3·17)、(3·18)式を連立させて定常解を求めると、

$$x_1 = A_1 \cos \omega t + A_2 \sin \omega t \quad (3\cdot19)$$

$$x_2 = A_3 \cos \omega t + A_4 \sin \omega t \quad (3\cdot20)$$

となる。母板を含めた梁 (m_1) の共振角周波数 ω_1 と溶融池 (m_2) の共振角周波数 ω_2 は次式で示される。

$$\omega_1^2 = k_1 / m_1 \quad (3\cdot21)$$

$$\omega_2^2 = k_2 / m_2 \quad (3\cdot22)$$

なお、(3·19)、(3·20)式の $A_1 \sim A_4$ は次式で与えられる。

$$D = \{(2\gamma_1 \lambda R)(2\gamma_2 \lambda R) + R^2 \lambda^2 \nu^2 - (1 - \lambda^2)(R \nu^2 - R \lambda^2)\}^2 + \{(2\gamma_2 \lambda R)(1 - \lambda^2 - R \lambda^2) + (2\gamma_1 \lambda R)(R \nu^2 - R \lambda^2)\}^2 \quad (3\cdot23)$$

$$(A_1 / x_{st}) D = (2\gamma_2 \lambda R)^2 (1 - \lambda^2 - R \lambda^2) - R \lambda^2 (2\gamma_1 \lambda R)(2\gamma_2 \lambda R) + R \nu^2 \{(1 - \lambda^2)(R \nu^2 - R \lambda^2) - R \lambda^2 \nu^2\} \quad (3\cdot24)$$

$$(A_2/x_{st})D = (2\gamma_2\lambda R)^2(2\gamma_1\lambda R) + R\lambda^2(2\gamma_2\lambda R)(1-\lambda^2) \\ + R\nu^2(2\gamma_1\lambda R)(R\nu^2 - R\lambda^2) \quad (3.25)$$

$$(A_3/x_{st})D = (2\gamma_2\lambda R)^2(1-\lambda^2 - R\lambda^2) - 2R\lambda^2(2\gamma_1\lambda R)(2\gamma_2\lambda R) \\ + (2\gamma_1\lambda R)^2(R\nu^2 - R\lambda^2) + \\ (1-\lambda^2 + R) \{ (1-\lambda^2)(R\nu^2 - R\lambda^2) - R^2\lambda^2\nu^2 \} \quad (3.26)$$

$$(A_4/x_{st})D = (2\gamma_2\lambda R)^2(2\gamma_1\lambda R) + (1-\lambda^2)^2(2\gamma_2\lambda R) \\ + (2\gamma_1\lambda R)(2\gamma_2\lambda R) + \nu 4R^2(2\gamma_1\lambda R) \quad (3.27)$$

ただし、 $R = m_2/m_1$ 、 $\lambda = \omega/\omega_1$ 、 $\nu = \omega_2/\omega_1$ 、 $x_{st} = P/k_1$ 、 $c_0 = 2m_2\omega_1$ 、 $\gamma_1 = c_1/c_0$ 、 $\gamma_2 = c_2/c_0$ である。

実験では梁の振動加速度(d^2x_1/dt^2)を計測するわけである。振動加速度波形にはノイズ等がふくまれており、求める周波数成分を抽出するため後述のデータ処理を行うと計測時間中の実効値(d^2x_1/dt^2)_{eff}が得られる。二質点系モデルにおいては(3.19)式から、

$$(d^2x_1/dt^2)_{eff} = \omega^2 \sqrt{(A_1^2 + A_2^2)} / 2 \quad (3.28)$$

で与えられる。また、溶融池重心の振幅 x_2 は、(3.20)式から

$$x_2 = \sqrt{A_3^2 + A_4^2} \quad (3.29)$$

となり、 m_1 、 m_2 、 c_1 、 c_2 、 k_1 、 k_2 、 P が既知であれば計算により求めることができる。 m_1 、 c_1 、 k_1 については梁の材質及び寸法、試験片の寸法からあらかじめ決定することができる(3.3.3)。 m_2 については溶接後の断面形状を調べ、静止アークであれば軸対称で近似して体積を算出し、求めることができる。従って、 k_2 、 c_2 、 P をパラメータとして振動加速度(d^2x_1/dt^2)_{eff}の計算を行い、計測結果と対応させることで溶融池振動の推定を行う。

3.3.3 梁の振動特性

前述したように梁を介して母板の振動を計測するため、梁の振動特性を明らかにしておく必要がある。梁中央部(振動加速度計取り付け位置)の振動特性を質点系で表わすため、静荷重試験と自由振動試験を行った。Fig. 3-14は梁の変位と荷重との関係をプロットしたものである。実験には計測の対象とする周波数帯により、6mm厚と3mm厚の梁を用いているが、いずれも直線関係を示している。

次に試験片の質量 m を変化させて、打撃法による梁の自由振動の周波数を測定した(Fig. 3-15)。梁の実効質量を m_s とおくと(3.21)式から、

$$\omega_1^{-2} = k_1^{-1} (m + m_s) \quad (3.30)$$

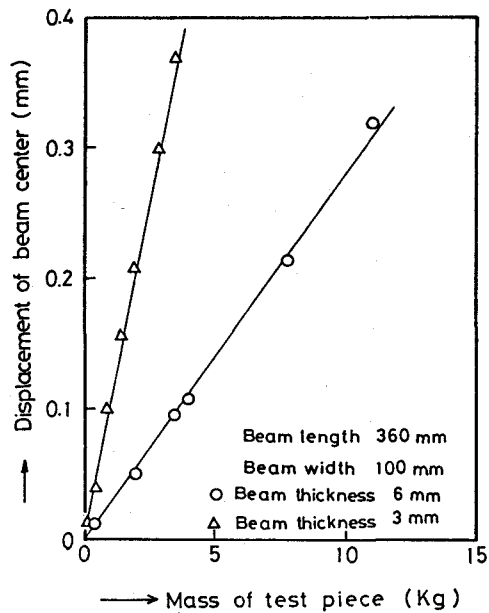


Fig.3-14 Relation between mass of test piece and displacement of the beam center.

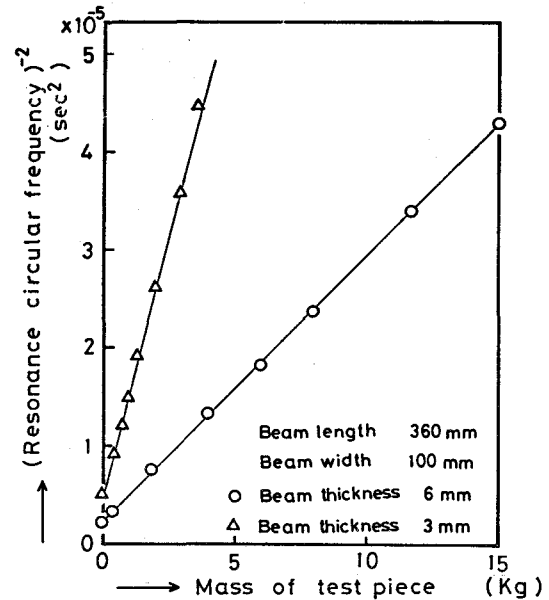


Fig.3-15 Relation between mass of test piece and reciprocal value of square of resonance circular frequency.

の関係が成り立つ。

Fig. 3-14、15の直線の傾きから梁の等価バネ定数 k_1 を求めることができる。静荷重試験と自由振動試験による k_1 は互いによく一致しており、両者の平均値を採用した。梁の等価粘性減衰係数 c_1 は自由振動波形の対数減衰率から求めた。以上の実験を通して得られた梁の m_s 、 k_1 、 c_1 をTable 3-2に示す。

Table 3-2 Effective mass, spring constant and damping coefficient of the vibration beam used.

Dimension L x W x T (mm)	Effective mass m_s (g)	Spring constant k_1 (dyne/cm)	Damping coefficient c_1 (dyne·sec/cm)
360 x 100 x 3 Cu	410	9.22×10^7	875
360 x 100 x 6 Cu	840	3.58×10^8	6000

3.3.4 データ処理方法

Fig. 3-16はデータ処理の流れを示す。振動加速度計の出力はアンプにより増幅され、ローパスフィルター（カットオフ周波数50Hz、減衰特性-18db/OCT）を通り、データレコーダに記録する。データレコーダからの出力は12ビットにA/D変換され、自己共分散関数を求めて周波数分析を行う。²⁶⁾その後、計算機による数値イコライザを用

いて、ローパスフィルタの補正を行っている。振動加速度計の感度は非常に高く、特に高周波数成分のノイズがはやりやすい。このため、ローパスフィルタを用いてノイズをカットするとともにA/D変換時の離散化誤差として知られているエイリヤシングの影響を少なくした。Fig. 3-17に生の振動加速度波形とフィルタを用いた場合を比較して示す。これらを周波数分析すると、Fig. 3-18に示すようにフィルタがない場合にはエイリヤシングとノイズのため50 Hz付近のピークが分離されていないことが分かる。

実験データとして、印加したパルス電流の周波数成分の振動加速度を得るため、パワースペクトル密度とそのピークの半値幅を乗じて実効値($d^2 x_1 / dt^2$)_{eff}を求めている。なお、本実験で行ったデータ処理の精度は、既知の矩形波、正弦波などの信号で検定し、±0.3%以内の誤差であることを確認している。

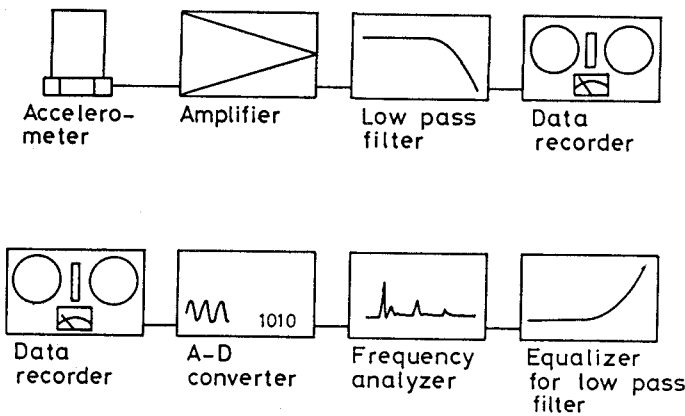


Fig.3-16 Procedure of data acquisition and analysis.

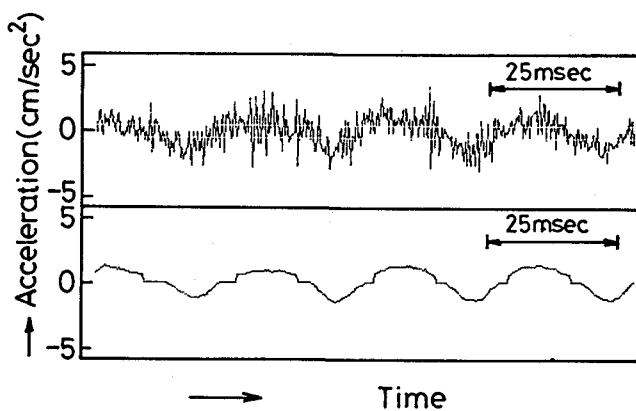
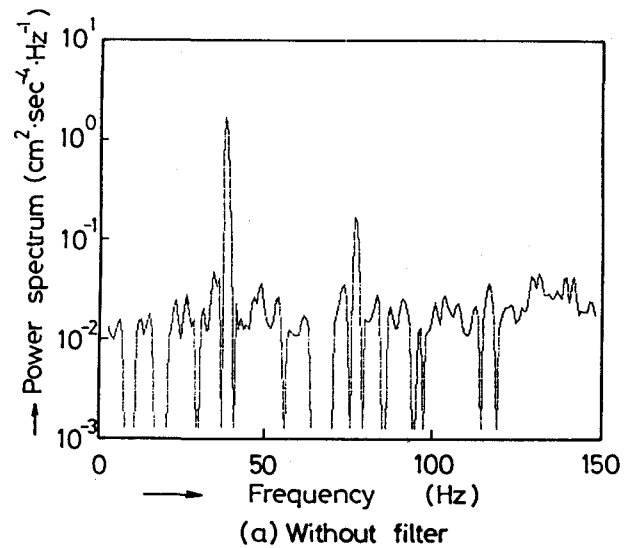


Fig.3-17 Waveforms of vibration acceleration observed, upper; no filter, lower; with low pass filter of $f_c=50$ Hz.

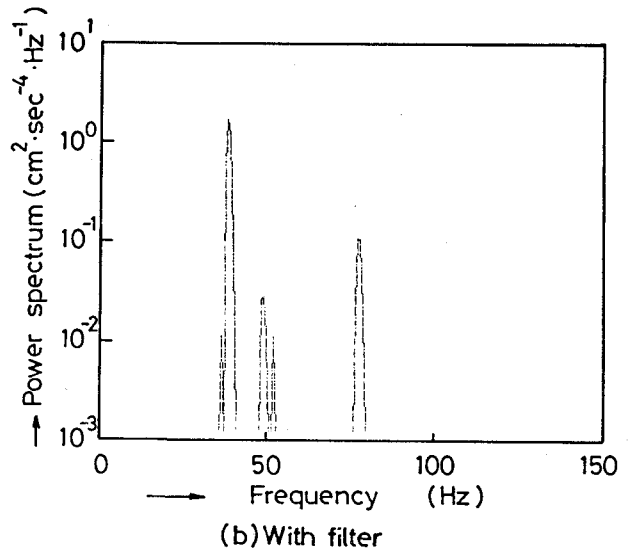


Fig.3-18 Power spectrum density of vibration acceleration.

3.4 パルスTIG溶接における溶融池振動の計測

3.4.1 実験条件

使用した材料は軟鋼板 (SS41) 1.6mm厚、3mm厚及び9mm厚、ステンレス鋼板 (SUS304) 3mm厚と9mm厚、銅板9mm厚である。銅板の場合、移動アークとして試料母板が溶融しない条件を選んでいる。他はすべて静止アークである。薄板 (1.6mm厚、3mm厚) の場合、裏波が形成されるので試験片と梁とは直接接触させていない。電流波形はすべて正弦波直流で平均電流 I_{av} と電流振幅 I_a を一定として、周波数を変えて振動加速度を計測した。静止アークとしているので、溶融池は時間とともに形状及び大きさが変化する。振動加速度波形は点弧と同時にデータレコーダに記録しはじめ、振動計測時間は30秒程度である。なお、アーク長は3mmとし、シールドガスにはアルゴン (20l/min) を使用している。

3.4.2 実験結果

銅板を試験片とした場合、溶融池が形成されないで梁の振動特性を示すものとなる。Fig. 3-19はその振動加速度計測結果である。横軸は正弦波電流の周波数である。周波数を高めると振動加速度は単調に増加するので、アーク力によって試験片と梁が一体となって強制振動していることが分かる。梁の厚さによって剛性並びに共振周波数が異なるが、6mm厚の梁では50Hz以下、3mm厚の梁で30Hz以下で振動加速度は周波数の自乗に比例しており、パルス周波数を変えても梁の振幅は一定であることがうかがえる。

Fig. 3-20(a)(b)は、それぞれ3mm厚の軟鋼板とステンレス鋼板を母板として用いた場合の振動加速度計測結果である。いずれも点弧後15秒から17秒までの2秒間の振動加速度波形を3.3.4に示した方法に従って、データ処理した結果である。母板が溶融すると、振動加速度は、周波数に対して単調増加しない。軟鋼板では20Hz付近でピーク値が存在している。一方、ステンレス鋼板では軟鋼板ほどピークが明瞭に現われていないが、15Hz付近で傾きの変化が認められ

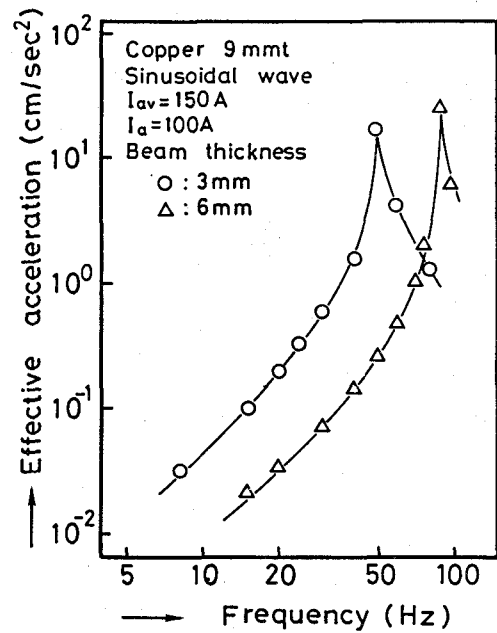


Fig.3-19 Relation between effective acceleration of beam and frequency of pulsed TIG arc traveling on copper anode.

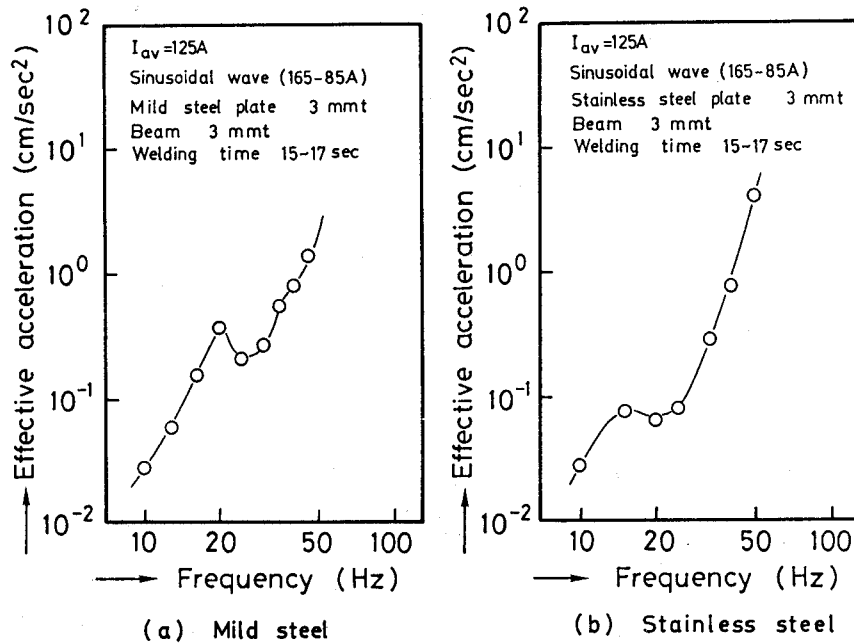


Fig.3-20 Effective accelerations of beam vibrated at the various frequencies of stationary pulsed TIG arc on thin plate of mild steel.

る。これらのピーク値に対応する周波数の付近では、振動振幅が大きく、溶融池の共振周波数であると考えられる。

次に、1.6mm厚の軟鋼板を用いてアーク点弧後3秒毎に分析を行い、溶融池の大きさが振動加速度に及ぼす影響を調べた。Fig. 3-21に示すように点弧後6~8秒では35Hz付近にピークが現われている。点弧後9~11秒では25Hz付近まで低下しており、溶融池が大きくなると共振周波数が低くなることが分かる。

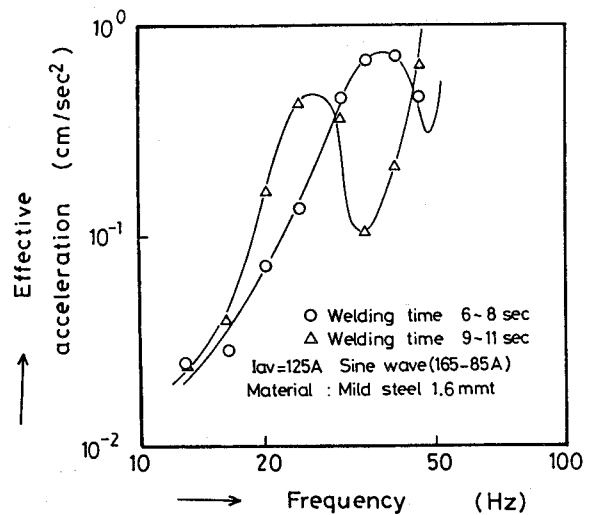


Fig.3-21 Effective acceleration of beam vibrated at various frequencies of stationary pulsed TIG arc on thin plate of mild steel.

3.4.3 溶融池動特性の推定

Fig. 3-20, 21に示されるように梁の振動加速度曲線には、梁の共振周波数 $f_1 (= \omega_1/2\pi)$ と溶融池の共振周波数 $f_2 (= \omega_2/2\pi)$ に対応する周波数付近にピークが現われているので、これらを基準にして溶融池の振動を推定することができる。

Fig. 3-22は、Fig. 3-20(a)の実験条件に対して3.3.2の方法に従っ

て、二質点系モデルを用いて計算した結果である。計算値は $f_1 = 64 \text{ Hz}$ 、 $f_2 = 20 \text{ Hz}$ 、 $P = 650 \text{ dyne}$ に設定し、 c_2 をパラメータとしている。 c_2 を大きくすると f_2 付近でのピークがなくなり、銅板の場合にちかづく。すなわち、溶融池の粘性減衰係数が大きい場合、溶融金属の振動はほとんど起こらず、溶融池は母板及び梁とともに同位相で運動することになる。一方、 c_2 を小さくすると f_2 付近で鋭いピークをもつ曲線となる。ここでは $c_2 = 70 \text{ dyne} \cdot \text{sec/cm}$ とした場合を二質点系モデルによる推定値としている。

周波数が 30 Hz よりも低い領域で実験値と比較的良く一致している。しかし、溶融池の共振周波数 f_2 よりも高い周波数領域において、推定値は実験値よりも低く計算されている。このような傾向は他の実験条件においても一部みられ、極端な例では Fig. 3-23 に示すように梁の共振周波数よりも低い周波数域で溶融池の共振周波数と考えられるピークが2つ現われるものもある。Fig. 3-23 の場合、Fig. 3-20(a) と試験片並びに溶接条件が同一であるが、振動実験に使用した梁が異なる。すなわち、梁の厚さが 6 mm であるので感度が低下するが、より高い周波数領域まで検出できる。従って、 3 mm 厚の軟鋼板の静止アークによる溶融池（点弧後 $15 \sim 17 \text{ 秒}$ ）には 20 Hz 付近と 50 Hz 付近に共振周波数が存在することになる。このことは溶融池が連続体であり、振動モードも数多く存在するため、実験範囲内で複数個の共振周波数が含まれ、振動加速度に影響することを意味している。

以上から二質点系振動モデルで実験結果を完全に表現することができるとはいえないが、溶融池がもつ最も低い

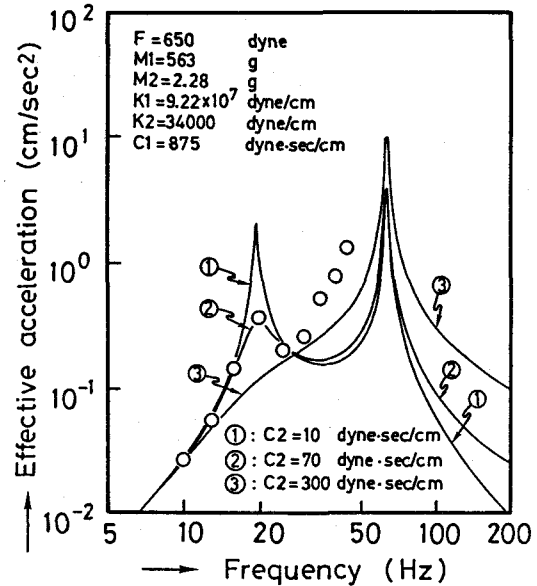


Fig.3-22 Relation between frequency and effective acceleration simulated using calculation model.

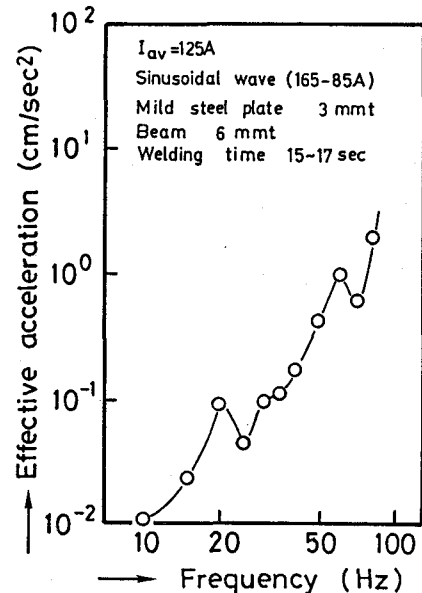


Fig.3-23 Effective acceleration of beam vibrated at various frequencies of stationary pulsed TIG arc on mild steel plate.

Table 3-3 Numerical values used for calculation of weld pool oscillations.

Material	Dimension (mm)	Beam thickness (mm)	Welding I_{av} (A)	current I_a (A)	m_1 (g)	m_2 (g)	k_1 (dyne/cm)	k_2 (dyne/cm)	c_1 (dyne·sec/cm)	c_2 (dyne·sec/cm)	P (dyne)
Copper	50x100x9	3	150	100	900	---	9.22×10^7	---	875	---	1000
	50x100x9	6	150	100	1290	---	3.58×10^8	---	6000	---	900
Mild steel	50x60x1.6	3	75	50	533	0.96	9.22×10^7	23700	875	50	300
	50x60x3	3	125	40	563	2.28	9.22×10^8	34000	875	70	650
	50x60x3	6	125	40	993	2.32	3.58×10^8	40000	6000	70	650
	50x60x9	3	150	100	664	1.15	9.22×10^7	18200	875	60	1300
	50x60x9	3	250	150	634	3.19	9.22×10^7	154300	875	350	3200
Stainless steel	50x60x3	3	125	40	567	4.55	9.22×10^8	40000	875	250	550
	50x60x9	6	150	100	1100	1.69	3.58×10^8	106800	6000	400	1600
	50x60x9	3	250	50	674	5.41	9.22×10^7	133500	875	700	800

共振周波数領域における振動の推定に有効であると考えられる。各実験条件に対して二質点系モデルを適用して求めた各定数（溶融池の動特性）をTable 3-3に示す。

Fig. 3-24はFig. 3-20(a)(b)に対応する実験条件について二質点系モデルから推定した溶融池重心の振幅の周波数特性である。同一の電流波形（正弦波電流 $I_{av} = 125A$ 、 $I_a = 40A$ ）で母板材質の影響を比較している。10Hz以下においてはいずれの材質でも振動振幅は0.2mm程度で周波数によらず一定である。15~30Hzでは軟鋼の場合、振幅が大きくなり、いわゆる共振現象を示すのに対してステンレス鋼ではほとんど振幅の増大がみられない。このように母板材質の違いにより振動状況が異なることが推定される。

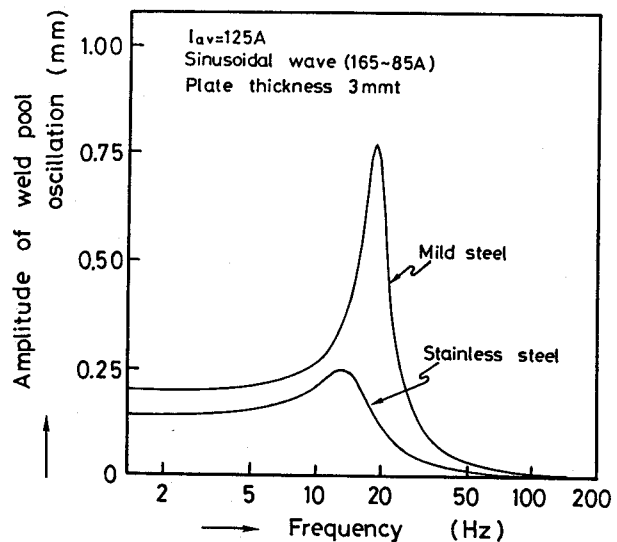


Fig.3-24 Frequency characteristics of weld pool oscillations.

3.4.4 高速度写真による溶融池振動の観測

本項では二質点振動系モデルによる溶融池振動の推定結果と高速度写真による観測結果を比較する。実験では軟鋼板3mm厚を用いて、溶融池底部の動きを真横から観測した。

Fig. 3-25は平均電流 $I_{av} = 125A$ 、電流振幅 $I_a = 40A$ 、周波数20Hzの正弦波

直流を適用したときの溶融池底部の時間的変化を示す。溶融池は電流変化に追従して、上下に振動していることが分かる。これらの写真から試験片裏面を基準として溶融池底部までの変位を測定した。Fig. 3-26に示すように溶融金属底部の振動波形は、いずれも入力電流波形によく応答し、ほぼ正弦波形を呈している。しかし、平均電流と電流振幅を一定としても周波数により、振幅が異なる。周波数20Hzでは5Hzの場合に比べて振幅が大きく共振状態を呈している。なお、溶融池底部の変位の時間的平均値は周波数によらず一定であった。

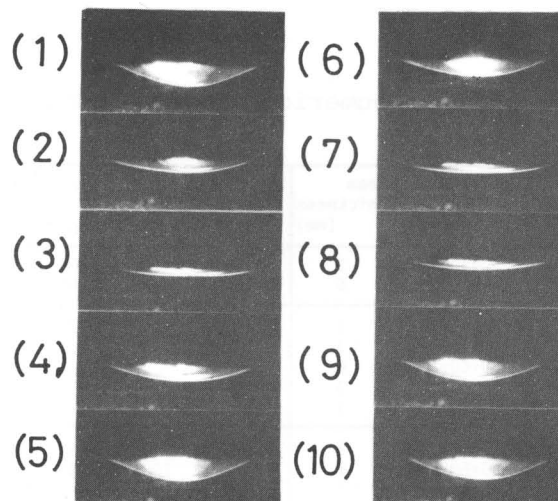


Fig.3-25 Typical frames picked up from high speed photography (400f/s) of weld pool behavior of thin plate, $I_{av}=125A$, $I_a=40A$, sinusoidal wave, $f=20Hz$, mild steel plate 3mmt.

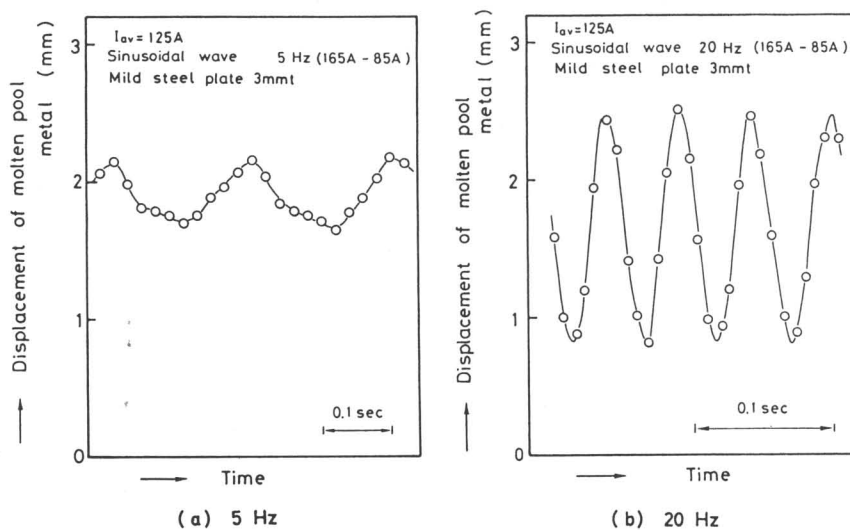


Fig.3-26 Oscillations of weld pool bottom of thin plate.

このようにして高速度写真観察より求めた溶融池底部の振動振幅と二質点系モデルにより推定した溶融池重心の振幅を比較する。Fig. 3-27に示す実線は二質点系モデルを用いて推定した振幅の周波数特性である。高速度写真による測定値は、板裏面の溶融金属底部の変位振幅であるが、両者は定量的によく一致している。これは薄板であるので溶融池裏面と重心のそれぞれの変位がほぼ等しいことによると考えられる。共振周波数を超

える周波数領域では高速度写真による観測値が計算値よりも大きくなっている。このことは振動加速度実測値において高周波側で二質点系振動モデルとのズレ（実測値の方が推定値よりも大きい）がみられることと矛盾しない。溶融池裏面を詳細に観察した結果、周波数が高くなると、高次モードの振動が生じていることを確認した。従って、二質点系振動モデルは溶融池がもつ最低次の共振周波数以下の周波数領域において実験結果を反映しており、梁の振動加速度データから溶融池の振動状況を推定し得ることを示している。

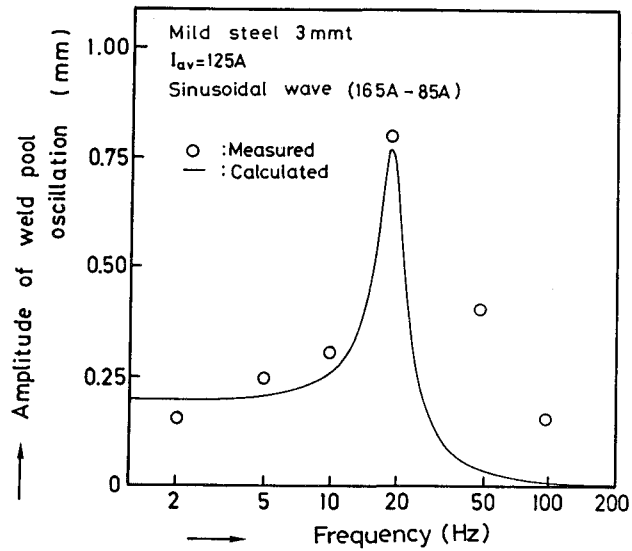


Fig.3-27 Frequency characteristic of weld pool oscillation.

3. 4. 5 液体振動のモデル実験

溶融池に限らず、容器などにはいった液体も共振をおこすはずである。そこで、表面張力、粘性係数、密度の異なる水、水銀、グリセリンを用いてモデル実験を行い、その振動を観察並びに計測した。

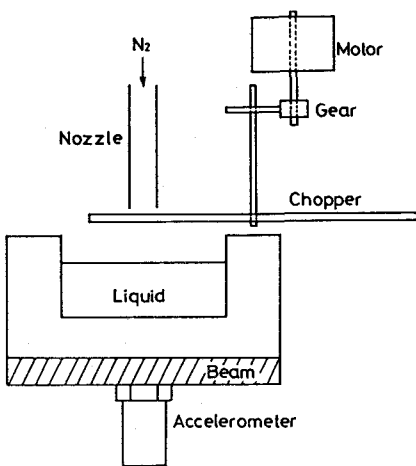


Fig.3-28 Schematic diagram of model experiment of liquid oscillation.

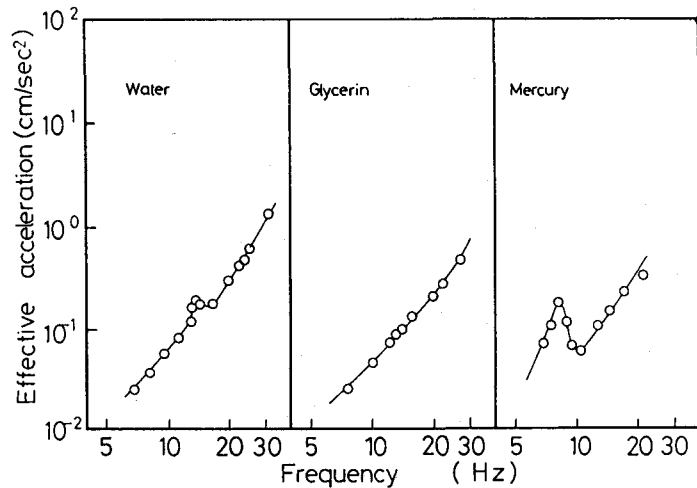


Fig.3-29 Effective acceleration of beam vibrated at various frequencies of gas jet blowing on the liquid surface.

Fig. 3-28はモデル実験の装置の構成を示す。ノズルに窒素ガスを流し、アーク圧力をシミュレートしてチョッパーにより周期的な圧力変化を与えた。Fig. 3-29は振動加速度計測結果を示す。粘性の大きいグリセリンを除いて熔融池の場合と同様、加速度曲線にはピーク値が存在し、Fig. 3-30に示すように共振現象が起こっている。

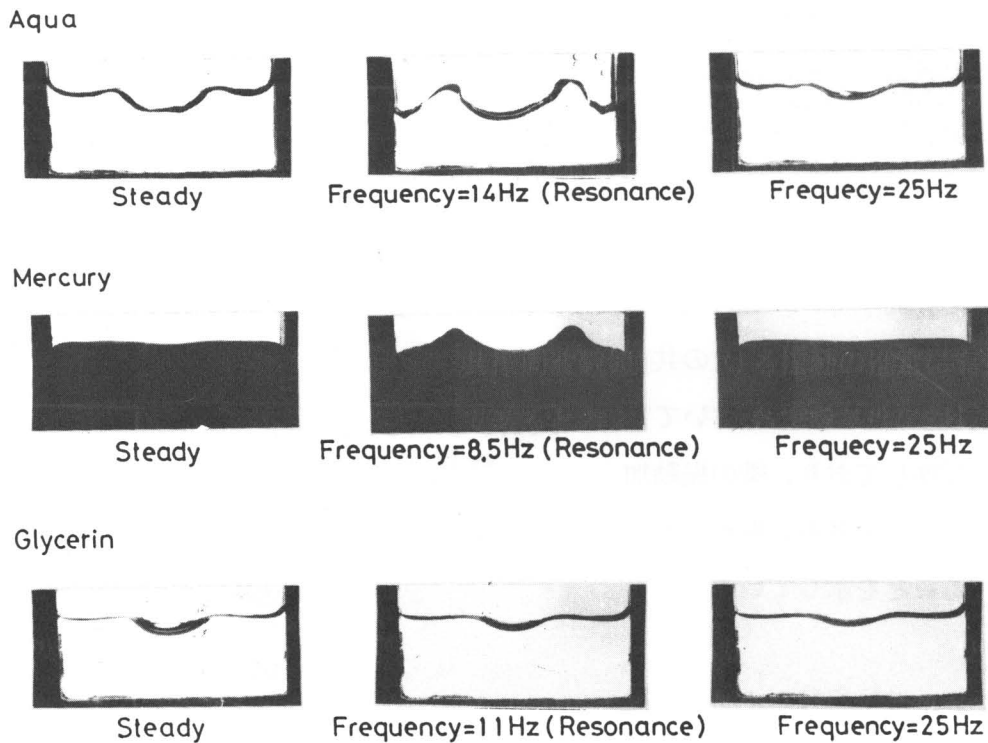


Fig.3-30 Liquid oscillations.

Fig. 3-31は二質点系モデルで計算した液体振動（重心）の周波数特性である。水、水銀ともに共振周波数でもっとも振幅が大きくなっている。しかし、水の場合、共振周波数よりも低い周波数でもかなり変位しているのに対して、水銀の場合、Fig. 3-30でも観察されるように変位は小さい。すなわち、水銀のように表面張力の大きい液体は外力に対する変形量が小さいことを示している。それにもかかわらず、共振周波数付近における振幅の著しい増大は、動粘性が小さいことによるものと考えられる。Table 3-4にそ

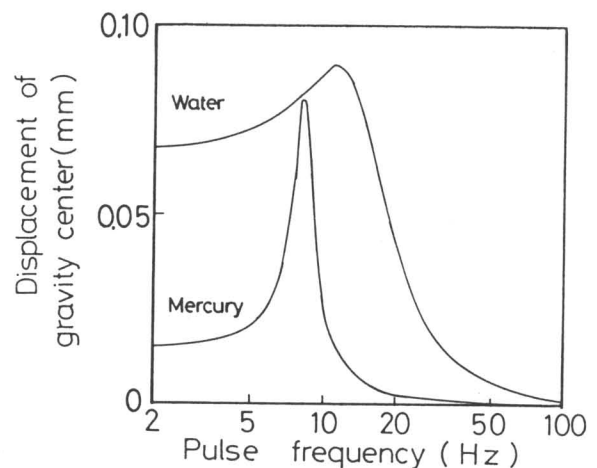


Fig.3-31 Frequency characteristics of gravity center of liquid in the basin.

それぞれの液体の物性値を示す。

Table 3-4 Physical properties of fluid.

Liquid	Density (g/cm ³)	Surface tension (dyne/cm)	Viscosity (g/cmsec)	Kinematic viscosity (cm ² /sec)
Aqua	1.0	72.75	0.01	0.01
Mercury	13.6	470.0	0.0155	0.00114
Glycerin	1.26	65.0	8.7	6.9

3.5 溶融池振動の駆動力

アーク力にはプラズマ気流による動圧、溶融池内を流れる電流による電磁力、溶融池へ飛び込む溶滴の衝撃力、溶融金属の蒸発反力などが含まれる。本節ではアーク圧力分布の測定結果から導出した力と振動加速度測定から得られる力を比較して、パルスTIG溶接の溶融池振動駆動力に寄与するプラズマ気流の影響を検討する。

3.5.1 アーク圧力分布より導出されるアーク力

アーク圧力分布からアーク力（一方向成分） f を算出する場合、圧力分布を $P(x,y)$ とすると

$$f = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} P(x,y) dx dy \quad (3.31)$$

で求まる。そこで、3.2に述べた方法に従って完全直流TIGアークの圧力分布を測定した。測定は0.7mm径の圧力孔をもつ水冷銅板上で行った。Fig. 3-32に示すようにx方向に0.5mm間隔で、y方向の圧力分布を測定した。アーク圧力分布を軸対称のガウス分布であると仮定した場合、圧力測定孔径、x方向の測定間隔を考慮して計算するとこの方法によるアーク力の推定誤差は15%程度に見積もることができる。

Fig. 3-33はこのようにして圧力分布から評価したプラズマ気流によるアーク力である。併せて内田によるアーク力の直接測定結果をプロットしている。²⁷⁾いずれもア

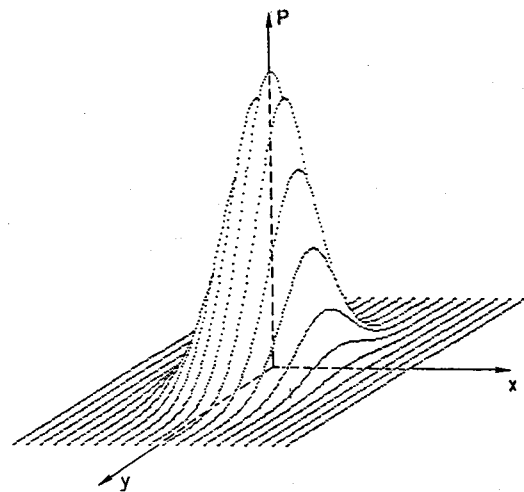


Fig.3-32 Evaluation of arc forces from pressure distribution on the water cooled copper anode.

ーク力は、電流値の自乗に比例しているが、アーク圧力分布より求めた値（本実験）は、内田による測定値よりも小さい。内田は鉄系の母板上に点弧し、熔融池が形成された状態で測定している。従って、水冷銅板の場合とアーク形状が異なることと、母板中を流れる電流による効果も含まれることが差異の原因であると考えられる。

3.5.2 振動加速度より評価されるアーク力

振動加速度計測を通して得られる熔融池振動の駆動力は、アーク力の変動振幅（交流分）である。従って、プラズマ気流のアーク力への寄与を検討するためには電流変化に対応したアーク力変動の振幅を調べる必要がある。すでに明示したようにプラズマ気流による動圧は、100Hz程度では十分電流波形に追従して変化する。正弦波直流の場合、Fig. 3-33からベース電流（ $I_b = I_{av} - I_a$ ）とピーク電流（ $I_p = I_{av} + I_a$ ）に対応したアーク力の値を読みとることによって変動振幅を求めることが可能である。

Fig. 3-34は、縦軸に振動実験から得られた駆動力の振幅をとり、横軸にはアーク圧力測定から得られたアーク力をとって比較している。両者は強い相関関係を示すが、振動加速度より求めたアーク力の振幅は、プラズマ気流による力よりもやや大きく計測されている。その理由として次の二点が考えられる。

- 1) 振動実験では、熔融池や母板を流れる電流によるローレンツ力が梁に加わる。
- 2) アーク圧力より算出したアーク力の振幅は水冷銅板上で測定した完全直流に対する値を

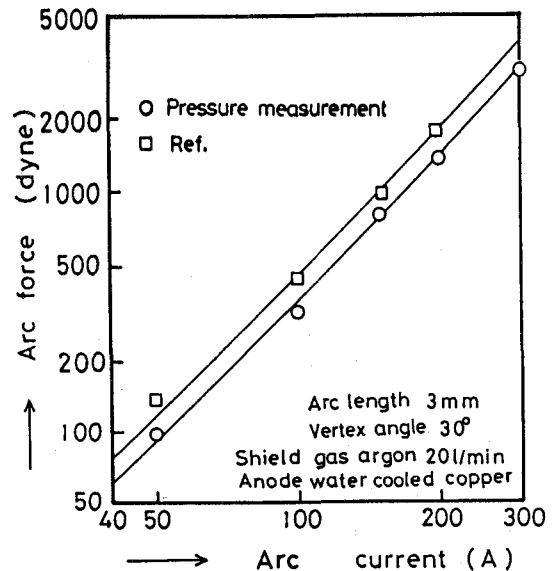


Fig.3-33 Relation between arc current and arc forces evaluated from arc pressure of TIG arc on the water cooled copper anode.

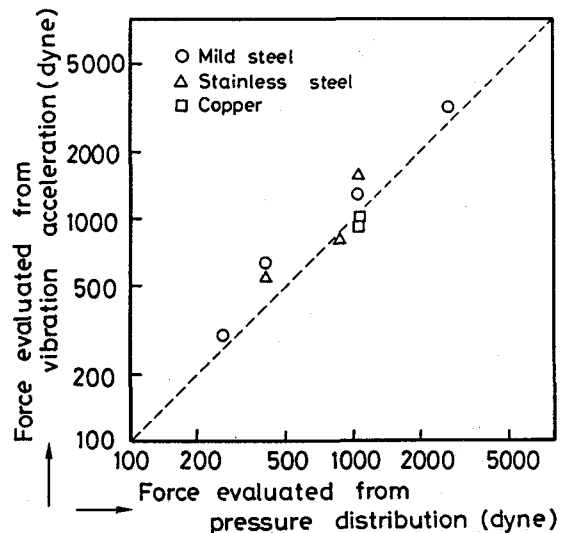


Fig.3-34 Comparison of forces evaluated from pressure distribution with those evaluated from vibration accelerations.

適用している。一方、振動実験では溶融池上にアークが発生しており、しかもパルスアークであるのでプラズマ気流の動圧分布が多少なりとも異なっている可能性がある。

以上から、内田のデータも考慮すると溶融池内を流れる電流による直接的な電磁力も無視できない。しかし、溶融池金属の振動が溶融池表面の変形の時間的変化であることから、プラズマ気流による動圧が振動の駆動力として大きな役割を果していると結論づけることができる。

3.6 結 言

本章では試験片母板の振動加速度測定を行い、溶融池の振動特性とその駆動力に対するプラズマ気流によるアーク力の寄与について検討した。以下に得られた結果を要約する。

(1) パルスTIGアークの圧力は、300Hzまでは十分電流変化に追随し、圧力変動の振幅と時間的平均値は周波数に依らず一定である。

(2) 適当な寸法、質量の試験片母板と梁を組み合わせると、パルスTIG溶接の溶融池振動は加速度計を用いて測定することが可能である。

(3) パルス電流の周波数が溶融池の固有振動数に一致すると、振動振幅が最大となる。また、平均電流値を一定としてもパルス電流の振幅を大きくすると振動が大きくなる。

(4) 溶融池の共振周波数は、溶融池が大きくなるにつれて低くなる。

(5) 溶融池の振動は、等価質点振動系に置き換えることができる。振動加速度測定結果から推定した振動振幅は、共振周波数よりも低い周波数領域で高速度写真による観測値と一致した。

(6) 水、水銀、グリセリンを用いてモデル実験を行い、液体振動における共振周波数の存在を確認した。

(7) アーク力は電流値の自乗にほぼ比例する。TIGアークでは主としてプラズマ気流による動圧が溶融池振動の駆動力となる。

第4章 溶融池振動の流体力学的考察

4.1 緒言

パルスアーク溶接では、溶接電流にともなうアーク力あるいはアーク圧力の変動によって溶融池金属が振動していることを明示した。本章ではパルス溶接特有の共振現象に注目し、溶融池金属の挙動を解析し、実験結果との比較を行う。

静止液体の自由表面形状は重力並びに表面張力、外圧のつりあいによって定まる。黄地は、溶融池あるいはビードの表面形状を界面張力論から解析しており、アーク圧力が無視できる溶接法や条件領域で定量的な議論が可能であることを明らかにしている。²⁸⁾

しかしながら、パルスアークによると溶接電流にともなうアーク圧力が駆動力となり、溶融池金属の表面形状を時間的に変化させるので波動現象として扱う必要がある。溶融池金属を含めて、液体の表面が外力によって平衡状態から変位させられるとこれを元にひきもどそうとする復元力が働き、波動が起こる。Lambらは、矩形池や円形池の自由振動を解析しており²⁹⁾、固有振動数が大きさや深さなどの境界条件と振動の様式、姿態によって決定されることを示している。そこで、これらの点を踏まえて、振動計測により得られた溶融池の共振周波数やパルスTIG溶接におけるハンピング周波数が、溶融池の形状・寸法、表面張力・密度などの溶融池金属の物性値とどのように関連づけられているかを検討する。

4.2 部分溶け込み溶接における溶融池の共振周波数

4.2.1 円形池の波動に関する予備的検討

静止アークによると溶融池は円形となる。一方、移動アークによる溶接を行うと溶融池形状は楕円形あるいは涙滴形状を呈する。ここでは比較的低速のTIG溶接を対象としているので、定性的な検討には円形池で近似してもよいと考えられる。

溶融池に生じる波動はプラズマ気流や電極ワイヤからの溶滴移行を駆動力としているが、アーク直下の溶融池表面の圧力分布は不明である。また、溶融池金属内の温度は一様ではなく、表面張力や密度が場所によって異なる。さらに溶融池内に対流があるので厳密な議論はできないが、溶融池金属の物性値が時間や位置によって変化しないと仮定して、自由表面の振幅が小さく、線形近似の可能な波動に関して考察を進める。

(1) 基礎方程式

非圧縮性（密度一定）のニュートン流体の運動に対する基礎方程式は、次式に示す連続の式と運動方程式（ナビエ・ストークス式）で与えられる。

$$\nabla \cdot \bar{v} = 0 \quad (4.1)$$

$$\rho \{ \partial \bar{v} / \partial t + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} \} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \bar{v} + \bar{F} \quad (4.2)$$

ただし、 ρ ：密度、 μ ：粘性係数、 P ：圧力、 \bar{F} ：外力ベクトル、 \bar{v} ：速度ベクトル、 ∇ ：ナブラ演算子、 ∇^2 ：ラプラシアン演算子である。

ここで解析を容易にするため、まず流体の粘性を無視し、変形に伴う応力が生じないような完全流体を仮定する。次に非回転運動（渦度が0）を想定し、速度ポテンシャルを導入すると、(4.1)(4.2)式から

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (4.3)$$

$$-\partial \phi / \partial t + q^2 / 2 + P / \rho + \Omega = C \quad (4.4)$$

が得られる。ただし、 ϕ ：速度ポテンシャル（ $\bar{v} = -\nabla \phi$ ）、 q ：流速、 Ω ：外力のポテンシャル（ $\bar{F} = -\rho \nabla \Omega$ ）、 C ：任意定数である。速度ポテンシャルは(4.3)式のラプラス式の境界値問題の解として与えられる。(4.4)式はベルヌイの式であり、速度ポテンシャルの時間的変化と復元力、外力との関係を与える。

(2) 境界条件

今、Fig. 4-1に示すような半径 R 、一様な深さ h の円形池に対する解を求める。波動や揺動がない平衡状態の熔融池表面の位置を円筒座標系の $z = 0$ とおく。自由表面は微小振幅で波動しており、内部の液体粒子は液面と同位相で、かつ同一周期の運動をすると仮定する。

このとき、境界条件として次の二点を与える。

(I) 底 ($z = -h$) の液体粒子は鉛直方向 (z 方向) に運動しない。

(II) 熔融池周辺部 ($r = R$) では、表面は変動せず $z = 0$ に保たれている。

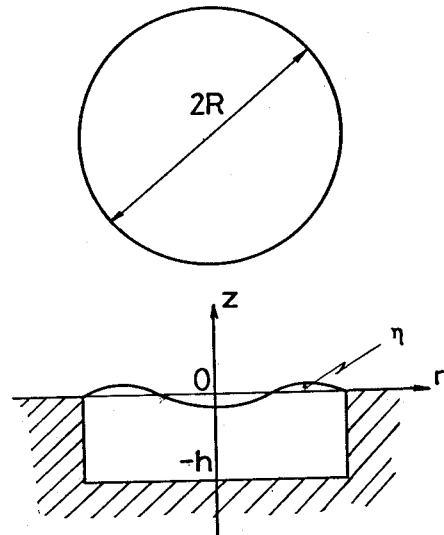


Fig.4-1 Coordinate of circular basin and waves on the fluid.

(3) 分散関係（固有振動数と振動モード）

角周波数 ω で振動している波動の速度ポテンシャル ϕ は、式(4.3)と境界条件(I)から次式で与えられる。

$$\phi = \phi_0 \cdot \cosh k(z+h) \cdot \cos \omega t \quad (4.5)$$

$$\partial^2 \phi_0 / \partial r^2 + \partial \phi_0 / (r \partial r) + \partial^2 \phi_0 / (r^2 \partial \theta^2) + k^2 \phi_0 = 0 \quad (4.6)$$

(4.6)式に対する解は、

$$\phi_0 = \sum_{n=0}^{\infty} J_n(kr) (A_n \cos n\theta + B_n \sin n\theta) \quad (4.7)$$

である。ただし、 $J_n(x)$ ：第1種n次ベッセル関数、 A_n 、 B_n ：境界条件から決定される定数である。

ここで、液面の変位 η をFig. 4-1に示すように平衡状態位置 ($z=0$) を基準にとると、 η の時間的变化は $z=0$ における液面速度の z 成分に等しいとおける。すなわち、速度ベクトル v の成分(u, v, w)は円筒座標系に対して $u = -\partial\phi/\partial r, v = -(1/r)(\partial\phi/\partial\theta), w = -\partial\phi/\partial z$ であたえられるので、

$$\partial\eta/\partial t = -\partial\phi/\partial z |_{z=0} \quad (4.8)$$

が成り立つ。従って(4.5)(4.8)式から

$$\eta = -(k/\omega)\phi_0 \sinh(kh) \cdot \sin\omega t \quad (4.9)$$

とおける。一方、液面の変位に対して(4.4)式のベルヌイ式は、

$$P/\rho = \partial\phi/\partial t |_{z=0} - g\eta - q^2/2 \quad (4.10)$$

となる。なお、 Ω として重力加速度 g によるポテンシャルを与えている。また、液面では変形に応じて次式に示される表面張力 γ による圧力 P_r が、重力とともに復元力として働く。

$$P_r = -\gamma \{ \partial^2\eta/\partial r^2 + \partial\eta/(r\partial r) + \partial^2\eta/(r^2\partial\theta^2) \} \quad (4.11)$$

微小変動を仮定しているので、液面の曲率は線形近似している。さらに(4.10)式において2次以上の高次項 q を省略すると、(4.5)、(4.9)~(4.11)式から

$$\begin{aligned} -(k/\omega)(g + k^2\gamma/\rho)\phi_0 \sinh(kh) \cdot \sin\omega t \\ = -\phi_0 \cosh(kh)\omega \cdot \sin\omega t \end{aligned} \quad (4.12)$$

の関係が得られる。(4.12)式から自由振動の固有振動数 ω は、

$$\omega^2 = (gk + \gamma k^3/\rho) \tanh(kh) \quad (4.13)$$

で与えられる。 k の値は境界条件(11)から $\eta|_{r=R}=0$ としているので、 $\phi_0|_{r=R}=0$ の根として得られる。Table 4-1に $J_n(x)=0$ の根 u_{nm} を示す。

(4.9)式から液面形状は $k = u_{nm}/R$ の各値に対してFig. 4-2に示すように種々の規準振動モードをとる。液体がどのようなモードで揺動するかは、初期条件の変位状態や外部から印加される圧力の分布によって異なる。パルスアークによる熔融池振動の場合、駆動力であるアーク圧力の熔融池上での分布が大きく影響する。従って、プロセスパラメータとして溶接

Table 4-1 Roots of Bessel function.

n \ m	1	2	3
0	2.405	5.520	8.654
1	3.832	7.016	10.17
2	5.136	8.417	11.62

$n \setminus m$	1	2	3
0			
1			
2			

Fig.4-2 Oscillation mode of the fluid in circular basin.

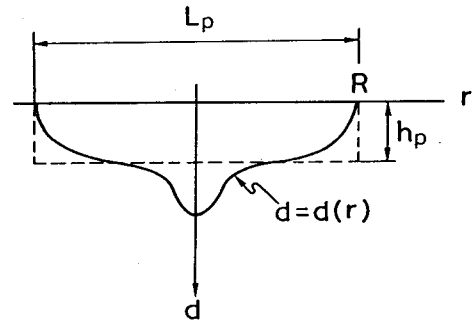


Fig.4-3 Circular basin equivalent to stationary weld pool.

速度や電流、シールドガス、電極棒などはアーク発生位置や圧力分布を支配するので、重要な因子となる。

移動アークすなわち溶接時にはアークは溶融池前方に位置し、Fig. 2-21で観察したように $n=1, m=1$ の規準モードに近い形で共振現象を起こすと考えられる。一方、静止アークでは溶融池中心にアークが位置するので、 $n=0$ のモードが支配的になる。

4.2.2 計算値と実験結果の対比

前項で得られた結果を実際の溶融池に適用する場合、境界条件を与える溶融池の形状、寸法の評価が問題となる。すなわち、溶融池は円形ではなく、溶け込み深さも一様でない。本研究では溶接後の溶け込み断面形状から、溶融池の体積を算出し、等価円形池を想定して両者の体積が等しくなるように等価池の直径と深さを決定した。なお、実験はすべて下向きで行っている。

(1) 静止アークによる溶融池

まず、静止アークによる円形溶融池に対して解析結果の適用を行う。Fig. 4-3に示すような溶け込み断面形状から等価円形池の直径 L_p 、深さ h_p は次式により求めた。

$$L_p = 2R \quad (4.14)$$

$$h_p = \int_0^R 2\pi r d(r) dr / \pi R^2 \quad (4.15)$$

静止アークではアーク圧力は溶融池の中心部に加わり、アーク直下のくぼみに対応する体積分だけ周辺部が盛り上がる。従って、Fig. 4-2に示す $n=0, m=2$ の振動モードに近い形で揺動するので、共振周波数 f_0 は $k_p = 5.520/R$ として

$$f_0 = (1/2\pi) \sqrt{(g k_p + \gamma k_p^3 / \rho) \cdot \tanh(k_p h_p)} \quad (4.16)$$

から求めることができる。(4・16)式に溶融池の寸法と物性値 (Table 4-2) を代入すると共振周波数が計算できる。一方、振動加速度測定により、すでに共振周波数が得られている (Table 3-3)。そこで、振動実験より得られた共振周波数を横軸にとり、縦軸に計算値をとって比較する。Fig. 4-4 に示すように両者はよく対応している。なお、軟鋼板において実験値と計算値の差が大きい点がひとつある。実験では、平均電流値が低く、溶融金属は液滴状態となっていた。液面の波動ではなく、液滴全体の揺動が起きていたので、(4・16)式の適用に無理があったと考えられる。

(2) 移動アークによる溶融池

移動アークの場合、溶け込み深さに加えて、溶融池形状も溶接条件によって変化する。そこで、Fig. 4-5 に示すようにクレータ表面積 S_c 、溶け込み深さ d をもつ溶融池を、直径 L_p 、深さ h_p の等価円形池に置き換えた。すなわち、溶け込み断面形状を楕円形 (長軸: $L_p/2$, 短軸: d) と仮定し、溶融池を回転楕円形で近似している。回転楕円体と等価円形池の体積を等しくすると、 L_p と h_p は次式で与えられる。

$$L_p = 2\sqrt{S_c/\pi} \quad (4\cdot17)$$

$$h_p = 2d/3 \quad (4\cdot18)$$

Table 4-2 Surface tension and density of liquid metals.

Material	Surface tension γ dyne/cm	Density ρ g/cm ³
Mild steel	1000	7.6
Stainless steel	1300	7.9
Al alloy	900	2.5

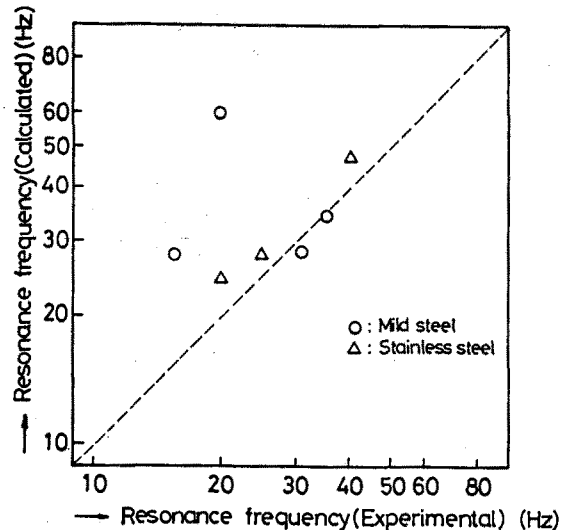


Fig.4-4 Comparison of resonance frequencies obtained from experimental with those calculated.

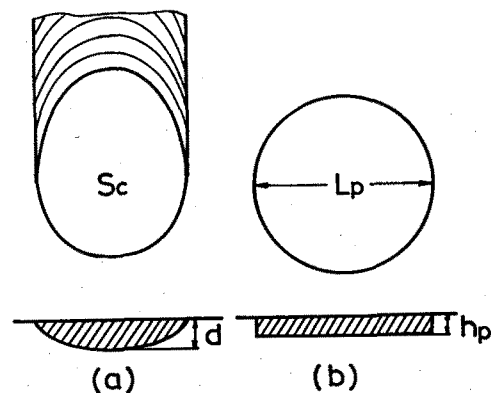


Fig.4-5 Calculation model of weld pool oscillation by moving pulsed arc.

クレータ表面積や溶け込み深さなどのビードパラメータは母材の種類や溶接条件により異なる。Fig. 4-6は軟鋼の場合を示す。溶接速度を大きくするとクレータや溶け込みは小さくなる。(4.16)~(4.18)式を用いて共振周波数を計算する。溶接時アークは溶融池前方に位置するので振動モードとしては $n=1$ 、 $m=1$ に近いと考えられる。比較のため $k_p=2 \times 3.832/L_p$ ($n=1, m=1$)、 $k_p=2 \times 2.405/L_p$ ($n=0, m=1$)、 $k_p=2\pi/L_p$ として計算する。Fig. 4-7に示すようにいずれも計算結果の共振周波数はハンピング周波数(実験結果)同様、溶接速度とともに高くなっている。しかし、円形池の固有振動数との一致はみられず、ハンピング周波数は $n=0, m=1$ モード

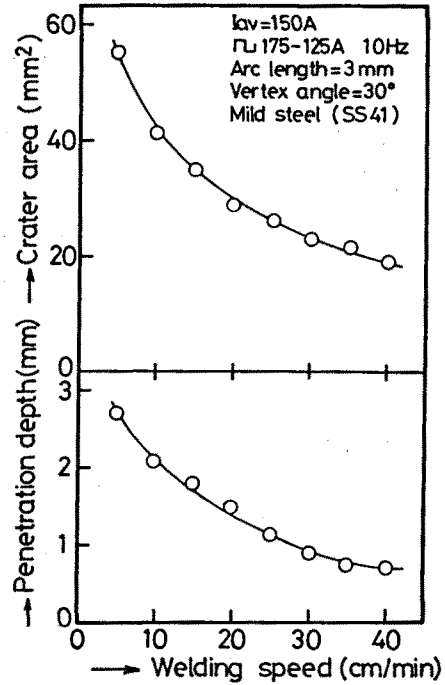


Fig.4-6 Relation between welding speed and bead parameters in pulsed TIG welding.

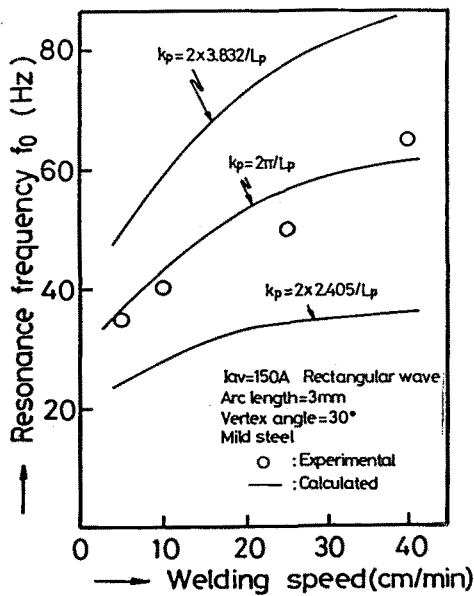


Fig.4-7 Relation between welding speed and resonance frequency of weld pool estimated.

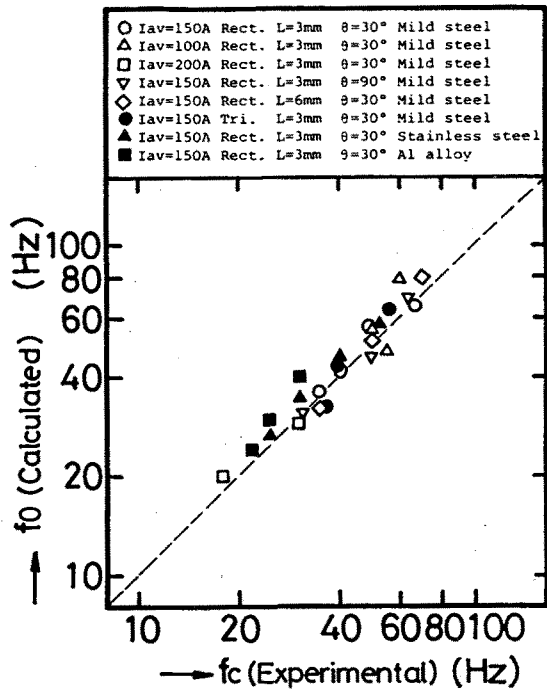


Fig.4-8 Comparison between humping frequency f_c obtained from experimental and resonance frequency of weld pool f_0 estimated.

と $n=1$ 、 $m=1$ モードの中間的な値を示している。この理由として溶融池形状の等価円形池への置き換えに伴う誤差に加えて、アーク圧力による強制振動モードと自由振動モードとの差異が考えられる。

本項では、パルスTIG溶接において溶融池が共振現象を起こして、不安定となる周波数を Fig. 4-7 から $k_p = 2\pi/L_p$ とおいて実験結果と比較する。Fig. 4-8 は、縦軸を(4.16)~(4.18)式による共振周波数 f_0 とし、横軸の実験によって求めたハンピング周波数 f と比較している。実験では、母材の種類や溶接条件(電流、速度、アーク長、電極先端角度、波形など)を変えている。両者はよく対応しており、円形池の波動理論にもとづいた分散関係(4.13)式により溶融池の共振周波数を推定できることが分かる。

4.3 裏波溶接における溶融池の共振周波数

4.3.1 分散関係

板厚が薄くなると、Fig. 3-25で観察されたように裏波が形成され、溶融池金属は裏面でも振動する。従って、4.2.1項の境界条件は適用できない。そこで Fig. 4-9 に示す座標系の溶融池モデルにより解析する。すなわち、溶融池の裏面側にも気体(シールドガスや空気)が接しているので、速度ポテンシャルを気相(ϕ_1 、 ϕ_1')と液相(ϕ_2)に分けて定義する。 $z \rightarrow \pm\infty$ で気体は静止しているという条件のもとにそれぞれの速度ポテンシャルは、

$$\phi_1 = \phi_0 (A e^{-kz}) \cos \omega t \quad (4.19)$$

$$\phi_2 = \phi_0 (a e^{kz} + b e^{-kz}) \cos \omega t \quad (4.20)$$

$$\phi_1' = \phi_0 (B e^{kz}) \cos \omega t \quad (4.21)$$

とおくことができる。

溶融池の裏面がガスバックング等で水平に保たれている場合 (Fig. 4-9(a))、

溶融池の表面と裏面の変位をそれぞれ η 、 η' とおくと、

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{\partial \phi_2}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial \eta'}{\partial t} = -\frac{\partial \phi_2}{\partial z} \Big|_{z=-h} = -\frac{\partial \phi_1'}{\partial z} \Big|_{z=-h} \quad (4.23)$$

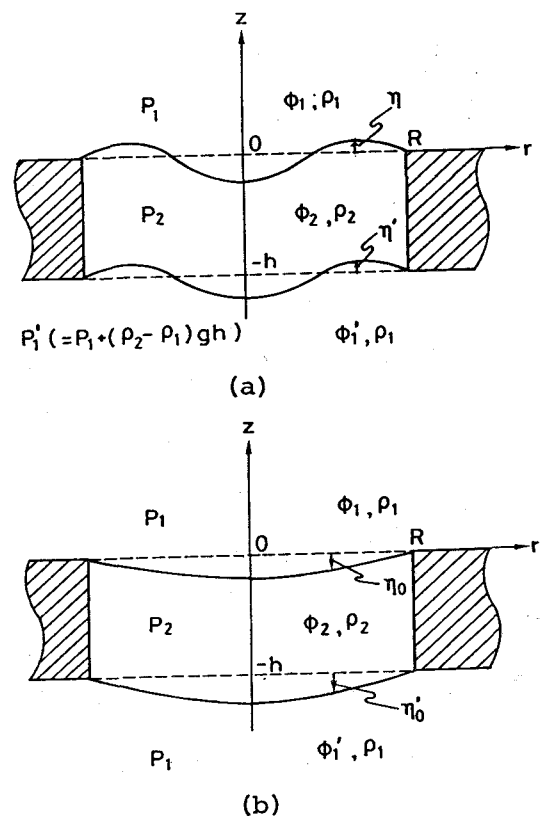


Fig.4-9 Calculation model for dispersion relation of full penetrated weld pool.

の関係から、次式が得られる。

$$\eta = -(k/\omega)\phi_0(a-b)\cdot \sin \omega t \quad (4\cdot24)$$

$$\eta' = -(k/\omega)\phi_0(a e^{-kh} - b e^{kh})\cdot \sin \omega t \quad (4\cdot25)$$

溶融池内の体積は一定であるから、

$$\int_0^h \int_0^{2\pi} (\eta - \eta') r dr d\theta = 0 \quad (4\cdot26)$$

の条件の下に

$$b = a (1 - e^{-kh}) / (1 - e^{kh}) \quad (4\cdot27)$$

が定まる。ベルヌイ式(4.4)から溶融池裏面の圧力は、

$$P_2/\rho_2 = \partial \phi_2 / \partial t |_{z=-h} - g(\eta' - h) + P_1/\rho_2 \quad (4\cdot28)$$

$$P_1'/\rho_1 = \partial \phi_1' / \partial t |_{z=-h} - g(\eta' - h) + \{P_1 + (\rho_2 - \rho_1)gh\} / \rho_1 \quad (4\cdot29)$$

で表わせる。気相と液相の界面での圧力差は表面張力による圧力とつりあうので、

$$P_2 - P_1' - \gamma \nabla^2 \eta' = 0 \quad (4\cdot30)$$

(4.24)、(4.27)~(4.30)式から分散関係として

$$\omega^2 = \{- (\rho_2 - \rho_1)gk + \gamma k^3\} / \{\rho_1 + \rho_2(\cosh(kh) - 1) / \sinh(kh)\} \quad (4\cdot31)$$

が得られる。 $\rho_1/\rho_2 \ll 1$ であるので、 $\rho_2 = \rho$ とおくと裏面溶融池の固有振動数 ω は、

$$\omega^2 = (-gk + \gamma k^3/\rho) \sinh(kh) / (\cosh(kh) - 1) \quad (4\cdot32)$$

で与えられる。ここで、 kh が十分小さいとすると、

$$\omega^2 = 2(-gk + \gamma k^3/\rho) / (kh) = -2g/h + 2\gamma k^2/\rho h \quad (4\cdot33)$$

となり、 $g \ll \gamma k^2/\rho$ の場合、いわゆる円形膜の振動に対する解として得られる。

なお、Fig. 4-9(b)に示すように平衡状態で重力と表面張力がつりあっている場合も変動がない時の表面形状 η_0 、 η_0' の曲率が小さく、線形近似ができる範囲では(4.31)、(4.32)式が成立する。

さて、(4.32)式の右辺に注目すると、 $k < \sqrt{\rho g/\gamma}$ すなわち、溶融池サイズが $R > (u_{nm}/\sqrt{2})\sqrt{2\gamma/\rho g}$ の場合、負となる。このとき、 $\omega^2 = -\omega_i^2$ とおくと溶融池裏面の変位は(4.24)式から、

$$\eta' = -(k/\omega_i)\phi_0(a e^{-kh} - b e^{kh})\cdot \exp(\omega_i t) \quad (4\cdot34)$$

で表現できる。上式は、溶融池にはもはや波動が起こらず、その変位が指数関数的に増大する、いわゆる不安定現象(Rayleigh-Taylor不安定)に至ることを示している。このようにアーク溶接の溶融池では境界条件によって安定性が支配される。

一方、(4.32)式の右辺が正の場合($k > \sqrt{\rho g/\gamma}$)、溶融池は平衡状態を中心として振動

する。

4.3.2 計算値と実験値の対比

前章において静止アークによる薄板の溶融池挙動を調べた。Fig. 3-25に示したように溶融池底部は落ち込んだ形状となるので、最低次の振動は $n=0$ 、 $m=1$ のモードが支配的であると考えられる。そこで、溶融池直径 L_p 、板厚 h 及び(4.32)式から共振周波数 f_0 は、

$$f_0 = (1/2\pi) \sqrt{(-gk_p + \gamma k_p^3 / \rho) \sinh(k_p h) / (\cosh(k_p h) - 1)} \quad (4.35)$$

で計算できる。ただし、 $k_p = 2 \times 2.405 / L_p$ である。

Fig. 4-10は、板厚1.6mmの軟鋼板の溶融池直径をアーク点弧後の時間に対して調べたものである。なお、溶接時間を長くすると溶融池が大きくなり、上述の不安定現象に至る（溶け落ちが発生する）。

3.4節で明らかにしたように時間とともに溶融池サイズは大きくなり、共振周波数は低下する。Fig. 4-11は、振動実験により得られた共振周波数とFig. 4-10を用いて(4.35)式から計算した結果との比較を示す。両者はよく一致している。この場合、境界条件がモデルに近いこととアーク圧力が小さく微小変動の条件を満たすため、定量的にも波動理論の適用が可能であることを示している。

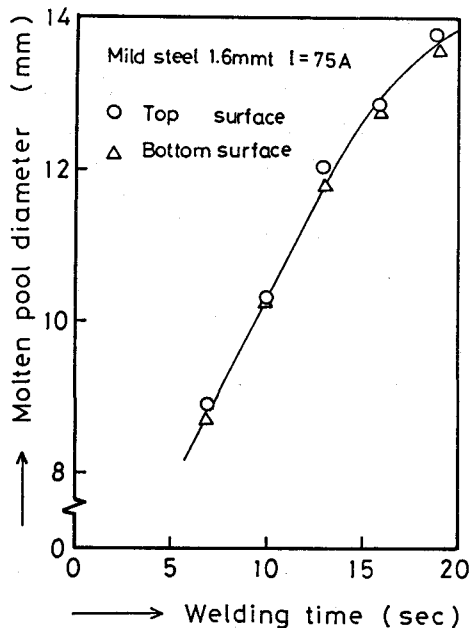


Fig. 4-10 Relation between welding time and diameter of weld pool by stationary TIG arc.

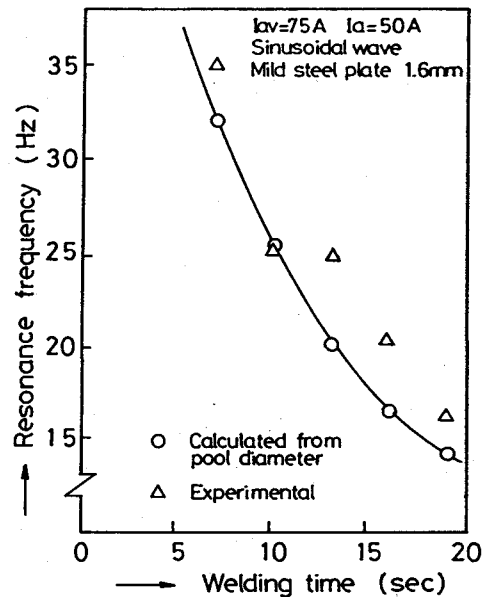


Fig. 4-11 Relation between welding time and resonance frequency of weld pool.

4.4 溶融池振動現象の数値解析

パルスTIG溶接における溶融池の共振周波数は、溶融池寸法や表面張力、密度、外力の印加位置（振動モード）によって決定され、円形池における液体振動の固有振動数で推定できることが前節で明らかとなった。しかしながら、共振周波数とともに動特性を表わす、振動のしやすさあるいは減衰性やパルスアークによる強制振動現象に関しては不明である。本節では、非圧縮性流体の運動に対して開発された数値計算の手法であるMarker And Cell Method（以後、MAC法と呼ぶ）³¹⁾を用いて溶融池振動の時間的変化を解析し、表面張力や粘性の物性値とパルスアークによる強制振動の影響を定性的に検討する。

4.4.1 溶融池モデル

数値計算を行うにあたって、以下の仮定を設けた。

- (I) 溶融池はFig. 4-12に示すような矩形断面（幅 L_p cm、深さ h cm）をもつ2次元モデルとし、境界（固液界面）ではすべりが起こらない。
- (II) アーク圧力は矩形分布（圧力 P dyne/cm²、分布幅 x_0 cm）で溶融池中心に対して、対称に加わる。
- (III) 溶融池に作用する力は重力、表面張力、アーク圧力のみとする。密度、表面張力、粘性係数は位置や時間による変化はなく一定である。

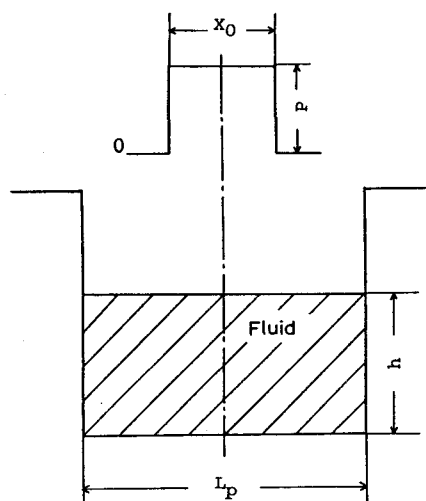


Fig.4-12 Two dimensional model for numerical computation of fluid oscillation.

MAC法による解析方法は付録に記述する。

4.4.2 溶融池の動特性を決める因子

Fig. 4-12に示す溶融池モデルに矩形分布のアーク圧力を時間に対するステップ関数で与え、そのときの溶融池（液体）振動の時間的変化を調べた。

Fig. 4-13は溶融池全体の揺動の様子を時間ステップ毎に示した計算例である。アーク圧力を印加した領域でくぼみ、周辺部ではその体積に応じて盛り上がりが見られる。そして、表面形状が時間的に変化していることが分かる。

次に溶融池中心表面の1個のマーカー粒子の動きに注目すると、Fig. 4-14に示

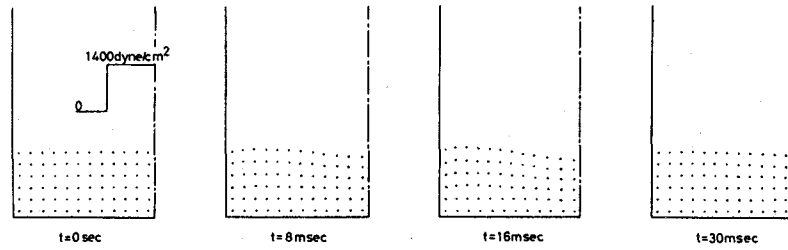


Fig.4-13 Change of marker particles in the basin, computed.

$$(L_p=1.2\text{cm}, h=0.3\text{cm}, \gamma=1500\text{dyne/cm}, \\ \nu=0.5\text{cm}^2/\text{sec}, \rho=7.8\text{g/cm}^3, x/L_p=0.33)$$

すように圧力がステップ関数で与えられているので、マーカー粒子は共振周波数で振動、減衰しながら表面張力、重力並びに外部から与えた圧力とつりあう位置におちつく。線形振動系におけるステップ応答は、

$$A(t)=A_0[1-\exp(-\xi_0 t)\{\cos(2\pi f_0 t)+ \\ (\xi_0/2\pi f_0)\sin(2\pi f_0 t)\}] \quad (4.36)$$

で与えられる。ただし、 ξ_0 :減衰率 (1/sec)、 f_0 :固有振動数 (Hz) である。Fig. 4-14 に示すステップ応答波形を(4.36)式で近似すると熔融池の動特性を推定できる。熔融池の幅 (L_p)、深さ (h)、表面張力 (γ)、動粘性係数 (ν) などを変えて数値計算し、2次元矩形熔融池の固有振動数 f_0 と減衰率 ξ_0 を次式の如く求めた。

$$f_0 = \alpha \sqrt{\gamma / \rho L_p^3} \quad (4.37)$$

$$\xi_0 = \beta (\nu / L_p^2) (L_p / x_0)^{1/4} \quad (4.38)$$

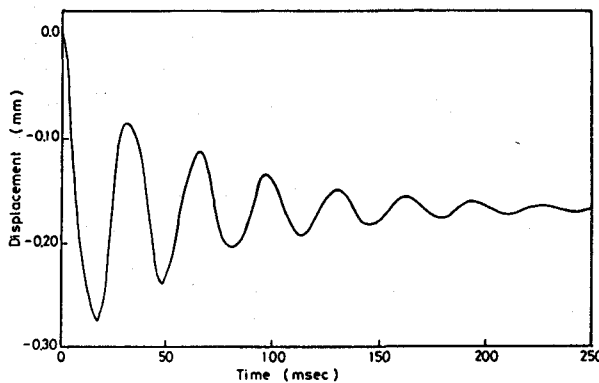


Fig.4-14 Computed oscillation of fluid surface at the center of basin.

$$(L_p=1.2\text{cm}, h=0.3\text{cm}, \gamma=1500\text{dyne/cm}, \\ \nu=0.5\text{cm}^2/\text{s}, \rho=7.8\text{g/cm}^3, x/L_p=0.33)$$

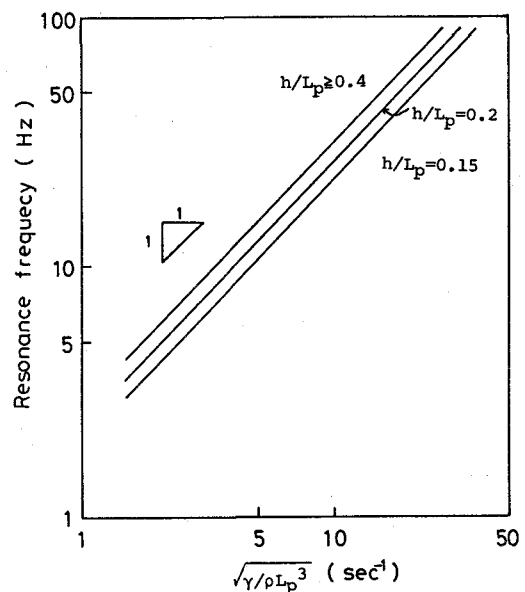


Fig.4-15 Relation between parameter $\sqrt{\gamma/\rho L_p^3}$ and resonance frequency computed.

ただし、 $\alpha, \beta : (h_p/L_p)$ の関数である。 α はFig. 4-15で与えられ、 $(h/L_p) \geq 0.4$ の場合、 $\alpha = 3.1$ となる。 β は $(h/L_p) < 0.32$ の場合、 $\beta = 8x(L_p/h)$ 、 $(h/L_p) \geq 0.32$ では $\beta = 25$ で与えられる。

さて、MAC法による数値計算結果の妥当性を検討するため、固有振動数に関して完全流体の解析解との比較を行う。矩形池における固有振動数 f_r は次式で得られる。

$$f_r = (1/2\pi) \sqrt{(gk_p + \gamma k_p^3 / \rho) \tanh(k_p h)} \quad (4.39)$$

溶融池中心に対して対称な波動の最低次モードは $k_p = 3\pi/L_p$ である。 gk_p を無視すると $(h/L_p) \geq 0.4$ に対して(4.39)式は

$f_r = 4.5 \sqrt{\gamma / \rho L_p^3}$ となり、数値解と解析解に対するパラメータ $\sqrt{\gamma / \rho L_p^3}$ の影響は一致しており、MAC法により溶融池振動現象を定性的に考察できることを示唆している。

そこで、溶融池振動を前章で扱ったように質点で考えると、動特性は(4.37)(4.38)式を用いて無次元化周波数 $F (= f/f_c)$ と減衰係数比 $\Gamma (= \xi_c / 2\pi f_c)$ でFig. 4-16のように表わせる。共振周波数 f_c は溶融池の形状・寸法に加え、液体金属の表面張力と密度によって決定されるが、外部からの強制駆動力に対する振動の減衰抵抗は、

$$\Gamma = (\beta / 2\pi \alpha) \mu (\rho^2 \gamma^2 L_p x_0)^{-1/4} \quad (4.40)$$

で与えられ、溶融金属の粘性係数が大きく支配していることが分かる。ちなみに溶融池の寸法 L_p を12mm、深さ h を3mm、アーク圧力の分布幅 x_0 を4mmとするとTable 4-2から軟鋼、ステンレス鋼、アルミニウム合金の Γ はそれぞれ0.011、0.014、0.004と計算される。物性的にステンレス鋼は溶融池が安定していると推定される。

質点振動系において減衰係数比は $\Gamma = c / \sqrt{4mk}$ で与えられるので、第3章に示した振動計測結果(Table 3-3)と比較することができる。実験値として軟鋼の場合、0.16~0.35、ステンレス鋼で0.4~0.8が得られている。計算モデルと実験との境界条件が異なることに加えて、表面粒子の振動に注目して減衰係数比を求めているため、当然ながら両者の定量的な一致はみられないが、定性的な検討に対しては(4.40)式を用いてもよいと考える。

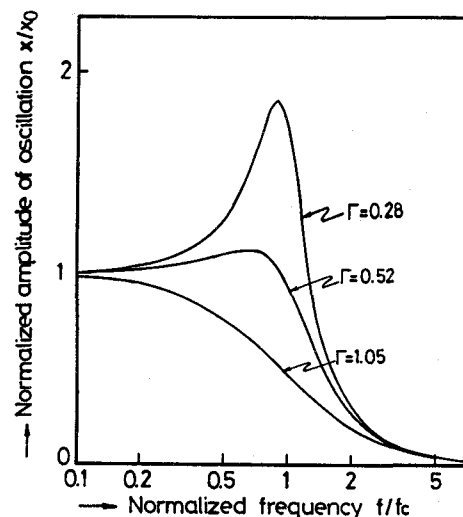


Fig.4-16 Frequency characteristics of weld pool oscillations.

4.4.3 パルス周波数が溶融池振動に及ぼす影響

溶融池にパルス圧力を印加したときの時間的変化を調べた。すなわち、空間に対して矩形分布圧力 ($x_0 = 4\text{ mm}$) を Fig. 4-17 に示すような $400 - 0\text{ dyne/cm}^2$ の矩形波の時間的変化として溶融池の動きを計算した。なお、計算モデル ($L_p = 12\text{ mm}$ 、 $h = 4\text{ mm}$ 、 $\gamma = 950\text{ dyne/cm}$ 、 $\rho = 7.8\text{ g/cm}^3$ 、 $\nu = 0.5\text{ cm}^2/\text{sec}$) の固有振動数は 20 Hz である。

Fig. 4-18 はそれぞれパルス周波数が 10 、 20 、 50 、 100 Hz のときの溶融

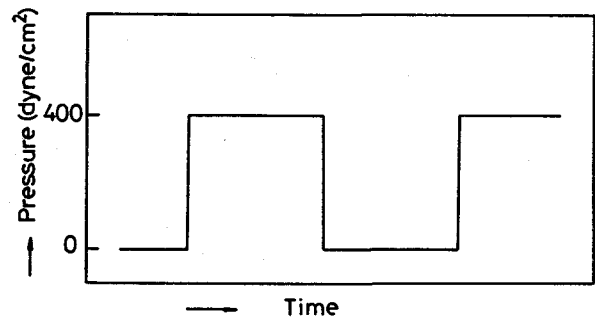


Fig. 4-17 Waveform of pressure applied on the fluid surface.

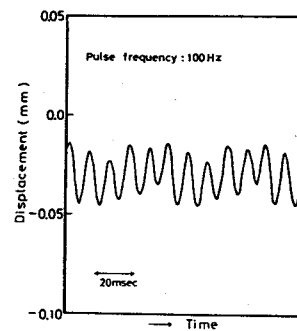
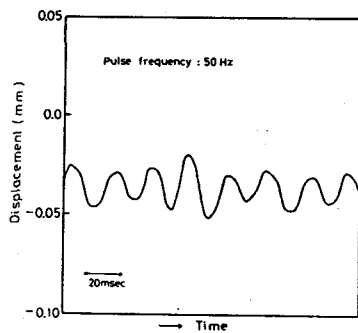
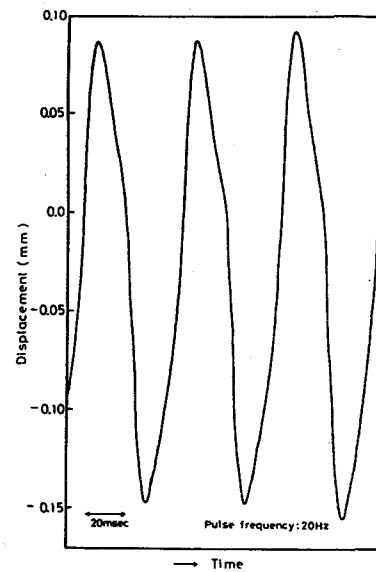
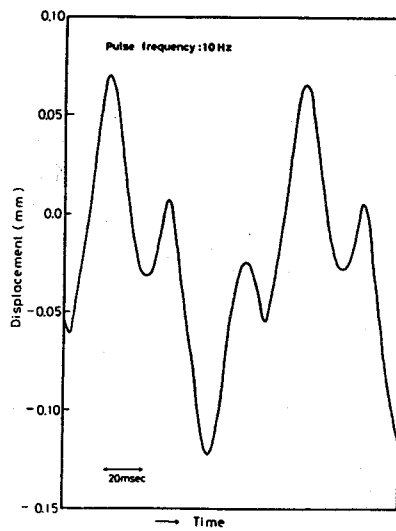


Fig. 4-18 Forced oscillation of fluid surface at the center of basin.

池中心表面の時間的変化を示す。振幅について比較すると、固有振動数よりも低いパルス周波数を適用すると共振時（20 Hz）に近い振幅を示すが、20 Hzを超えるとその振幅は著しく小さくなる。波形に着目すると、圧力波形が矩形波にもかかわらず、正弦波に近い振動波形を呈している。すなわち、溶融池の固有振動数よりも高い周波数を適用すると Fig. 4-16 に示すように振幅が小さくなるとともに位相おくれが大きくなるため、高調波成分がカットされることによる。パルス周波数10 Hzの場合、基本波（10 Hz）に位相おくれの生じた第1高調波（30 Hz）の正弦波が重畳した振動波形となっている。ただし、30 Hzの成分は1質点系で予想されるよりも位相おくれが大きく、振幅の減衰が小さいことから、すでに述べた振動モードの影響が表れているものと考えられる。

次に溶融池内の変動領域の大きさに及ぼすパルス周波数の影響について考察する。溶融池内に配置したすべてのマーカー粒子の動きを調べ、Fig. 4-19 に示すようにマーカー粒子の振動振幅がしきい値を超えた領域をハッチングした。パルス周波数が固有振動

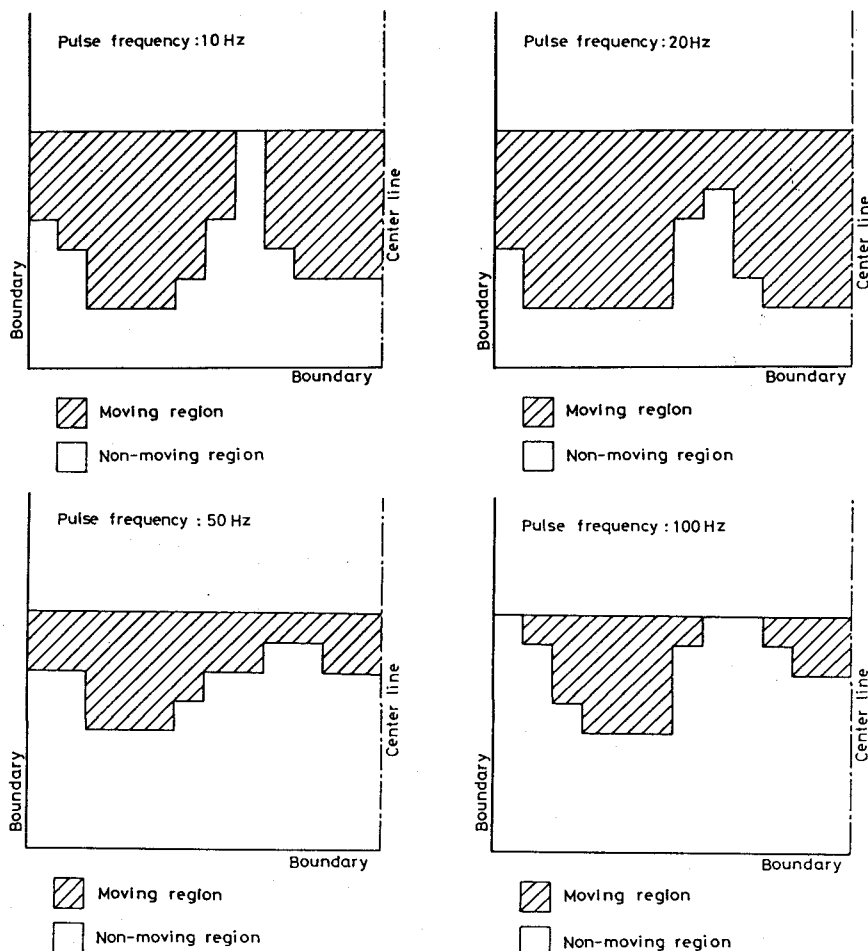


Fig.4-19 Effect of pulse frequency on moving region of fluid in the basin.

数よりも低い場合、かなり深いところまで振動している。一方、固有振動数よりも高くすると、振動は表面付近に限られ、その動いている領域は共振時の約 $1/3 \sim 1/2$ まで減少している。この現象は 2.4 節に述べた凝固組織の細粒化と関連していると考えられる。すなわち、低周波数において深さ方向に一様な細粒化を達成できるのに対して、高周波数側では表面付近に限られる。なお、いずれのパルス周波数においても振動モードの節に対応した、振動のない部分がみられる。これは外部圧力による強制振動が行われているために生じたもので、自由振動によれば周波数が高くなるとより高次のモードに移行していくはずである。

4.5 結 言

本章では液体の波動に関する解析的手法を用いて、溶融池の振動現象を考察した。以下に得られた結果を要約する。

(1) 非圧縮、非粘性の完全流体に対して非回転運動の仮定の下に導出される円形池の固有振動数により、パルス TIG 溶接における溶融池の共振周波数を推定することが可能である。

(2) パルス TIG 溶接における溶融池の共振周波数 f_0 は、等価円形池の直径 L_p 、溶融金属の表面張力 γ 及び密度 ρ 、重力加速度 g を用いて次式により与えてもよい。

$$f_0 = (1/2\pi) \sqrt{(gk_p + \gamma k_p^3 / \rho) \tanh(h_p k_p)}$$

ただし、 $k_p \propto 1/L_p$ で比例定数は振動モードにより与えられる。

(3) 静止パルスアークにおける裏波溶融池の共振周波数 f_0 は溶融池直径 L_p 及び板厚 h を用いて次式により決定される。

$$f_0 = (1/2\pi) \sqrt{(-gk_p + \gamma k_p^3 / \rho) \sinh(k_p h) / (\cosh(k_p h) - 1)}$$

ただし、 $k_p = 2 \times 2.405 / L_p$ である。なお、 $k_p < \sqrt{\rho g / \gamma}$ のとき表面張力による溶融池保持が不可能となり、レーリー不安定に至る。

(4) 溶融池上のアーク圧力分布あるいは外力の印加位置は振動様式を支配する。

(5) MAC 法を用いた数値解析によると、溶融池振動の減衰係数比 Γ は溶融池寸法が一定の場合、溶融金属の粘性係数 μ 、表面張力 γ 、密度 ρ によって次式に示すような影響をうける。

$$\Gamma \propto \mu / \sqrt{\rho \gamma}$$

第5章 パルスアーク溶接における溶滴移行現象

5.1 緒言

ガスシールドメタルアーク溶接法（GMAW）やサブマージアーク溶接法（SAW）では溶接ワイヤが電極となる。電極ワイヤは、アーク熱によって溶融し、溶滴となって溶融池へ移行する。溶滴がワイヤ端から離脱する毎に断続的にアーク長が変化する。従って、移行する溶滴の大きさや形、移行頻度はアークの安定性を大きく支配する。これら移行形態は重力、ピンチ力、プラズマ気流などの離脱力の大きさと方向によって決定され、電流値やワイヤの径、材質、シールドガスの種類などがプロセスパラメータとなる。

シールドガスをアルゴンとするMIGアークでは、ワイヤの材質と径を定めても電流値によって電極ワイヤ端の形状や溶滴の大きさが異なる。すなわち、低電流域では溶滴の大きさがワイヤ径よりも大きく、移行頻度も少ないドロップ移行が起こる。一方、スプレー化の臨界電流を超えると溶滴径が小さくなるとともに移行頻度も多くなり、目視によるとワイヤの溶融と溶滴の移行が連続的に行われているように観察される。

以上のような一定電流における移行現象の電流依存性を背景にして、低電流域でも安定なアーク（溶滴移行）を得るため、パルス電流の適用が考えられたわけであるが¹⁾、すでに述べたようにパルス条件が制限されているので、パルスパラメータと溶滴移行との相関関係については明らかではない。

本章では、パルス条件を種々変化させたときの移行現象の特徴を明らかにすることを目的とし、MIG溶接に対して以下の実験を行った。

溶滴移行を調べる方法として高速度写真による方法がある。しかし、多くのパルスパラメータに対して、溶滴移行を逐一高速度写真撮影し、解析することは非能率的である。そこで、He-Neレーザ、レンズ、光学フィルタ、光電素子を用いてMIGアーク中の溶滴移行を電氣的に検出する方法を適用した。すなわち、集束したレーザ光中を溶滴が通過するときに生じる光量変化を光電素子で捉え、溶滴移行の検出に応用した。この方法によれば溶接電流波形に対応した移行状況をリアルタイムで調べることができる。

実験ではプロセスパラメータとしてパルス条件に加えて電極ワイヤの材質及び径を変えて検討した。シールドガスには主として工業用純アルゴン（99.99%）を用いた。また、軟鋼に対しては溶け込み形状や経済性などの点ですぐれており、最近多用されているAr + CO₂系の混合ガス（MAGガス）についても検討した。

5.2 溶滴移行の検出方法

5.2.1 溶滴移行の検出原理

Fig. 5-1はMIGアーク中の溶滴移行の検出に用いた装置の構成を示す。MIGアークは投光部のHe-Neレーザ（波長6328Å, 5mW）と受光部のシリコン・フォトトランジスタ（NEC製PH101）の間に配置されている。溶滴がこのレーザ光を遮断したときに生じるフォトトランジスタの出力変化を溶滴移行の検出に利用しようとするものである。溶滴の大きさや飛行速度、MIGアークのアークプラズマ光などが検出精度に影響を及ぼすことが予想される。

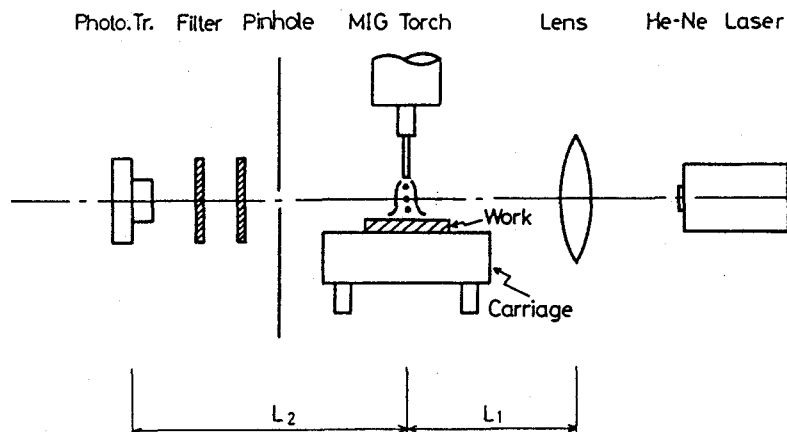


Fig.5-1 Arrangement of optical system for detecting metal transfer.

フォトトランジスタは光感応半導体の種類によってそれぞれ波長感度が異なるものの、光量にほぼ比例した電気信号に変換する。従って、溶滴がレーザ光をさえぎったときの影を光量変化として得るためには、強い発光源であるアーク光を制限する必要がある。そこで、ピンホール（1.5mm径）と干渉フィルタ（6328Å±140Å）をMIGアークとフォトトランジスタの間に設けた。

次に溶滴はレーザ光路を2m/sec程度の高速度で通過するので、検出系の時間応答性が問題となる。Fig. 5-2は実験に用いたフォトトランジスタ回路の周波数特性を示す。周

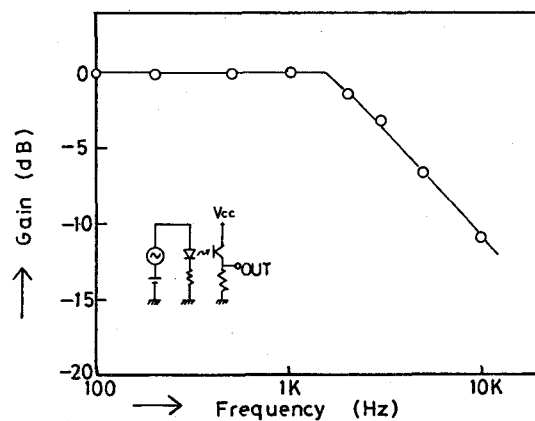


Fig.5-2 Frequency characteristic of photo-transistor used.

波数特性の測定は図中の回路で発光ダイオードに正弦波電流を流し、発光光量を変化させた。従って、測定結果にはLED発光部の周波数応答も含まれるが、2kHz程度まではよく応答しているといえる。一方、レーザ発振器から投光されるレーザ光束は直径2mm程度である。溶滴径がそれよりも小さい場合、検出精度が悪くなるのでレンズ ($f = 250\text{mm}$) を用いてレーザ光を集光し、アーク中心部で直径0.1mm以下とした。

5.2.2 溶滴移行検出の精度と限界

(1) 光学系の影響

Fig. 5-1のMIGアーク位置で、アークを発生させずに線径0.07mmと0.3mmの金属線(タンゲステン線)を移動させたときの光電素子出力信号をFig. 5-3に示す。 V_1 はレーザ光を遮断しない時のフォトトランジスタの出力電圧、 V_2 はレーザ光が金属線によってさえぎられた時の最小値である。金属線の移動と

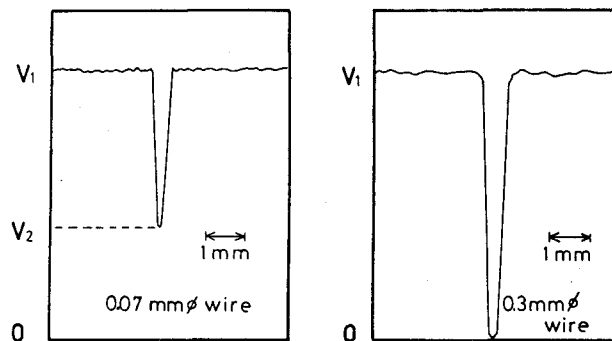


Fig.5-3 Photo-transistor output.

ともにフォトトランジスタの出力電圧は低くなり、レーザ光中心部に金属線が位置すると最小となる。線径が0.3mmでは、 V_2 はゼロとなりレーザ光が完全に遮られたことを意味する。

レンズ-MIGアーク間距離 L_1 はレンズ焦点距離である250mmに設定した。MIGアークからフォトトランジスタまでの距離 L_2 については、フォトトランジスタの受光面(3mm径)内にレーザ光束がすべて入射するように決めた。すなわち、レーザ光は高温のアークやシールドガス流などによって散乱され、フォトトランジスタの受光面からはずれやすくなる。 L_2 が短い程ノイズは少なくなるが、溶接装置の配置を考慮して350mmに設定した。

次に、実際に溶滴移行を検出するときにノイズとなるアーク光の影響を調査した。Fig. 5-4(a)(b)はアーク長を10mmとし、アーク光のみをフォトトランジスタで受光し、溶接電流と出力電圧との関係を調べた結果である。それぞれピンホールと光学フィルタがある場合とない場合を比較して示している。いずれも溶接電流の増大とともにフォトトランジスタの出力電圧も増加しているがフィルタを用いるとアーク光の影響を1/10に低

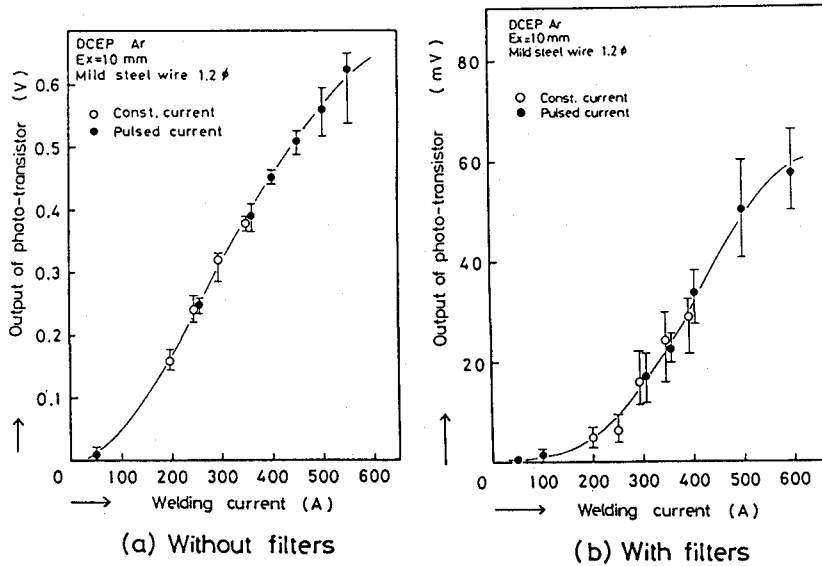


Fig.5-4 Effect of pinhole and optical filters on noise level of photo-transistor output due to radiation of MIG arc column.

減することができる。ピンホールと干渉フィルタを使用しても、レーザ光検出時の出力電圧 (V_1) は低下しないので、SN比は40db程度に見積もることができ、ノイズの少ない検出波形が得られる。

(2) レーザねらい位置の影響

Fig. 5-5は軟鋼ワイヤ1.2mm径を用いて、完全直流250Aで溶接したときの検出波形の一例である。フォトランジスタの出力電圧が低下している時点で、レーザ光は溶滴によってさえぎられており、溶滴移行が検出される。この方法によるとレーザ光路を通過する溶滴の数や頻度を調べることができる。しかし、ワイヤ端から離脱し、溶融池へ移行する粒子がすべてレーザ光中を通るとは即断できない。すなわち、MIGアークに対するレーザねらい位置によってキャッチできる溶滴の数が増える。Fig. 5-6(a)

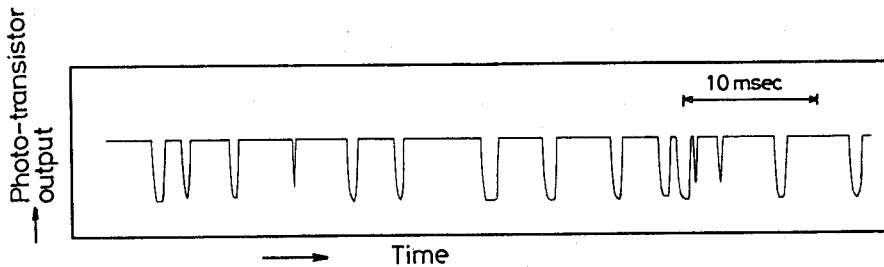


Fig.5-5 Signal detected metal droplet transfer of constant current MIG arc ($I=250A, Ex=10mm$).

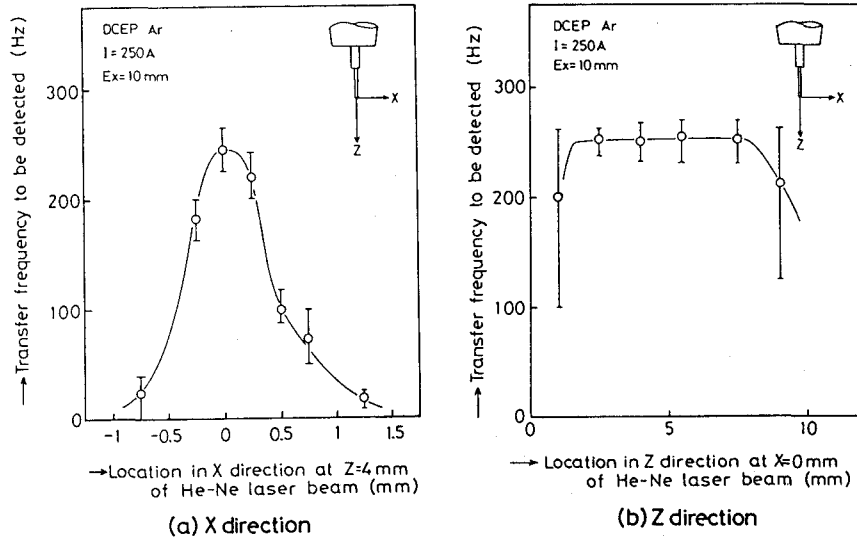


Fig.5-6 Influence of detecting position on transfer frequency of metal droplets detected.

b)はアーク長を10mmとし、それぞれ電極ワイヤ延長方向(z方向)とワイヤに対して直角な方向(x方向)の場合について移行頻度を調べた結果である。移行頻度は1回のサンプリング時間を0.05~1秒としてその期間に検出された溶滴の数を調べ、求めている。実験では同一溶接条件に対してこれを10回行っている。

まず、x方向については図から明らかなようにワイヤ突き出し延長上から、±0.5mm程度ずれると検出される粒子の数(移行頻度)はかなり少なくなる。従って、精密な位置設定を行い、移行検出中も位置に対する注意が必要である。

次にワイヤ突き出し延長上(x=0)のz方向の位置について検討する。ワイヤ端部から2mm程度までは、離脱しようとする溶滴とワイヤ突き出し部の変動の影響をうけてデータのバラツキが大きく、検出された移行頻度の平均値が低い。また、8mm以上になると、溶滴移行がアーク力などによって曲げられ、ワイヤ延長上からはずれるとともに熔融金属の揺動によってレーザ光がさえぎられるため、やはり検出される移行頻度が低くなる。従って、アーク長が3mm以下の場合、データのバラツキが大きくなり本方法の適用は困難である。ワイヤ突き出し部先端から2~7mmの間では、検出された移行頻度は一定となり、レーザねらい位置として適当であると考えられる。しかし、検出された移行頻度の絶対値の正確度については、高速度写真撮影を行って検定する必要がある。なお、データのバラツキが最大±8%程度みられるが、これは実験誤差よりもむしろ、溶滴移行現象の時間的变化が原因である。

(3) レーザ法の検定

レーザ法を検定するため、キセノンランプの背光を用いて高速度写真撮影を行い、溶滴移行頻度を調べた。Fig. 5-7に一例を示す。MAGガスを含めてアルゴンリッチのシールドガスにおいては、ワイヤ端の熔融金属は離脱すると球状の溶滴となってワイヤ突き出し延長上を移行する。

Fig. 5-8は、完全直流で溶接した時の電流値と移行頻度の関係を示す。図中、レーザ法により検出された移行頻度と高速度写真(4000 f/s)から測定した結果を比較して示している。高速度写真撮影は各電流条件につき、1回行い、撮影時間も1秒以下であるので、再現性や実験誤差の影響は定量的には不明である。しかしながら、軟鋼ワイヤ(1.2mm径)で350A程度までは両者はほぼ一致している。また、高速度写真から測定した溶滴径は350Aにおいても0.3mm以上あるので、MIGアーク中心付近のレーザ光径(0.1mm)よりも十分大きい。以上のことから、レーザ法によって溶滴移行の検出が精度よく行えると判断した。

5.3 パルス溶接における溶滴移行現象

5.3.1 溶滴の移行頻度

Fig. 5-8に示したように完全直流において、溶滴の移行頻度は溶接電流に対して比例せず、200~250Aを超えると急激に増加している。³⁴⁾すなわち、溶接電流とともに電極ワイヤの熔融量も多くなるが、それにも増してワイヤから移行する溶滴の数が増加するので溶滴一個当たりの体積が小さくなるスプレー移行現象が起こるのである。従って、この場合250Aを超えるピーク電流値とそれよりも低いベース電流値との間で溶接電流を変えることによって、溶滴移行をスプレー移行とドロップ移行の間で交互に変えるこ

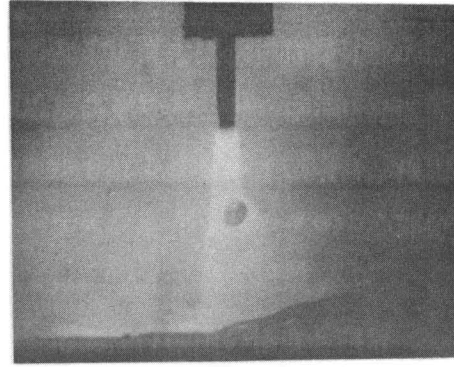


Fig.5-7 Detachment from wire tip and transfer in the arc column of metal droplets in MIG arc welding.

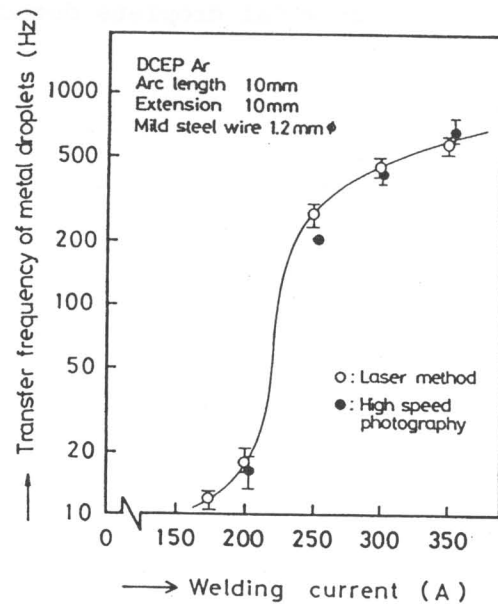


Fig.5-8 Comparison of transfer frequencies of metal droplets detected by laser method with those measured by high speed photography.

とが可能となる。¹⁾さらに電流と移行頻度との間の関係に注目すると、パルス溶接では移行頻度に周波数変調がかけられることになるので、パルスパラメータがワイヤの材質や径などと関連して移行現象を特徴づけると予想される。

(1) パルス電流の効果

Fig. 5-9は、軟鋼ワイヤ1.2mm径に矩形波パルス電流 ($I_p=350A$, $I_b=50A$, $I_{av}=200A$) を適用した場合の溶接電流波形とレーザ法による溶滴検出波形を示す。

パルス周波数20Hzの場合、電流波形に同期してピーク電流通電時に一連の溶滴移行が起こっている。ピーク電流期間の移行頻度は、約500Hzでストリーミング移行となっている。パルス周波数を高くするに従い、1パルス周期当たりの溶滴移行回数は減少し156Hzでは1波形で1溶滴移行となっている。さらに周波数が高くなると溶滴移行がパルス波形に同期しなくなり、500Hzでは数パルスでやっと1溶滴が移行する。なお、溶滴移行検出はMIGアーク中でおこなっているので、離脱時期やパルス波形との位相関係についての定量的な議論はできない。

Fig. 5-10(a)(b)(c)は、ピーク電流 $I_p=350A$ 、ベース電流 $I_b=50A$ に設定し、平均電流 I_{av} をそれぞれ100A、200A、250Aとした時の1パルス周期に検出される溶滴移行回数とパルス周波数との関係を表わしている。なお、実効電流値はパルス周波数によらずそれぞれ150A、250A、287Aである。図から平均電流が高い程1パルス1溶滴移行となるパルス周波数 f_{cr} が高くなることがわかる。図中の破線は、それぞれの電流においてワイヤ径の大きさの溶滴が規則正しく移行すると仮定して溶融速度から

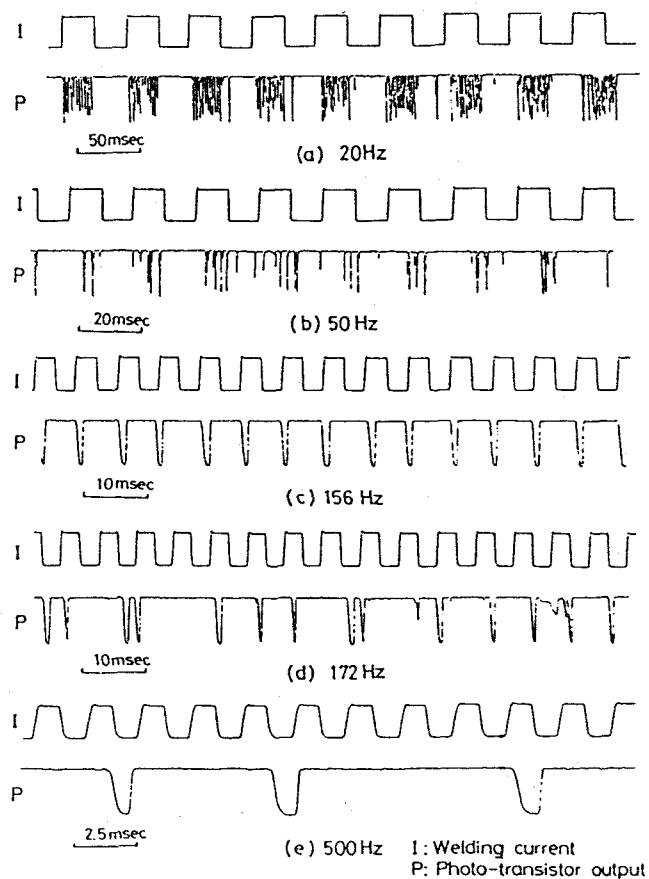


Fig.5-9 Oscillogram of welding current and photo-transistor output signal.

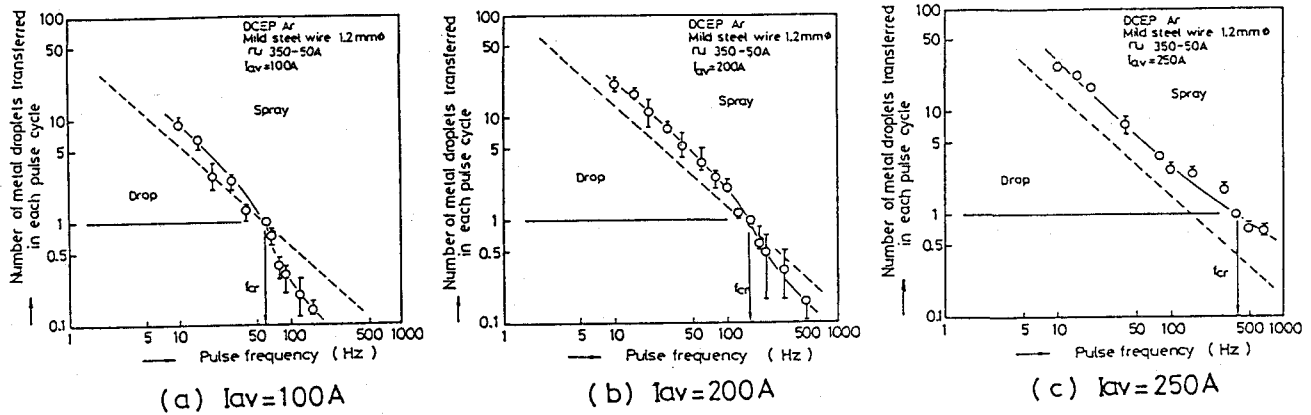


Fig.5-10 Relation between pulse frequency and number of metal droplets transferred in each pulse cycle as to average current.

計算した溶滴移行回数である。破線よりも上の領域では、平均溶滴径がワイヤ径よりも小さく、移行形態としてはストリーミング移行あるいはプロジェクト移行が支配的であると考えることができる。³⁵⁾ すなわち、平均電流がスプレー化の臨界電流（軟鋼1.2mm径の場合、約230A）以下の場合、 f_{cr} よりも低いパルス周波数を適用するとスプレー移行となり、高い周波数ではドロップ移行が支配的となる。一方、平均電流が臨界電流以上になると高周波数域においてもスプレー移行となる。従って、移行形態に及ぼすパルス電流の効果は、平均電流が臨界電流以下の場合に顕著となる。

次に、平均電流 $I_{av} = 100A$ 、ベース電流 $I_b = 50A$ に設定し、ピーク電流値をパラメータとしてパルス周波数と移行回数の関係を調べた結果を Fig. 5-11 に示す。破線の上側はスプレー移行が支配的な領域である。平均電流を一定としてもピーク電流値を高くすると、 f_{cr} は高周波側に移行する。また、ピーク電流値が臨界電流以下でも1パルス1溶滴移行が行われるが、移行形態はドロップ移行である。

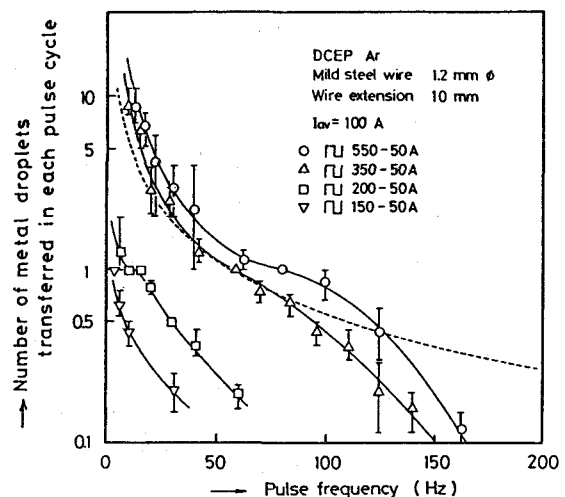


Fig.5-11 Relation between pulse frequency and number of metal droplets transferred in each pulse cycle as to peak current value at the same average current.

以上の結果、パルス電流を適用した時の溶滴移行現象は、平均電流と実効電流をそれぞれ一定とした条件では、1パルス1溶滴移行となる同期限界周波数 f_{or} により特徴づけられることが分かった。そこで、諸条件の影響の検討に際しては、 f_{or} を評価量とした。

(2) 同期限界周波数

同期限界周波数のパルス電流を適用すると、極めて規則的な溶滴移行を実現できるが、プロセスパラメータであるワイヤの径や材質、シールドガスの組成によって f_{or} は異なる。

Fig. 5-12はワイヤ材質を変えてピーク電流値と同期限界周波数 f_{or} との関係を調べた結果である。使用したワイヤは1.2mm径の軟鋼、ステンレス鋼、アルミニウム合金及び銅合金である。いずれの材質もピーク電流値とともに f_{or} が高くなり、 f_{or} よりも低い周波数でパルス波形に同期したスプレー移行が観測される。また、アルミニウム合金の場合、他の材質に比べて f_{or} が特に高い。アルミニウム合金は他の材質に比べて密度や融点などが低い。完全直流においてもワイヤ溶融速度と移行頻度が格段に大きく、パルス溶接時にはピーク電流の電磁ピンチ力による溶滴離脱作用が効果的に働くためであると考ええる。

Fig. 5-13は、ワイヤ径の影響を調べた結果である。いずれも f_{or} はピーク電流値とともに高くなるが、ワイヤ径を太くすると f_{or} は著しく低下する。これらは、電磁ピン

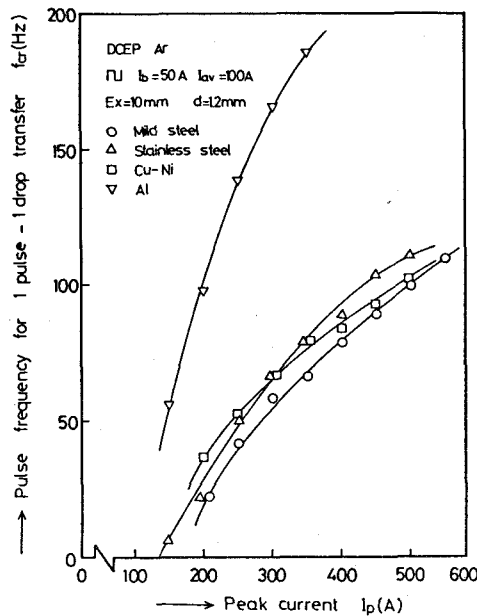


Fig.5-12 Relation between peak current and pulse frequency for one pulse - one droplet transfer.

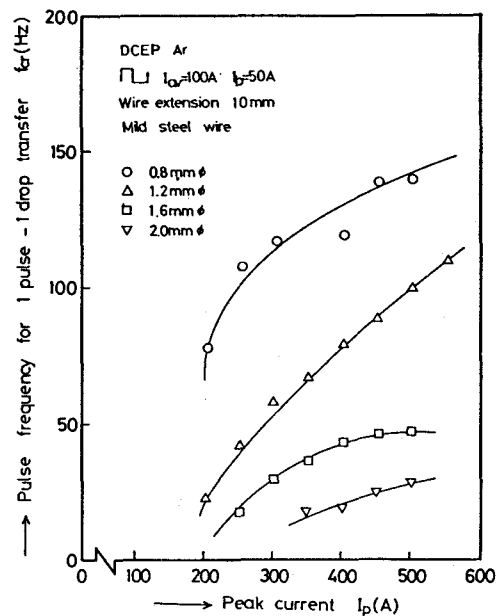


Fig.5-13 Relation between peak current and pulse frequency for one pulse - one droplet transfer of mild steel wires.

チ力の支配因子である電流密度の差異による影響が表れたものと考えられる。

f_{or} が高くなると、高いパルス周波数まで溶滴移行が電流波形に同期するので、条件裕度が広く、安定な溶接が行えることが期待できる（ただし、ワイヤ送給の変動、突き出し部の軟化や曲げぐせがない場合）。

軟鋼材の溶接に対して多用されているAr + CO₂系混合ガスをシールドガスとして、その組成が f_{or} に及ぼす影響を調べた結果、CO₂混合比を高くすると f_{or} は低下し、30%以上にすると1パルス1溶滴移行は起こらないことが分かった。MAGガスにおいても1パルス1溶滴移行が起こる同期限界周波数 f_{or} よりも低い周波数領域ではスプレー移行が観測される。CO₂混合比を変えてもパルス波形（平均電流と実効電流）が同一であればワイヤ溶融速度は変化しないので、1パルス1溶滴移行条件下の溶滴径はCO₂混合比を増加すると大きくなる。

5.3.2 高速度写真による移行現象の観察

レーザ法により明らかとなった1パルス1溶滴移行条件をもとにして、高速度写真撮影を行い、ワイヤ先端での溶滴の成長、離脱あるいは移行の状況を観察した。

(1) パルススプレー移行

Fig. 5-14は同期限界周波数 f_{or} よりも低いパルス周波数を適用した場合の移行状況を示している。溶滴はピーク電流通電開始とともに成長し(b)、約3.5msec後、ワイヤ径程度の溶滴が一滴移行している(c)。それと同時にワイヤ先端が尖り(d)、ストリーミング移行となり一連の小粒子の移行が起こる(e)。そしてピーク電流通電終了後はワイヤ先端の溶融金属の一部が分離し、残りの部分は表面張力により上方へ引き戻されている(f)。レーザ法による溶滴検出波形(Fig. 5-9(b))は、この状況をよく反映しているといえる。

ピーク電流通電開始後におこる一滴プロジェクト移行は、軟鋼ワイヤ1.6mm径及びステンレス鋼ワイヤ1.2mm径でも確認しており、その後のストリーミング移行が起こるための必要条件であると考えられる。言い換えると、ワイヤ端の先鋭化はピーク電流通電開始と同時に起こらず、最初の一滴が引きちぎられるようにして離脱するとき起こるので、パルス波形のピーク電流時間 t_p を一滴プロジェクト移行に要する時間よりも長く設定するとパルス溶接時にスプレー移行を計ることが可能となる。従って、ピーク電流値がスプレー化臨界電流よりも高い場合の1パルス1溶滴移行は上記一滴プロジェクト移行が起こる限界条件と考えることができる。

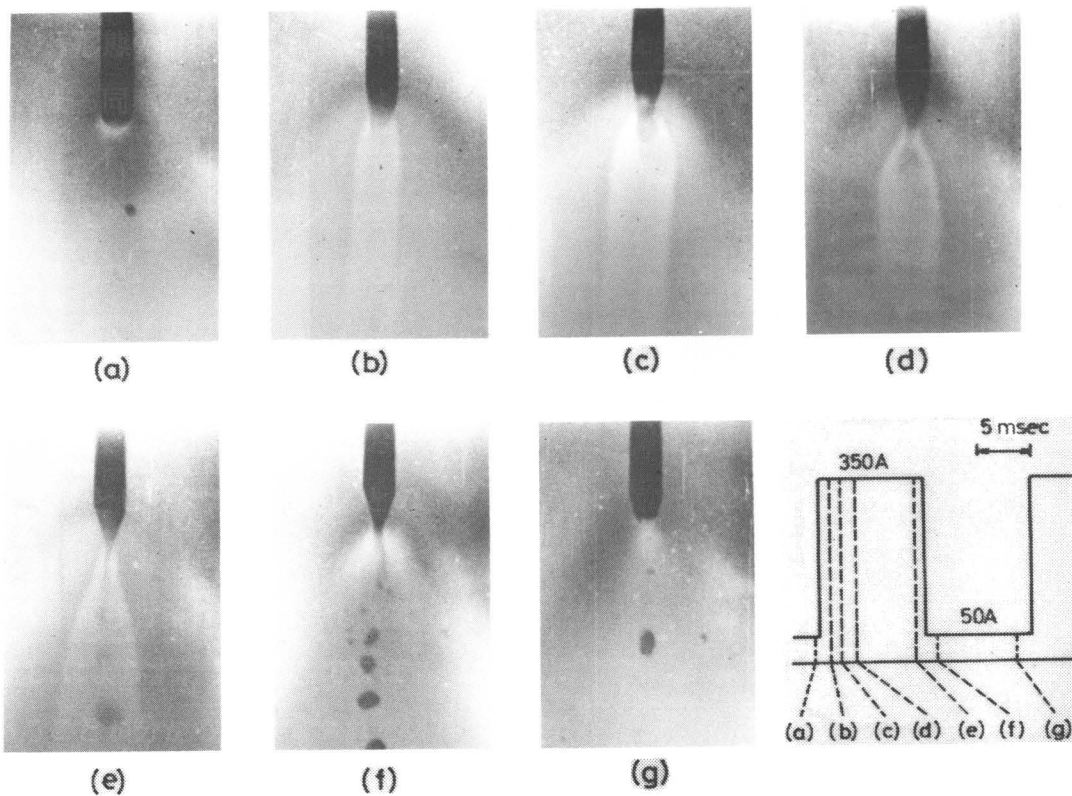


Fig.5-14 Typical frames of pulsed spray transfer taken by high speed photography(4000f/s), DCEP Ar, $I_{av}=200A$, $I_p=350A$, $I_b=50A$, $f=50Hz$, mild steel wire 1.2 mm dia.

(2) 1パルス1溶滴移行

Fig. 5-15は同期限界周波数のパルス電流を適用した場合の移行状況を示す。この場合、ピーク電流値はスプレー化電流（軟鋼ワイヤ1.6mm径では約280A）よりも高い。

ワイヤ端の熔融金属はピーク電流通電開始とともに増加し(b~d)、通電終了直後にワイヤから離脱し(e)、ワイヤ径程度の溶滴となって溶融池へ移行している(f)。この場合、ワイヤ先端は溶滴離脱にともない尖鋭化している。また、ベース電流時には表面張力により丸くなっている。

Fig. 5-16はピーク電流値がスプレー化臨界電流よりも低い場合の1パルス1溶滴移行の状況を示している。

この場合、溶滴はピーク電流期間に離脱する(e)が、その時期は定まっていない。従って、離脱後もピーク電流期間が続くので、新しい溶滴の成長がはじまる(f)。さらに f_{cr} が低いので、ベース電流時間 t_b が長く、ベース期間中の加熱によっても溶滴は大きくなる。

一方、ピーク電流値がスプレー化臨界電流よりも高い場合、Fig. 5-15に示したようにピーク電流通電終了直後であり、パルス波形に対する位相が定まっている。いずれの場合もワイヤ熔融と離脱力の周期性が主要因になっていると考えられる。

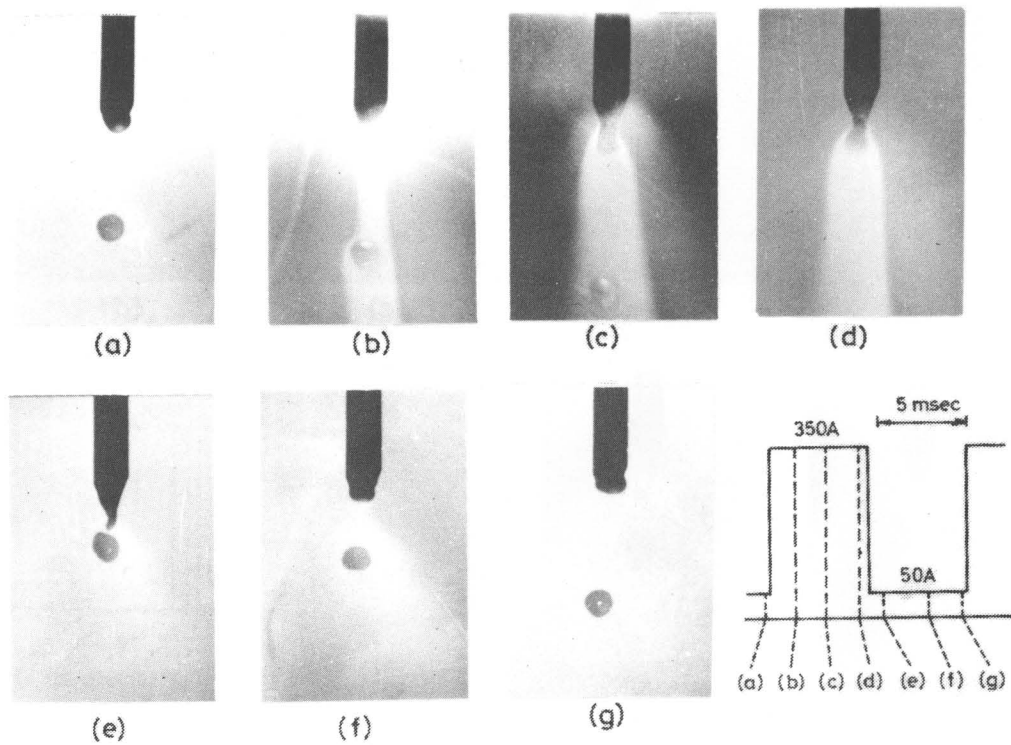


Fig.5-15 Typical frames of one pulse - one droplet transfer taken by high speed photography (4000f/s), DCEP Ar, $I_{av}=200A$, $I_p=350A$, $I_b=50A$, $f=90Hz$, mild steel wire 1.6 mmdia.

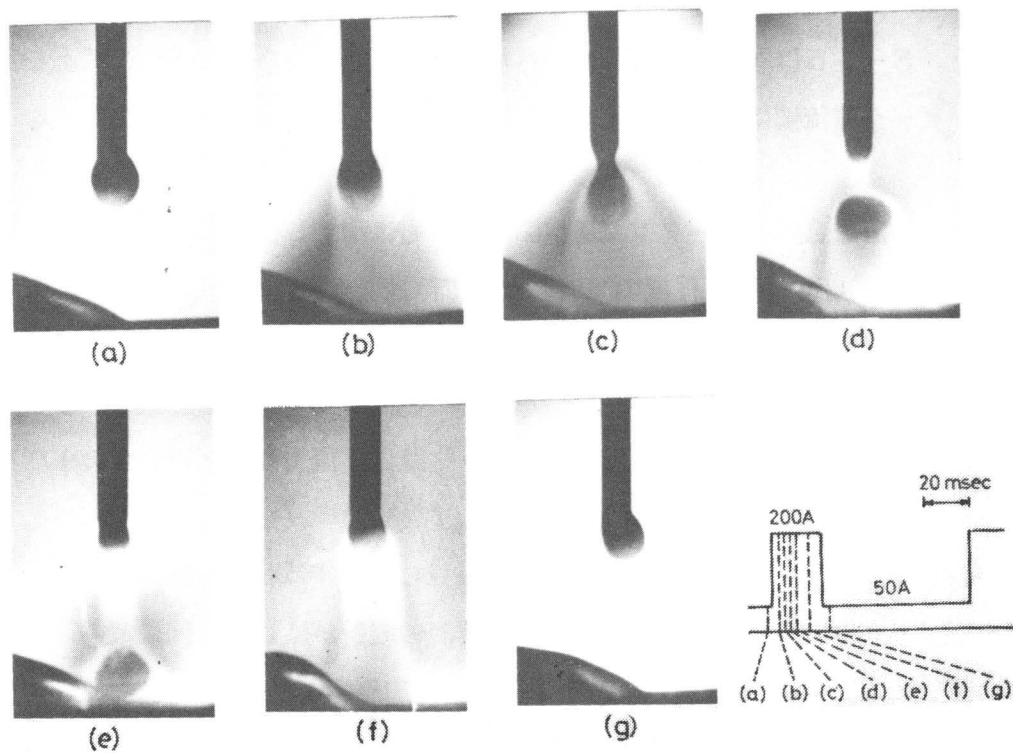


Fig.5-16 Typical frames of one pulse - one droplet transfer taken by high speed photography (4000f/s), DCEP Ar, $I_{av}=100A$, $I_p=200A$, $I_b=50A$, $f=13Hz$, mild steel wire 1.2 mm dia.

(3) パルスドロップ移行

Fig. 5-17は、同期限界周波数よりも高い周波数のパルス電流を適用した場合の移行状況を示している。

ワイヤ端の溶融金属はパルス波形に同期せず、数回~数十回のパルス通電ののち、ワイヤ径以上の大きさの溶滴となって離脱、移行している。従って、溶滴移行の周期化や小粒子化などに対するパルス電流の効果はない。しかし、高速度写真からもうかがえるようにアーク柱自身はピーク電流期間中、溶滴の直下から溶融池に向かって形成されており、いわゆるアークの硬直化現象がみられる。これに対して完全直流あるいは一定電流の溶接では、150A程度以下の低電流において溶滴移行やアーク発生位置が時間的に不規則に変動し、溶接の安定性や作業性を一層悪くしている。

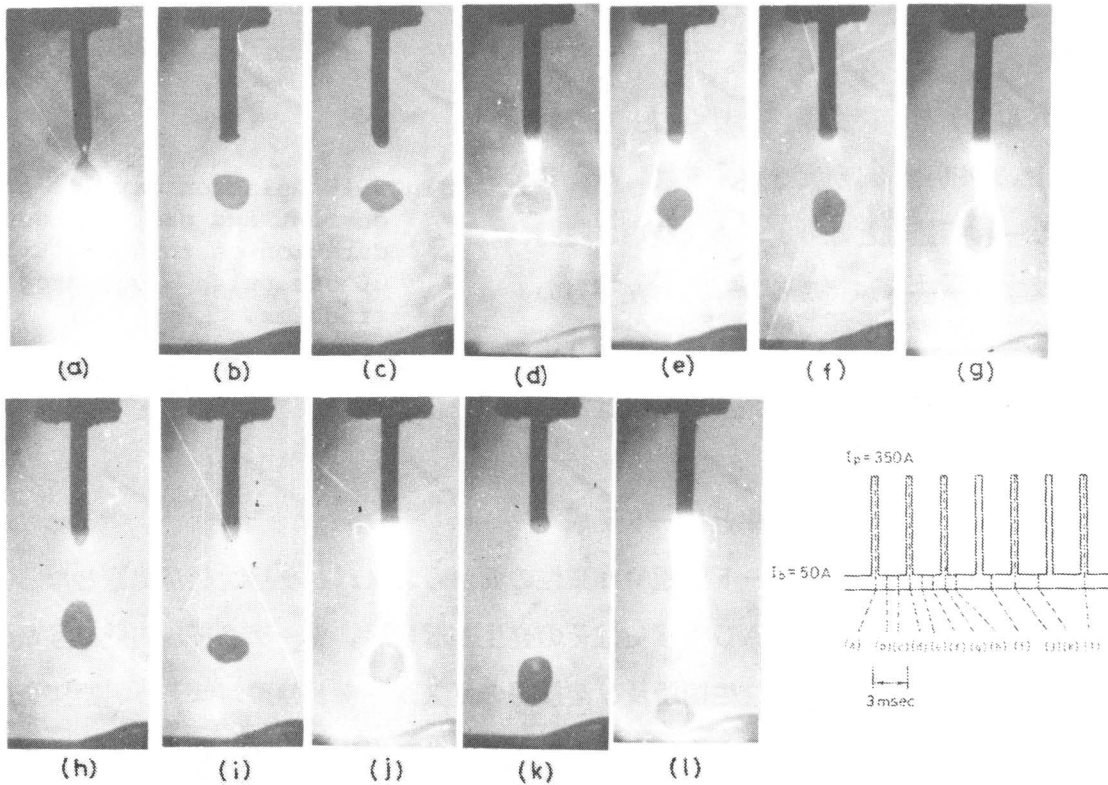


Fig.5-17 Typical frames of pulsed drop transfer taken by high speed photography (5250f/s), DCEP Ar, $I_{av}=100A$, $I_p=350A$, $I_b=50A$, $f=330Hz$, mild steel wire 1.2 mm dia.

5.3.3 移行形態の分類とパルス条件

レーザ計測による同期限界周波数 f_{cr} は、 I_p 、 I_b および t_p/t_b の比、すなわち平均電流と実効電流を定めて、ワイヤ溶融量を一定とした条件で求めた。高速度写真観察を通して、ピーク電流通電中のワイヤ端における溶融金属の形成と溶滴の離脱が重要であることが明示されたので、同期限界周波数におけるピーク電流値 I_p とピーク電流期間 t_p との関係を整理した。Fig. 5-18 に示すように1パルス1溶滴移行条件はワイヤ径を定めると I_{av} や I_b によらず、 I_p と t_p でほぼ決定されていることが分かる。

1パルス1溶滴移行条件よりも右上方の領域 (I_p あるいは t_p が大きい) では、パルススプレー移行領域となり、パルス波形に同期してスプレー移行が起こる。一方、左下方の条件域では、パルスドロップ移行が起こり溶滴移行制御に対するパルス電流の効果はない。

5.3.4 スパッタ発生率とビード形成

GMA溶接においてはビード外観や作業性の面から、スパッタリングが問題となる。特に、 CO_2 アーク溶接、MAG溶接ではその発生が著しい。トーチノズル内壁に多量のスパッタが付着して、アーク発生箇所及び溶接部のガスシールド効果が低下し、溶接金属の品質劣化や欠陥発生を招くことも多々ある。さらに低電流では、アーク長を長くすると溶滴の移行頻度が少なく、不規則なグロービュラー移行が起こるので、スパッタリングが多い短絡溶接を行わざるを得ないなど難点がある。

パルスMIG/MAG溶接における溶滴移行現象は、パルス波形によって異なる。本項ではこれら移行現象の違いが、スパッタリングやビード外観に及ぼす影響について述べる。

Fig. 5-19は、スパッタ量測定に際して用いた溶接用治具である。すなわち、試験片上にスパッタが付着しないようにビード幅程度のすきまを残し、他の部分をおおった。スパッタ発生量 S は溶接前後の試験片重量と使用ワイヤ量を測定し、(5・1)式により求めた。

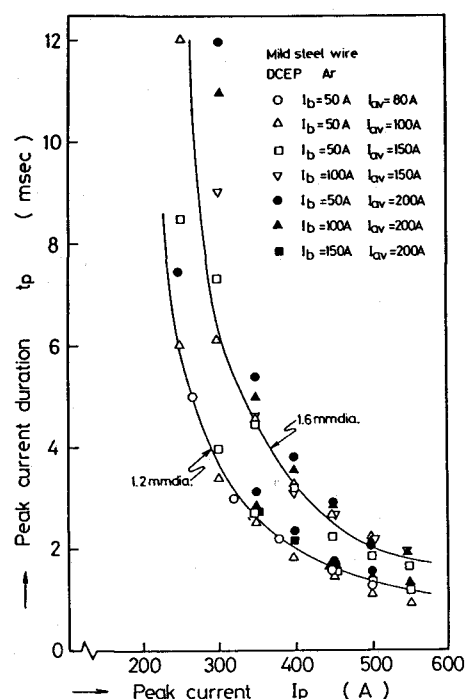


Fig.5-18 Relation between peak current and peak current duration on the condition of one pulse - one droplet transfer.

なお、重量測定には精度1mgの化学てんびんを使用した。

$$S = \{W_w - (W_A - W_B)\} / W_w \quad (5 \cdot 1)$$

ただし、 W_w ：使用ワイヤ量(g)、 W_A ：溶接後の試験片重量(g)、 W_B ：溶接前の試験片重量(g)である。

Fig. 5-20(a)(b)は、 $I_{av} = 100A$ 、 $I_p = 50A$ 、アーク長を5mmとしてスパッタ率を調べた結果である。シールドガスにAr+20%CO₂(MAGガス)を用い、軟鋼1.2mm径ワイヤを対象とした。ピーク電流値は、350Aと500Aに設定したので、1パルス1溶滴移行となる同期限界周波数 f_{cr} は、それぞれ約50Hzと約100Hzである。いずれの場合も f_{cr} 付近ではスパッタの発生量が最も少なくなり、 $I_p = 350A$ ではほぼ

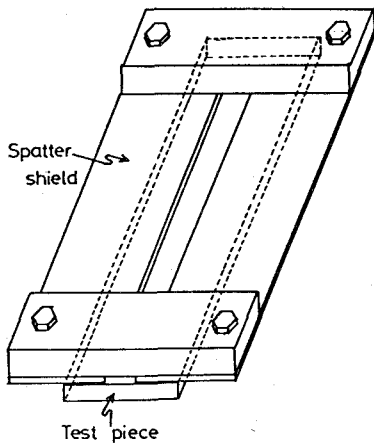


Fig.5-19 Appearance of spatter shield.

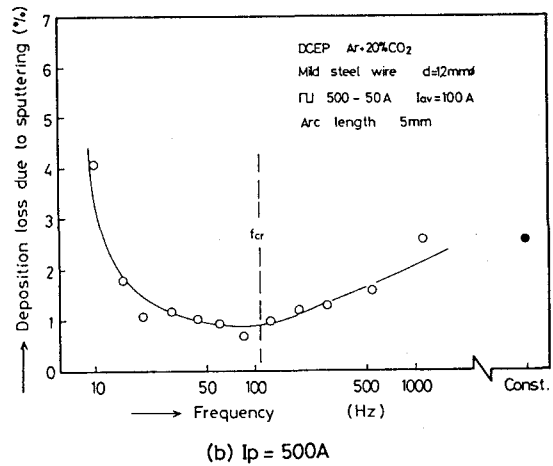
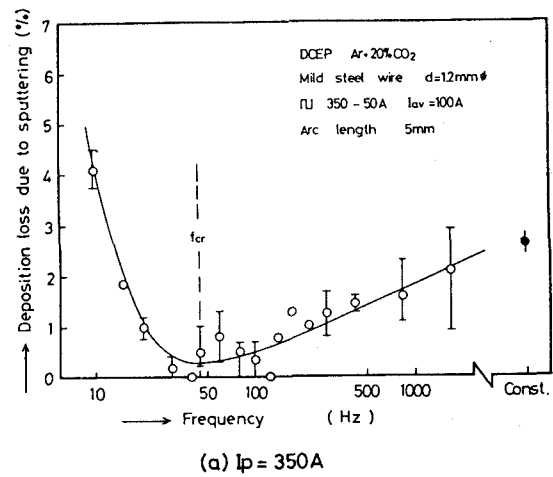


Fig.5-20 Relation between pulse frequency and deposition loss due to spattering.

100%近い溶着効率が得られる。パルス周波数を低くすると、多数の微小粒子のスパッタリングが起こるのに対して、高周波数側では比較的大きな粒のスパッタが生じる。これは、スパッタ発生現象にパルス波形による移行形態の違いが影響していることを示唆する。

低周波数パルスでは、ピーク電流時にスプレー移行する粒子が高速で溶融池に飛び込むことやアーク長が短い場合、先鋭化したワイヤ先端が溶融池と瞬間短絡することが原因であると考えられる。高周波数側では、ドロップ移行するので、大きな石が水たまりに落ちたときに生じる”水しぶき”に似た溶融金属の飛散がスパッタになる場合と、溶滴自身がアーク力によって移行経路が曲げられ、スパッタになる場合がある。f_{or}付近では、ワイヤから離脱した溶滴はベース期間中にアーク空間を飛行し、溶融池内へ移行する。従って、溶滴には移行途中でアーク力が作用せず、スパッタが少ない原因の一つと考えられる。

上述のように1パルス1溶滴移行となるパルス波形を適用するとスパッタ発生を低減させることが可能となる。特に、平均電流が200~250Aと高くなるとワイヤ溶融量も多くなるので、その効果が著しいことが報告されている。^{10,36)}

さて、低電流域におけるパルス条件によるビード外観の違い(Fig. 2-25)について述べる。一定電流の低電流域においては不規則なグロービュラー移行が起こる。ワイヤ端に大きくなるまで付着し、揺動している溶融金属からアークは発生するので、当然安定性が悪く、低速でもビード形成が容易でない。ピーク電流の高いパルス電流を適用するとFig. 5-14、15、17に示したように電極直下にアークが発生し、いわゆる硬直性が認められる。しかしながら、同期限界周波数を超える高周波数域あるいはピーク電流通電時間が短い場合、溶滴移行頻度の少ないパルスドロップ移行が起こるので、母板上での溶着が断続的となり不連続ビードが形成される。これに対して1パルス1溶滴移行条件では自由移行における最高移行頻度を与えるのでFig. 2-25(a)に示されたように高速溶接が可能となる。

実用的にはピーク電流値を高くすると同期限界周波数を高くできるので、移行現象が離散的であるために生じる高速溶接の限界速度を高めることにおいては有効であるが、先鋭化したワイヤ先端の溶融金属と母板、溶融池が接触すると瞬間的なフェーシングによるスパッタが発生する。従って、スパッタリングを抑制するためには溶滴移行がパルス波形に完全同期するような制御を行わない限り、アーク長を長くすることが必要である。また、ワイヤ径が1.2mm程度の細径ワイヤを用いるMIG/MAG溶接の電源では500A負荷時の出力電圧は50V以下であるので、アーク長が長い状態で高い電流値を供給しようとしてもその信頼性に欠ける。すなわち、実験室と異なり現場作業においては各種外乱もあるので、溶接時のパルス周期毎に流れるピーク電流が必ず設定値の電流となっているかどうか

か保証できない。そのため、溶滴移行がパルスに対して脱調し、移行現象そのものも不安定になる可能性がある。

5.4 結 言

本章では、He-Neレーザ、レンズ、光学フィルタ及びフォトランジスタから成る装置を用いてMIGアーク中の溶滴移行頻度を実時間観測し、パルス溶接時の移行現象の特徴を検討した。併せて、スパッタ発生やビード形成に及ぼす移行形態の影響についても調べた。以下、得られた結果を要約する。

(1) パルスMIG/MAG溶接では、1パルス1溶滴移行となるパルス電流波形が存在する。この波形は平均電流、実効電流がそれぞれ一定の条件の下では同期限界パルス周波数 f_{cr} で特徴づけられる。

(2) ピーク電流値がスプレー化の臨界電流よりも高い場合、 f_{cr} よりも低いパルス周波数を適用するとパルス波形に同期したパルススプレー移行が起こる。

(3) 平均電流が臨界電流よりも低い場合、 f_{cr} よりも高いパルス周波数を適用するとパルスドロップ移行となり、移行形態改善に対するパルス電流の効果はない。

(4) f_{cr} は平均電流またはピーク電流のいずれを高くしても高周波数側へ移行する。使用ワイヤ径を太くすると f_{cr} は低下する。

(5) 1パルス1溶滴移行条件によると、スパッタ発生量が極めて少なく、高速溶接でも安定した連続ビードが得られる。

第6章 電極ワイヤの溶融と溶滴離脱の制御

6.1 緒言

前章において、パルスMIG溶接の移行現象が1パルス1溶滴移行によって特徴づけられることを明示した。1パルス1溶滴移行では大きさのそろった溶滴が規則正しく、溶融池へ移行するので、スパッタリングの発生もほとんどなく、アーク長の変動が少ないため安定な溶接が行える。従って、工学的にはこのような移行状態を実現する方法が重要となる。すなわち、平均電流やアーク長が変化しても常に1パルス1溶滴移行を維持できることや材質、ワイヤ径に応じたパルスパラメータの設定が行えることである。本章では数量モデルを通して溶滴の離脱機構を考察し、1パルス1溶滴移行制御を行う上でのパルス波形の具備すべき条件を検討する。

さて、1パルス1溶滴移行条件下では、1パルス周期にワイヤ端で形成された溶融金属が電磁ピンチ力などによってワイヤから離脱し、溶滴となって移行している。従って、溶滴移行現象を考察するためには重力、ピンチ力、プラズマ気流などの離脱力とともに電極ワイヤの溶融現象も明らかにする必要がある。

MIG/MAG溶接のように細径ワイヤを比較的高速で定速送給する場合、ワイヤの溶融速度は電源の静特性・動特性とも関連して、アークの安定性を決める重要な因子の一つである。さらに単位時間の溶着量は、溶接能率にも直結する。また、溶滴の保有熱量あるいは温度は、ワイヤの溶融特性や母板溶融池の温度などに影響すると考えられる。従来の研究によると溶滴の保有熱量は電流値によって変化する。^{37,38)}パルス溶接では、電流が時間的に変化する所以、保有熱量やワイヤ溶融速度は、ピーク電流値やパルス周波数などパルス条件によって影響をうけると考えられる。

そこで、まず完全直流溶接の準定常状態におけるワイヤ溶融速度と溶滴の保有熱量、ワイヤ突き出し部の抵抗発熱との関係について考察する。ついでパルスMIG溶接のワイヤ溶融速度と溶滴の保有熱量を実測し、パルス波形の効果を検討する。

一方、電極ワイヤ端から溶融金属が離脱する現象は、液体がもつ不安定性により起こると考えられる。水などの液体がノズルや蛇口から流出する際に観察される不安定現象と酷似している。すなわち、流量が少ない場合、ノズル端ではゆっくりと懸垂液滴が成長し、比較的大きな液滴が離脱する。流量が多くなるとノズルを出てからしばらくの間連続性を保つが、距離とともに互いに分離し、液滴となる。MIG溶接の溶滴移行現象にみられる低電流におけるドロップ移行と高電流時のスプレー移行はそれぞれ前者と後者に対応すると考えられる。Rayleighは、このような円柱状液体の不安定現象(ペリコーズ不安定)を

解析している。しかしながら、電極ワイヤ端の溶融金属にはアーク電流による電磁ピンチ力やプラズマ気流による引きずり力などが働く。特にパルス溶接では、ピーク電流時に強力な電磁力が作用し、パルス溶滴移行現象において大きな役割を果たしているものと考えられる。

本章ではMurtyによる円柱状電磁流体のピンチ不安定理論³⁹⁾を溶滴の離脱機構の第一次近似として適用し、1パルス1溶滴移行条件を検討する。

6.2 電極ワイヤの温度場と溶融速度に関する予備的検討

6.2.1 熱伝導論的検討

電極ワイヤの温度分布は、Fig. 6-1に示す座標系をとり、ワイヤ送給速度 v_w を一定とすると次の一次元熱伝導方程式で表わすことができる。^{40, 42)}

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_w \frac{\partial T}{\partial x} = (K/c\rho) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) + j^2 R(T) / 4.2 c \rho \quad (6.1)$$

ただし、 $T(x, t)$: ワイヤ突き出し部位置 x での温度(°C)、 K : 熱伝導率(cal/cm/sec/deg)、 c : 比熱(cal/g/deg)、 ρ : 密度(g/cm³)、 j : 電流密度(A/cm²)、 d : ワイヤ径(cm)、 $R(T)$: 温度 T における比抵抗($\Omega \cdot \text{cm}$)である。

今、ワイヤ先端部の温度は融点、溶融金属は固液界面から連続的に離脱、移行するものと仮定すると、 $x = E_x$ における伝導熱、アークの入熱および溶融金属が離脱する際に持ち去る熱量(溶滴の保有熱量)との間には次式が成立する。

$$\frac{dE_x}{dt} = - \left(\phi j - 4.2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=E_x} \right) / 4.2 (\rho H_0 - \rho c T_m) + v_w \quad (6.2)$$

ただし、 ϕ : アークによる溶融の等価電圧(V)、 H_0 : 溶滴の単位質量当たりの保有熱量(cal/g)、 T_m : 融点(°C)である。

ここで、MIGアークが定常状態にあると仮定する。すなわち E_x が一定で時間的に変化せず($dE_x/dt = 0$)、ワイヤの温度分布も準定常状態にある場合を想定する。 $\partial T/\partial t = 0$ とおき、ワイヤの比抵抗は温度に依存しないと仮定し、

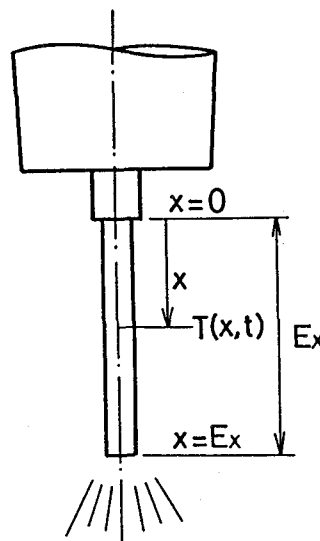


Fig.6-1 Coordinate of calculation model for temperature distribution of electrode wire in MIG welding.

$R(T) = R_0$ とおくと(6.1)式の解は次式の如くなる。

$$T(x) = [T_m - \{j^2 R_0 / (4.2 c \rho)\} \cdot (E_x / v_w)] \cdot [\{\exp(v_w x / k) - 1\} / \{\exp(v_w E_x / k) - 1\}] + \{j^2 R_0 / (4.2 c \rho)\} \cdot (x / v_w) \quad (6.3)$$

ただし、 k ：温度拡散率 (cm^2/sec) $k = K / c \rho$ である。細径ワイヤを使用するMIG溶接においては $y_w E_x / k \gg 1$ と考えられるので、式(6.2)(6.3)からワイヤ溶融速度の式として、

$$v_w = (\phi j + R_0 E_x j^2) / (4.2 \rho H_0) \quad (6.4)$$

が得られる。(6.4)式からワイヤの溶融速度はアークからの入熱状態、突き出し部の抵抗及び溶滴の保有熱量の影響をうけることが分かる。

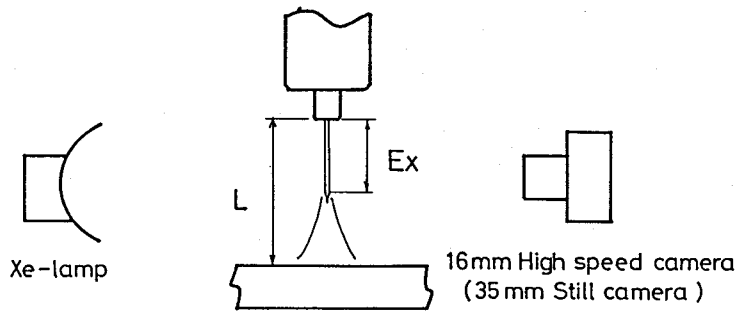


Fig.6-2 Observation system of metal transfer.

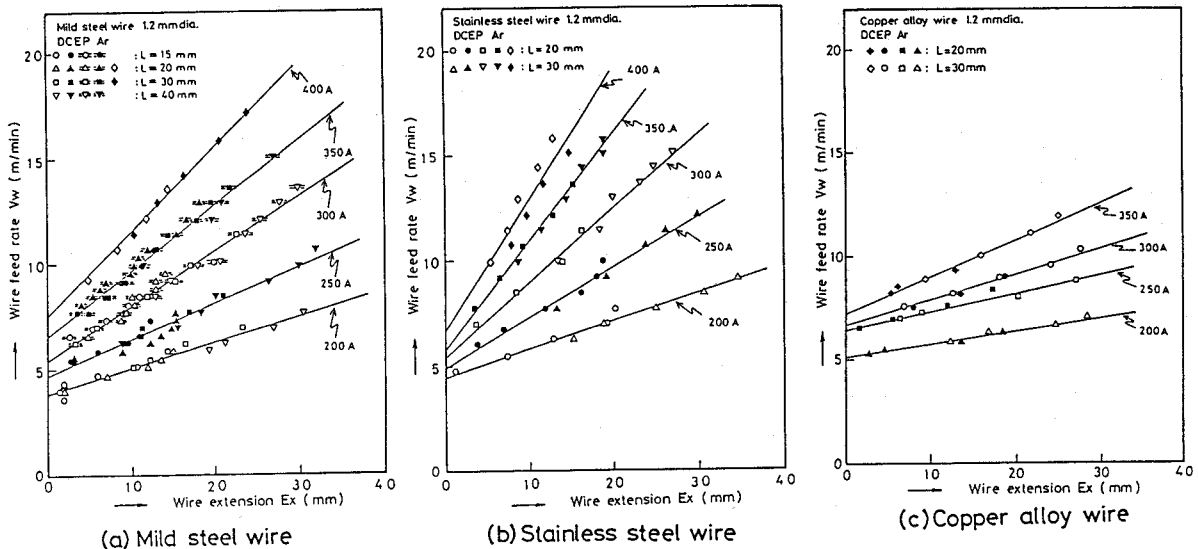


Fig.6-3 Relationship between wire extension and wire feed rate.

6. 2. 2 完全直流におけるワイヤ溶融速度

(1) ワイヤ溶融速度と突き出し長の測定

ワイヤ突き出し長 E_x は、写真撮影によって測定した (Fig. 6-2)。コンタクトチップ-母板間の距離 L は、15~40mmの範囲で変えている。ワイヤの溶接速度はフォトインタラプタを用いて送給モータの回転数をモニタし、求めた。Fig. 6-3は完全直流とした時の各電流値におけるワイヤ溶融速度と突き出し長の実測結果を示す。

軟鋼、ステンレス鋼、銅合金のいずれワイヤ (1.2mm径) においても、ワイヤ溶融速度と突き出し長は直線関係を示しているが、その傾きは電流値や材質により異なる。すなわち、抵抗発熱の効果は、固有抵抗の大きい鉄系のステンレス鋼、軟鋼で大きくなっている。

(2) ワイヤ溶融速度の実験式

ワイヤ溶融速度に関する式は、これまで多くの研究者により提案されているが、^{34, 40, 41)}いずれもワイヤ突き出し部の抵抗発熱効果を考慮しており、本実験でもアーク長が1~2mm以上のオープンアーク状態においては溶融速度と突き出し長との間には直線関係があることが確認された。

ここで、(6.4)式を以下のように置き換える。

$$v_w = \alpha I + \beta E_x I^2 \quad (6.5)$$

$$\alpha = \phi / (4.2 \rho H_0 (\pi d^2 / 4)) \quad (6.6)$$

$$\beta = R_0 / (4.2 \rho H_0 (\pi^2 d^4 / 16)) \quad (6.7)$$

α , β が定数であれば電流値 I に対して v_w と E_x との間には直線関係が成立する。Fig. 6-3に示される溶融速度の実測結果を直線回帰し、(6.5)式と係数比較すると各電流値における α , β がもとまる。Table 6-1に各ワイヤについて求めた α と β の値を示す。なお、実験は突き出し長 E_x を測定するため溶滴が比較的小粒で移行するような電流範囲 (150~450A) で行っており、Tableに示した値は実験範囲における平均値である。得られた実験式の精度は $\pm 5\%$ であるが、妥当性については式(6.6)(6.7)における ϕ , H_0 , R_0 を調べる必要がある。

Table 6-1 Constants in equation of wire melting rate.

Wire		α $\text{mm} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}$	β $\text{A}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$
Mild steel	1.2mm dia.	0.311	4.63×10^{-5}
Mild steel	1.6mm dia.	0.236	1.22×10^{-5}
Stainless steel	1.2mm dia.	0.321	6.14×10^{-5}
Copper alloy	1.2mm dia.	0.411	2.37×10^{-5}

6.3 溶滴の平均保有熱量と温度

6.3.1 測定装置ならびに熱量測定誤差

溶滴の保有熱量の測定に使用した装置をFig. 6-4に示す。陰極側にTIGトーチを用い、ワイヤとの間でアークを発生した。木製外箱内に銅製円筒容器（内径84mm、外径88mm、高さ65mm）を収め、断熱材を詰めて熱量計とした。ベークライトのフタ中央部に直径50mmの開口を設け、溶滴の落下口とした。開口部直下に吊した溶滴捕集容器は、175ccの水に浸した。水温測定にはサーミスタを用いている。また、2枚の遮熱板を設け、アーク熱が熱量計に侵入するのを防いだ。

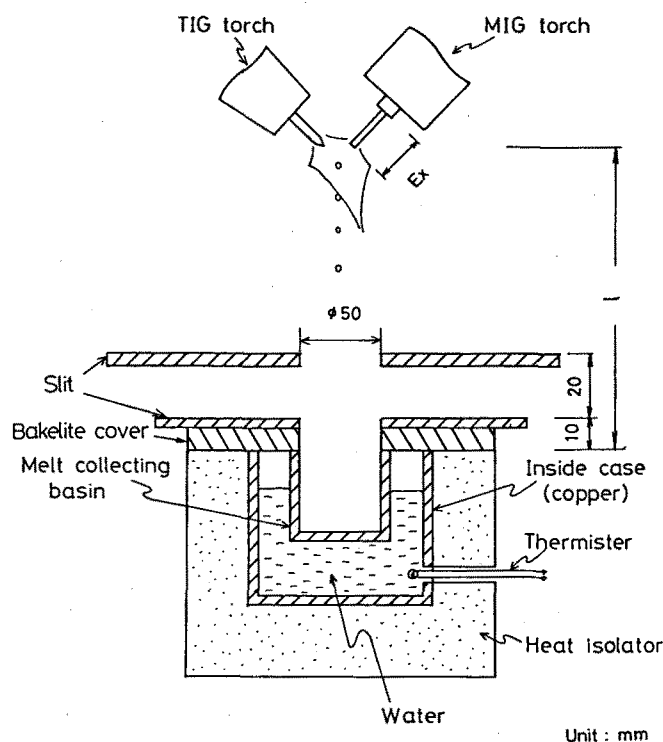


Fig.6-4 Measurement system for heat contents of metal droplets, Ex:wire extension, l:distance between electrode and calorimeter.

溶滴の保有熱量は捕集した溶滴の重量と熱量計の得た熱量とから求めている。従って、測定値には重量測定と熱量測定に伴う誤差が

含まれる。溶滴の捕集量はワイヤの種類によらず $0.5 \sim 0.7 \text{ cm}^3$ 、重量は $3 \sim 7 \text{ g}$ である。これは堆積した熔融金属の上に溶滴が落下して、捕集容器への熱伝達が悪くならないよう考慮して決めた。精度 1 mg の化学てんびんを使用したので重量測定による誤差は 0.3% である。

捕集容器、かくはん棒、サーミスタ、 175 cc の水を含めた熱当量を温水と溶融せずを用いて測定した。熱量計の全水当量は平均値を採用すると 216.7 g である。測定値のパラツキは 6.2 g 当量で、全水当量の 2.6% に相当する。水温の測定範囲は $20 \sim 40 \text{ }^\circ\text{C}$ で行った。サーミスタによる測温精度は $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ であったので、実験で扱った熱量 $1500 \sim 3000 \text{ cal}$ に対しては最大 0.8% の誤差となる。これらから熱量測定誤差は 4% 以下であると見込まれる。

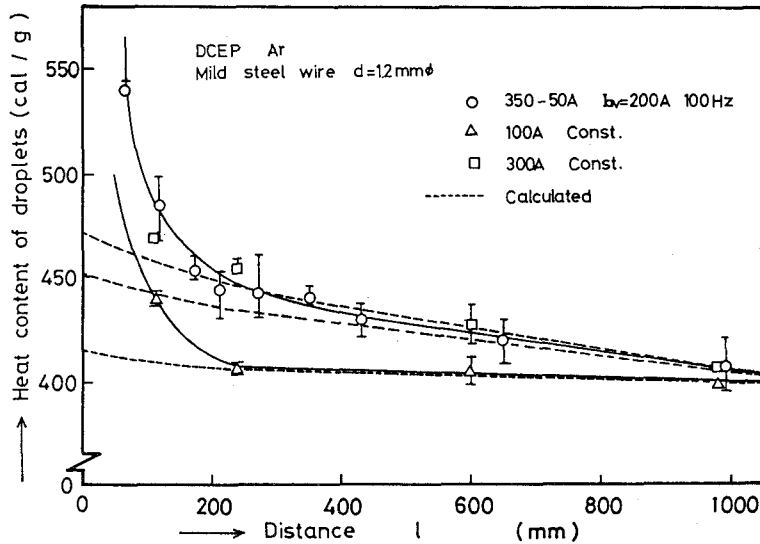


Fig.6-5 Influence of distance between electrode and calorimeter on measured value of heat contents of droplets.

6.3.2 溶滴の保有熱量と温度の推定

Fig. 6-4に示したワイヤ端から捕集容器までの距離 l を変えて測定した溶滴の保有熱量をFig. 6-5に示す。測定値は l が200mmより短くなると急激に増加している。これはアークプラズマからの輻射等の伝達熱が熱量計に侵入したためであると考えられる。この確認のため、水冷銅板を対陰極としてTIGアークを発生し、距離 l を変えてアークプラズマによる伝達熱の影響を調べた結果をFig. 6-6に示す。アーク伝達熱はほぼ l の自乗に反比例しており、本実験に用いた装置においては200mm以上になるとその影響はほとんど無視できる。すなわち、伝達熱は $l = 180\text{mm}$ で 0.5cal/sec 以下であるから、溶滴捕集時間を4~10秒間としているので、実験で扱う熱量1500~3000calに対して誤差は0.3%程度となる。

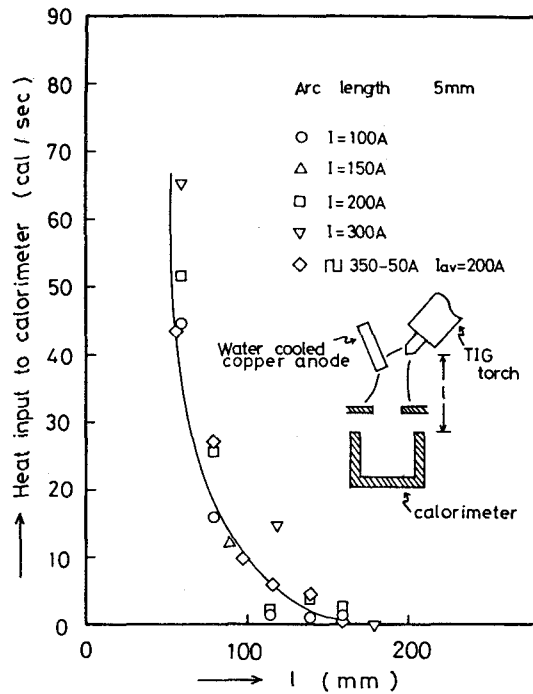


Fig.6-6 Relation between position of calorimeter and heat input due to convective and radiative transfer from TIG arc plasma.

l が 200mm 以上において、測定熱量は Fig. 6-5 に示されるように距離とともに徐々に減少している。これは溶滴が電極ワイヤを離れて、熱量計に達するまでの間の冷却によって生じたものとする。そこで、落下途中の熱損失を溶滴から雰囲気への熱伝達と輻射によるものとして計算し、離脱直後の溶滴の保有熱量と温度を推定した。

球形物体からの熱伝達損失 Q_H と輻射損失 Q_R は次式で示される。⁴³⁾

$$Q_H = \alpha (T_M - T_A) S t \quad (6.8)$$

$$Q_R = \varepsilon \sigma \{ (T_M + 273)^4 - (T_A + 273)^4 \} S t \quad (6.9)$$

$$\alpha = Nu \cdot \lambda / D \quad (6.10)$$

$$Nu = 2.0 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (6.11)$$

$$Re = UD / \nu \quad (6.12)$$

ただし、 α : 熱伝達率 (cal/cm²/sec/deg)、 S : 溶滴の表面積 (cm²)、 T_M : 溶滴の温度 (°C)、 T_A : 雰囲気温度 (20°C)、 Nu : ヌッセルト数、 Re : レイノルズ数、 Pr : プラントル数、 λ : 熱伝導係数 (cal/cm/sec/deg)、 D : 溶滴の直径 (cm)、 ν : 動粘性係数 (cm²/sec)、 U : 溶滴の飛行速度 (cm/sec)、 ε : 輻射率、 σ : ステファン・ボルツマン定数 (1.355 × 10⁻¹² cal/sec/cm²/deg⁴)、 t : 飛行時間 (sec) である。

なお、 λ 、 ν 、 Pr には Table

6-2 に示す 20°C における空気の Table 6-2 Thermophysical value of air.

値を用いた。⁴⁴⁾

溶滴の速度 U はワイヤ先端から初速度 v_0 で離脱し、その後は自由落下するものとして決めた。 v_0 と D については高速度写真から実測

Kinematic viscosity ν cm ² /sec	Thermal conductivity λ cal/cm sec°C	Prandtl number Pr
0.156	6.11 × 10 ⁻⁵	0.71

Table 6-3 Variables used in evaluation of heat contents of metal droplets.

Material	Current I Amp.	Specific heat c cal/g deg	Latent heat q cal/g	Emissivity ε	Temperature of droplet T_M °C	Diameter of droplet D mm	Initial velocity v_0 m/sec
Mild steel	200 (ν 350-50)	0.15-0.26	65	0.4-0.8	1600-2600	1.0-1.5	1.0-4.0
Mild steel	100	0.15-0.26	65	0.4-0.8	1600-2600	3.5-5.0	0-2.0
Mild steel	300	0.15-0.26	65	0.4-0.8	1600-2600	0.4-0.8	3.0-6.0
Stainless steel	250	0.15-0.22	68	0.4-0.8	1500-2600	0.6-1.0	2.0-4.0
Cu-Ni	250	0.10-0.15	57	0.1-0.4	1200-2600	0.6-1.0	2.0-4.0

できるが、溶融金属の比熱 c や T_m 、 ϵ については正確な値が不明である。すなわち、 T_m は落下途中で時々刻々と変化する溶滴の温度である。 c は温度によって著しく変化し、さらに高温におけるデータが少ない。 ϵ も温度や雰囲気との反応によってその値は広範に変化すると考えられる。そこで、これらの変数は Table 6-3 に示す範囲内の値をとるものとして、例えば c と ϵ は温度の関数としてではなく、 c では 0.1 cal/g/deg 、 ϵ は 0.1 毎に逐次変化させ、それぞれの組み合わせを計算に用いた。

溶滴の熱量損失と温度低下の計算は、Fig. 6-7 に示す流れ図に従って行った。すなわち、 $l=0$ での溶滴の温度と保有熱量 ($H_0 = c T_m + q$) を仮定し、これを出発点として落下途中の温度低下を(6.8)(6.9)式を用いて計算した。各変数を Table 6-3 に示す範囲で変化させて距離 l に対する保有熱量の変化曲線を種々求め、 $l=200 \text{ mm}$ 以上の範囲にあるもの (Fig. 6-5 の破線) を選び、 $l=0$ での保有熱量と温度を推定した。なお、熱量測定は同一実験条件で3~5回行い、その平均値を実測値とした。

6.3.3 溶滴の平均保有熱量

(1) 完全直流における電流値の影響

Fig. 6-8 は、 1.2 mm 径の軟鋼、ステンレス鋼、銅合金の各ワイヤについて完全直流とパルス電流 ($I_p = 350 \text{ A}$ 、 $I_b = 50 \text{ A}$) を適用し、平均電流 I_{av} を変えて

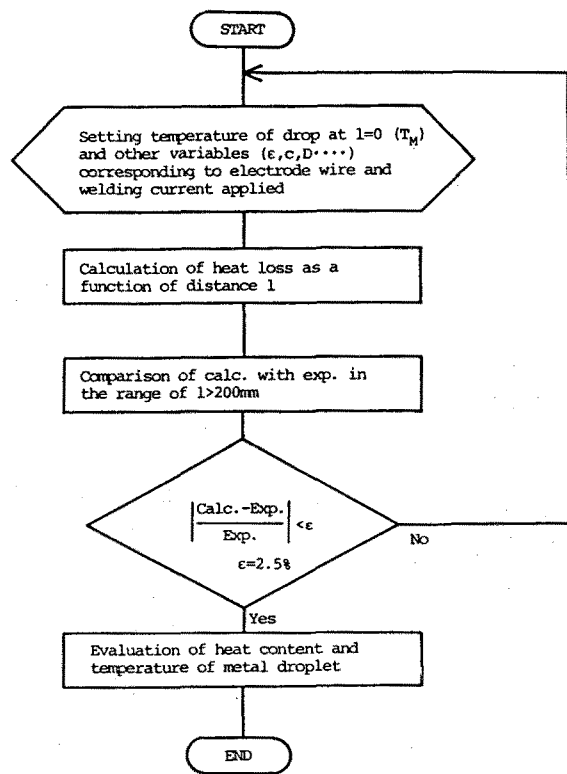


Fig. 6-7 Flow chart for calculating heat loss of metal droplets during flight into the calorimeter.

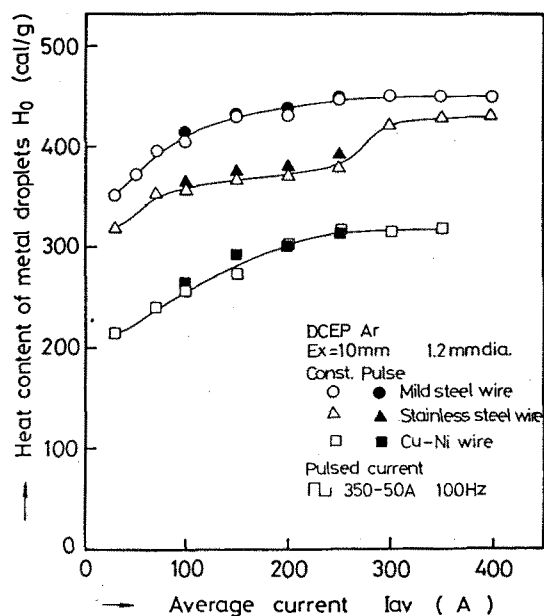


Fig. 6-8 Relation between average current and heat contents of metal droplets.

溶滴の保有熱量 H_0 を調べた結果である。同じ電流値でも H_0 は軟鋼が最も大きく、ついでステンレス鋼、銅合金の順になっている。いずれの材質も I_{av} が高くなるとともに H_0 が増加している。ここでは完全直流を適用したときの保有熱量について考察する。

軟鋼の場合、100A程度までは電流値とともに H_0 は急激に増加しているが、100Aを超えるとその増加率は減少し、250A以上ではほぼ一定値となっている。アークからの熱はワイヤ端に垂れ下がった熔融金属を介して、固体部に伝達され電極ワイヤの熔融に寄与する。一般に液体内では対流などによる速やかな熱の移動が行われるのに対して、固体ワイヤ内では熱伝導が律速するため、アークからの入熱が大きくなると熔融金属はいわゆる過熱状態となり、温度は融点より高くなる。

電流あるいは電流密度が低い領域では溶滴はグロービュラー移行する。100A以下では、溶滴が成長して、離脱するまで数100msec以上の時間を要し、過熱の効果が顕著に現われたものと考えられる。さらに電流が高くなるとピンチ力が大きくなって、プロジェクト移行・ストリーミング移行が起こり、離脱に要する時間も短くなる。従ってアーク熱で過熱される程度が少なくなり、電流値が大きくなっても保有熱量がほとんど増加しなくなると考えられる。このことは銅合金用ワイヤの場合にもあてはまると考える。

ステンレス鋼ワイヤでは100A~250Aの範囲で H_0 の増加率が小さく、300A以上で H_0 が不連続に大きくなっている。ステンレス鋼のMIG溶接の場合、軟鋼と比較して低電流でスプレー移行が起こる。また、固有抵抗が大きいので300A~350Aを超えるとワイヤ突き出し部が軟化し、溶滴はローテーティング移行する。ローテーティング移行では、溶滴の離脱がストリーミング移行ほど容易ではなく、溶滴のアークプラズマ内での滞留時間も長くなる。従ってこの場合、溶滴はアークプラズマ内で再加熱される可能性が大きく、保有熱量が増加したのと考えられる。

(2) パルス電流の影響

パルス溶接の場合、1パルス1溶滴移行となる同期限界周波数 f_{cr} よりも低いパルス周波数では、パルス波形に同期してスプレー移行が起こる。従ってピーク電流時に電極ワイヤが熔融するので、保有熱量はピーク電流値の影響をうけると考えられる。

Fig. 6-9は、 $I_p=350A$ 、 $I_b=50A$ 、 $I_{av}=100A$ のパルス電流を適用し、パルス周波数 f を変えて保有熱量を調べた結果である。いずれの材質でも50Hzより低いパルス周波数で H_0 がやや大きくなっている。

Fig. 6-10は平均電流 $I_{av}=200A$ としてピーク電流値 I_p の影響を調べた結果である。 I_p を高くすると H_0 はやや増加するが I_{av} の影響に比べて小さい。これは、F

Fig. 6-8において完全直流の場合に250A以上で H_0 がほぼ一定値を示すことと矛盾しない。

以上のことからパルス電流を適用すると溶滴の平均保有熱量は完全直流の場合より若干大きくなるが、ほぼ平均電流値で決定されることができると考えることができる。

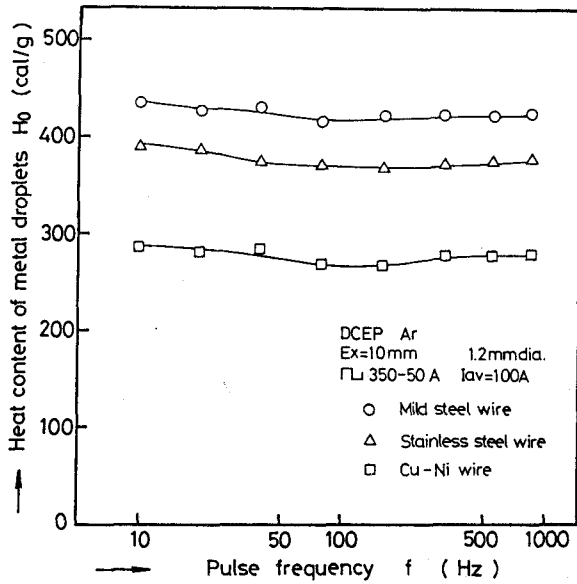


Fig. 6-9 Relation between pulse frequency and heat contents of metal droplets.

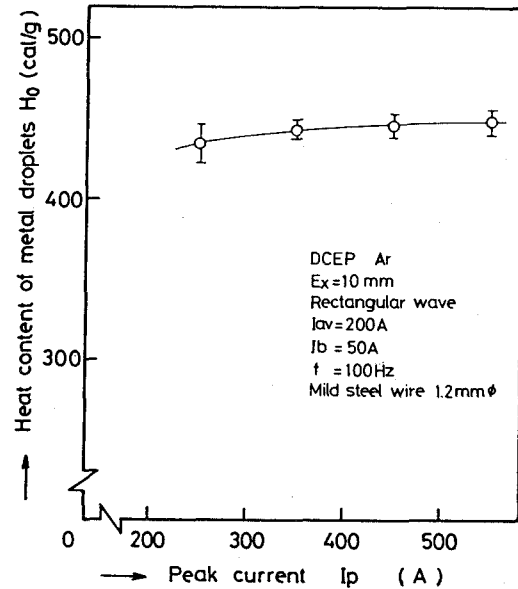


Fig. 6-10 Relation between peak current value at the same average current and heat contents of metal droplets.

6. 3. 4 溶滴の温度

Table 6-4は、6. 3. 1の手順に従って推定した溶滴の温度を示す。いずれの材質でも30A程度では融点直上にある。電流値が高くなると溶滴の温度は上昇し、200A以上では2000℃程度に達している。これらの値は既に報告されている溶滴や溶融池の温度(1600~2300℃)^{38, 45)}と比較しても妥当であると考えられる。

パルス電流を適用すると保有熱量の場合と同様、温度も高くなると推測される。しかし、計算に用いた比熱や輻射率などの設定範囲が広いと、推定温度に有意な差異は認められなかった。

Table 6-4 Temperature of metal droplets estimated from the measurement of heat contents.

Wire (1.2φ)	Temperature of droplets at the current level (°C)			
	30 A	100 A	200 A	300 A
Mild steel	1550-1650	1700-1900	1800-2000	2000-2200
Stainless steel	1450-1550	1600-1800	1750-1950	1850-2100
Copper-Nickel	1200-1300	1500-1800	1800-2100	1900-2300

6.4 ワイヤ溶融速度の実験式の妥当性

MIGアークが安定に維持される場合、(6.4)式から溶滴の保有熱量 H_0 は、

$$H_0 = H_A + H_J \quad (6.13)$$

$$H_A = \phi j / (4.2 \rho v_w) \quad (6.14)$$

$$H_J = R_0 E_x j^2 / (4.2 \rho v_w) \quad (6.15)$$

と置くことができる。溶滴の保有熱量 H_0 はアークから与えられる熱量 H_A と抵抗発熱により得た H_J の和となる。⁴⁶⁾ 抵抗発熱量 H_J はアークを発生させず、ワイヤの直接通電から求めることができる。実験では四端子法により100~700Aのステップ電流をワイヤに流し、標点間電圧の時間的変化を測定した。Fig. 6-11に測定例を示す。電流を流し始めてから、 t_1 秒経過した時点でのワイヤの単位質量当たりの保有している熱量は次式で示される。

$$H_J = j \cdot \int_0^{t_1} V(t) dt / (4.2 \rho l_0) \quad (6.16)$$

ただし、 $V(t)$: 標点間電圧 (V)、 l_0 : 室温における標点間距離 (mm) である。

従ってFig. 6-11に示される実測 $V(t)$ を用いて、(6.16)式を時間積分すると H_J が得られる。通電時間 t_1 はワイヤがチップを出てアーク発生点に至る時間であるので、

$$t_1 = E_x / v_w \quad (6.17)$$

とおける。ワイヤの比抵抗が一定であれば式(6.15)、(6.17)から H_J は $t_1 j^2$ に比例する。

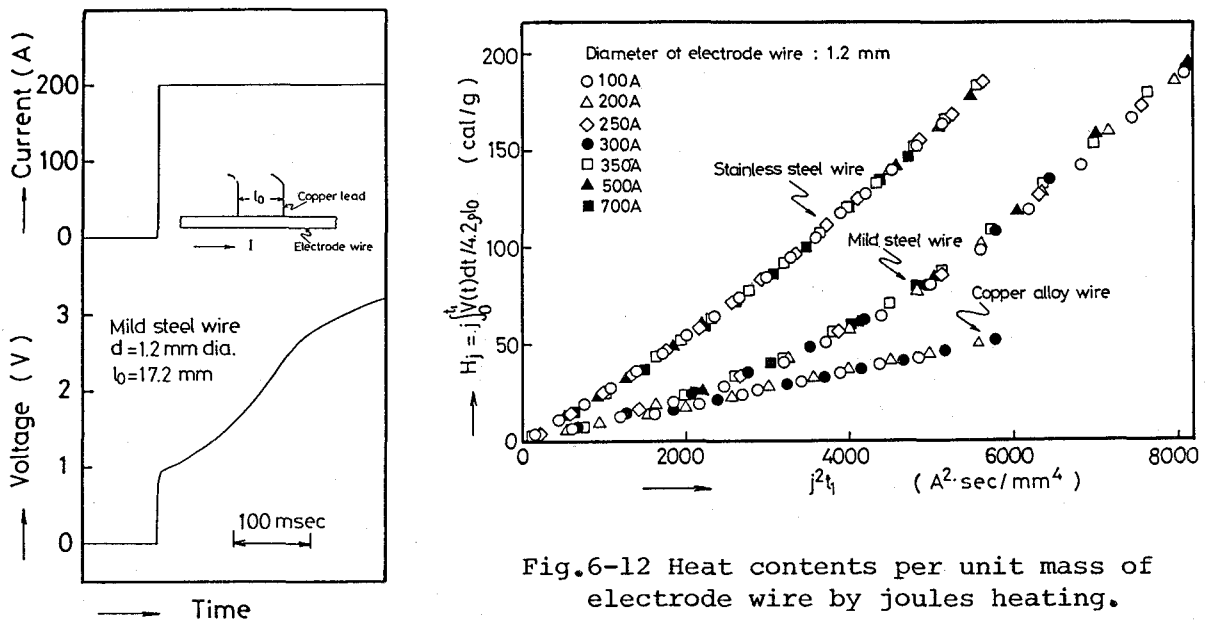


Fig.6-12 Heat contents per unit mass of electrode wire by joules heating.

Fig.6-11 Change in voltage drop in electrode wire due to joules heating.

Fig. 6-12は(6.16)式から得られた H_J を $t_1 j^2$ について整理した結果である。 $t_1 j^2$ を同一としても H_J はステンレス鋼が最も大きく、ついで軟鋼、銅合金の順になっている。いずれの材質でも H_J は $t_1 j^2$ とともに増加しているが、鉄系ワイヤでは温度上昇による抵抗増加が著しいため、 H_J は $t_1 j^2$ に比例していない。これらの曲線において、実際の溶接に使われる範囲(軟鋼ワイヤ1.2mm径では $2500 < j^2 E_x / v_w < 7000$)をHalmoeyの方法に準じて直線に近似すると、

$$H_J = a (t_1 j^2 / 4.2\rho) - b \quad (6.18)$$

とおける。ただし、 a :直線の傾き($\Omega \cdot \text{cm}$)、 b :縦軸との交点(cal/g)である。 a は溶接時の実効的な比抵抗であると考えられる。Table 6-5に各ワイヤの a と b の値を示す。式(6.13)~(6.18)を用いて(6.4)式を補正すると、

$$v_w = (\phi j + a E_x j^2) / (4.2\rho(H_0 + b)) \quad (6.19)$$

となる。Fig. 6-3に示される熔融速度の実測結果を直線回帰し、(6.19)式と係数比較すると各電流値における H_0 、 ϕ がもとまる。得られた H_0 と ϕ をFig. 6-13において計算値として示す。あわせて、実測した溶滴の保有熱量を測定値として示す。6.3において示されたように H_0 はグロービュラー移行が起こるような低電流密度(軟鋼ワイヤ1.2mm径の場合、100A以下)では、電流値とともに急激に増加し、プロジェクト移行・ストリーミング移行となるとほぼ一定値となる。計算ではワイヤの抵抗特性値 a 、 b を用いて H_0 を求めているので、Fig. 6-12を(6.18)式で近似した時の誤差(最大5%)が含まれる。従って、計算値と測定値はよく一致しているとみなすことができ、上

Table 6-5 Values of constants a and b in approximate equation for joules heating of the electrode wires used.

Wire	a $\Omega \cdot \text{mm}$	b cal/g
Mild steel 1.2 mm dia.	9.40×10^{-4}	58
Mild steel 1.6 mm dia.	6.55×10^{-4}	20
Stainless steel 1.2 mm dia.	1.16×10^{-3}	29
Copper alloy 1.2 mm dia.	3.33×10^{-4}	2

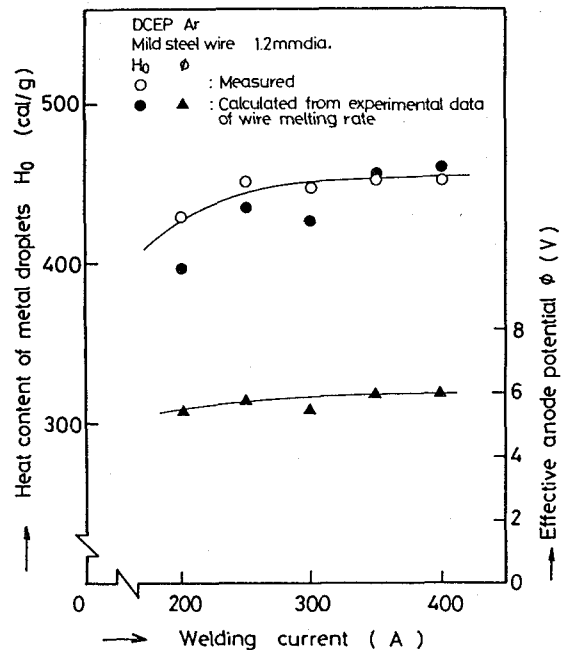


Fig.6-13 Heat contents of metal droplets and effective anode potentials in the case of 1.2 mm dia. mild steel wire.

Table 6-6 Heat contents of metal droplets and effective anode melting potentials.

Wire	Heat content of metal droplets H_0 cal/g	Effective anode melting potential ϕ V
Mild steel 1.2 mm dia.	437 (446)	5.7
Mild steel 1.6 mm dia.	386 (400)	6.3
Stainless steel 1.2 mm dia.	409 (404)	5.3
Copper alloy 1.2 mm dia.	309 (316)	5.1

述の仮定が成り立っていると考えられる。

アークによる溶融の等価電圧 ϕ はFig. 6-13において5.4~6.0Vとなっている。 ϕ はアーク現象論的には陽極で発生する熱エネルギーの等価電圧として次式で示される。¹⁷⁾

$$\phi = V_A + V_{WA} + V_T \quad (6.20)$$

ただし、 V_A ：陽極降下、 V_{WA} ：陽極材料の仕事関数、 V_T ：アークプラズマ温度の等価電圧である。軟鋼の場合、 $V_{WA}=4.5V$ 、 $V_A=0V$ 、 $V_T=0.8V$ ($T=6000K$) とすると $\phi=5.3V$ と見積もることができる。

上記手法を用いて溶融速度の実測結果から求めた各ワイヤの H_0 、 ϕ の平均値および測定した溶滴の保有熱量(200~350Aの平均値)をTable 6-6に示す。いずれも測定値に近い値を示している。以上の結果から、細径ワイヤを用いた場合の溶融速度は(6.19)式で示してよいと考えられる。

6.5 パルスMIG溶接におけるワイヤ溶融特性

6.5.1 アークの安定性に及ぼすパルス波形の影響

MIG溶接におけるアークの安定性は主としてアーク長の変動あるいは突き出し長 E_x の時間的变化によって決まる。パルス溶接時には電極ワイヤの温度場および溶融速度は式(6.1)(6.2)に従って変化する。もとよりワイヤ端から離脱する溶滴の大きさすなわち移行形態はアークの安定性を支配する重要な因子であり、パルス波形によって移行形態が変わることを第5章で述べた。ここでは、ワイヤ先端部が連続的に溶融移行すると仮定し、溶融速度の時間的变化によるマクロなアークの安定性に及ぼすパルス波形の影響について検討する。

パルス電流を適用してもワイヤの温度分布が時間的に緩やかに変化する場合には、溶融速度は(6.19)式で示してよいと考えられる。従って、 E_x の時間的变化は、

$$dE_x/dt = v_w - v(t)$$

$$= v_w - \{ \phi j(t) + a E_x j(t)^2 \} / (4.2\rho(H_0 + b)) \quad (6.21)$$

で表わせる。ただし、 v_w :ワイヤ送給速度、 $v(t)$:溶融速度である。

Fig. 6-14に(6.21)式による計算値と高速度写真からの実測値を示す。両者は比較的良好に一致している。ワイヤを定速送給すると、数Hz程度の低周波パルス電流では E_x の変動が大きい。アークを安定化するためにはワイヤ送給速度を制御する必要がある。

平均電流 $I_{av}=200A$ 、ピーク電流 $I_p=350A$ 、ベース電流 $I_b=50A$ としてパルス周波数 f を変えたときのアーク長の変動をFig. 6-15に示す。 f を高くすると計算ではアーク長の変動がなくなり、アークは安定となる。しかし実測値では、周波数の高い領域でもアーク長の変動が大きく、平均値よりも1mm程度長くなっている。1パルス1溶滴移行となるパルス周波数 f_{cr} を超えると、移行形態はドロップ移行が支配的になり、ワイヤからの溶滴離脱にともなうアーク長の変化が大きくなる。またアーク長の平均値につ

いては(6.21)式の H_0 を過大評価しているため E_x が実際よりも長く計算されている。すなわち、パルス溶接時の H_0 は実測値では周波数が高くなると若干低下し、平均電流値(この場合200A)で決定される(6.3.3)。これに対して計算に用いた H_0 は175~400Aにおける溶滴の保有熱量の平均値であるので、5~10%程度実測値よりも大きい。

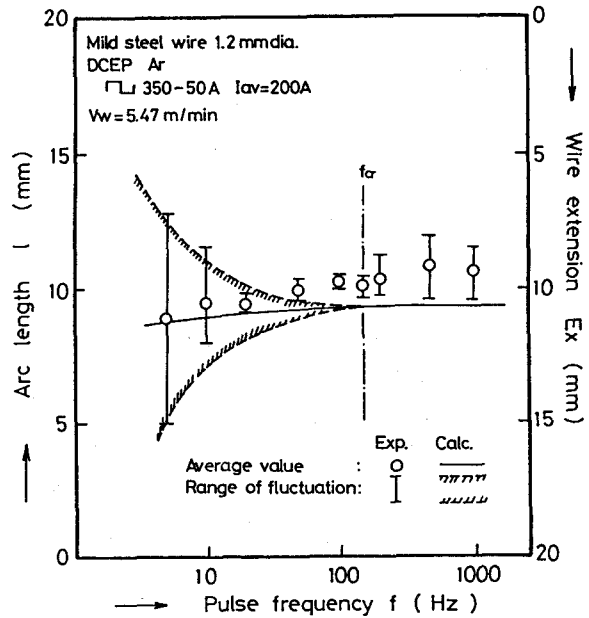


Fig.6-15 Effect of pulse frequency on fluctuation of arc length in pulsed MIG welding.

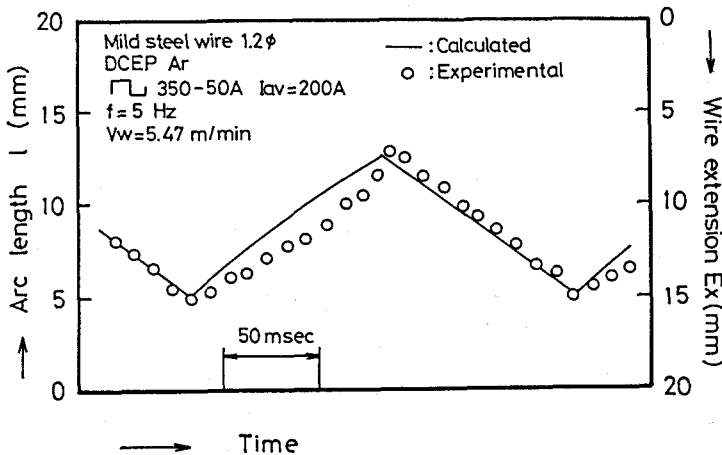


Fig.6-14 Periodic change in arc length in MIG arc applied low freq. pulsed current at const. wire feed rate.

6.5.2 パルスMIG溶接のワイヤ溶融速度

パルス周波数が比較的高く、1パルス1溶滴移行となる条件に近いパルス波形を適用すると、 E_x はほぼ一定となるので(6・5)、(6・21)式からパルス溶接におけるワイヤの溶融速度 v_p は、

$$v_p = \alpha I_{av} + \beta E_x I_{eff}^2 \quad (6\cdot22)$$

で表わせる。ただし、 I_{av} ：パルス波形の平均電流値 (A)、 I_{eff} ：実効電流値 (A) である。

Fig. 6-16にパルス溶接時の溶融速度を示す。実測値と(6・22)式による計算値はよく一致しており、 I_{av} を同一としても I_{eff} の大きいパルス波形では溶融量が多くなっている。

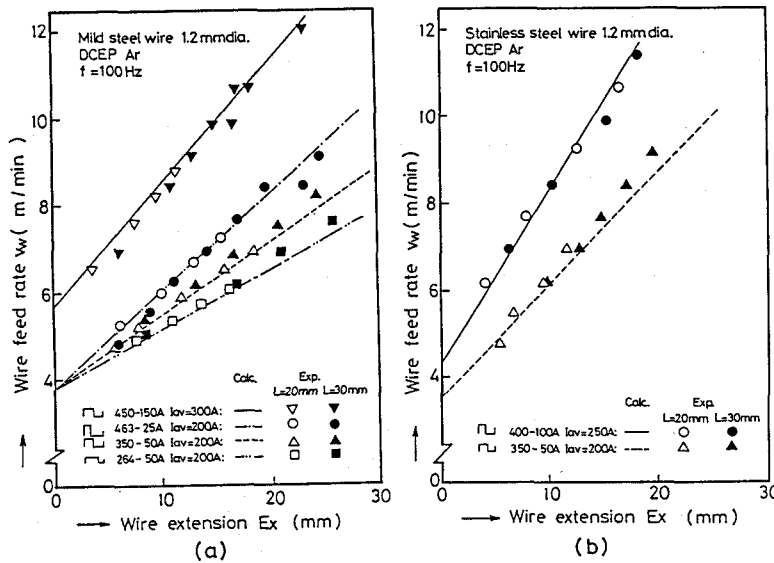


Fig.6-16 Relation between wire extension and wire feed rate in pulsed MIG welding applied various pulsive current waveforms.

6.6 溶滴の離脱機構とその制御に関する考察

すでに述べたように1パルス1溶滴移行条件では、大きさのそろった溶滴が極めて規則正しくワイヤ端から離脱しており、パルス溶接の移行現象を特徴づけている。実験的には1パルス1溶滴移行条件はFig. 5-18に示したように矩形波パルス電流ではピーク電流値とピーク電流時間によってほぼ決定される。しかしながら、それぞれのパルスパラメータの役割を理解するためには溶滴離脱の数量モデルを通して、メカニズムを検討する必要がある。

ワイヤ端で形成される溶融金属には、Fig. 6-17に示すように重力 mg や表面張力による付着力 S が作用している。電極ワイヤを含めたアーク空間における電流分布に対応した電磁圧力（ピンチ力）の位置的な変化は、ワイヤ端の溶融金属内の対流やプラズマ気流発生の駆動力となる。パルス溶接ではピーク電流通電時に強力なピンチ力が働く。すなわち、半径方向のピンチ力 F_r により溶融金属の内圧が高まる。同時に軸方向の F_z と mg の作用も加わって、溶融金属内に対流が起こるため加速度的にくびれ、溶滴として離脱すると考えられる。

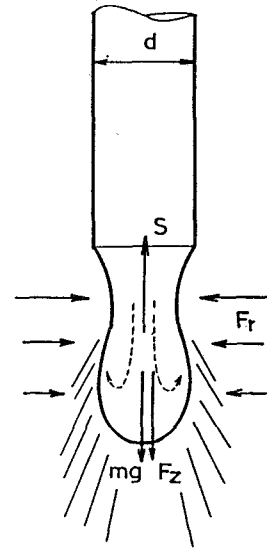


Fig.6-17 Forces acting on the metal droplet during detachment.

このように溶滴の離脱現象は、なかなか複雑であるが、従来より重力以外にローレンツ力やプラズマ気流による引きずり力などの役割に関して数多く報告され

ている。^{47, 48, 49)}いずれもワイヤ端の溶滴に働く力を静的に扱っており、半径方向のピンチ力は無視している。これら離脱機構解明の目的は、数量モデルを通して適正条件の確立をめざすことである。パルス溶接においては、さらに電流波形パラメータの最適化が望まれるので、時間因子が導入されたモデルによって検討しなければならない。本節では、まず静的な懸垂液滴の安定性について触れる。ついで、半径ピンチによる円柱状流体の不安定に関するMurtyの理論に言及し、パルス移行現象の機構を検討する。

6. 6. 1 静止懸垂溶滴の形状と安定性

気相と界面を形成する（表面をもつ）液体において、その形状が安定に維持されるかどうかは、境界条件や表面張力などの物性値によって異なる。非粘性液体の平衡状態はベルヌイ式(4.4)から決定される。液体の流れが無視できる場合、 $P/\rho + \Omega = C$ 、すなわち表面張力による圧力、重力及び外圧がつりあう。

電極棒端に垂れ下がった溶融金属の形状を以下のような仮定のもとに検討する。

- (I) 溶融金属に作用する力は重力、表面張力及び外圧のみとする。
- (II) 溶滴形状は軸対称とする。従って、溶滴底部の2つの主曲率は等しい。
- (III) 表面張力と外圧は溶融金属全表面にわたって等しく、溶融金属の密度は内部のいずれの場所でも一定である。

(IV) 電極棒端の溶融金属は、Fig. 6-18(a)に示すように固液界面を形成して

おり、接触角 θ は両者の界面エネルギーから決定されるが、ここでは Fig. 6-18(b) に示すガラス管中の水が垂れさがるような状態で近似する。

(1) 溶滴形状^{50, 51)}

以上のような仮定のもとでは電極棒端に垂れ下がった熔融金属の内圧は、座標の原点を溶滴底部にとると、

$$\gamma (d\phi/ds + \sin\phi/r) = \Delta p_0 - \rho g z \quad (6\cdot23)$$

で与えられる。ただし、 ρ : 液体の密度 (g/cm^3)、 g : 重力加速度 (cm/s^2)、 γ : 表面張力 ($dyne/cm$)、 Δp_0 : 液滴底部での圧力差 ($dyne/cm^2$) である。頂点の曲率 $1/R_0$ による圧力 Δp_0 は、重力ヘッドとつりあうので、

$$\Delta p_0 = \rho g h = 2\gamma/R_0 \quad (6\cdot24)$$

とおける。

ここで、(6·23)式を毛管定数 $a = \sqrt{2\gamma/\rho g}$ で無次元化すると、

$$\begin{aligned} d\phi/ds^* + \sin\phi/r^* &= 2(h^* - z^*), \\ dr^*/ds^* &= \cos\phi, \quad dz^*/ds^* = \sin\phi \end{aligned} \quad (6\cdot25)$$

のごとく表わせる。ただし、 $r^* = r/a$ 、 $z^* = z/a$ 、 $h^* = h/a$ 、 $s^* = s/a$ である。

Fig. 6-19 は h^* をパラメタとして、上式を数値計算(Runge-Kutta法)した溶滴形状である。なお、 $h^* = z^*$ では溶滴の重力ヘッドと最下点の曲率による圧力がつりあうので、

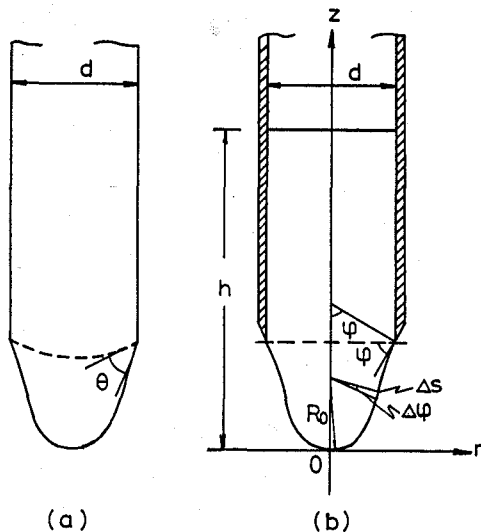


Fig.6-18 Coordinate for calculation of pendent drop profiles.

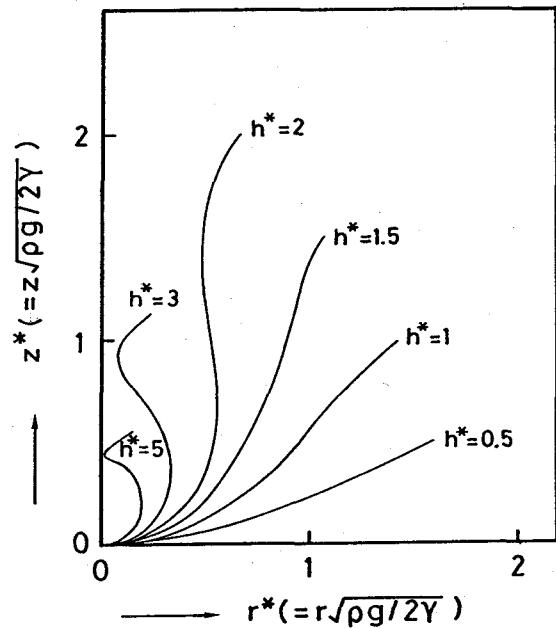


Fig.6-19 Pendent drop profiles calculated.

溶滴支持限界としている。実験的には、低電流MIGアークにおける離脱直前の溶滴やTIGアーク中に挿入した溶加棒端の溶滴の形状が計算値とよく一致することを確認している。

(2) 懸垂溶滴の体積

ワイヤ端に懸垂する溶滴の体積は、ワイヤの溶融速度とあいまって移行周期や溶滴移行に伴うアーク長の変動振幅を決定する。静止懸垂溶滴モデルではワイヤ端に支持される溶滴の最大体積が目安となる。(6・25)式を用いると懸垂溶滴の体積 V^* ($=V/a^3$)は、

$$V^* = \pi R^3 \{ \sin \phi / r^* - (h^* - z^*) \} \tag{6・26}$$

で計算できる。 h^* をパラメタとしてFig. 6-20に図示する。横軸はワイヤの半径に相当する。 h^* が2.0よりも大きい場合、 V^* の増大とともに r^* は極小値をもつ。これは、Fig. 6-19に示される溶滴形状においてくびれ部が存在することによる。 $h^* < 1.8$ では、 r^* とともに V^* は増加している。これらの曲線群の包絡線(破線)は、各 r^* に対する最大の V^* を意味する。すなわち、ある径のワイヤあるいは、ガラス管から垂れ下がる液滴の最大体積となる。静止懸垂溶滴の最大体積 V^* は r^* にほぼ比例して増加し、 $r^* = 1.3$ で極大値を示す。さらに r^* を大きくすると急激に体積が減少し、 $r^* = 1.7$ を越えると溶滴は安定に存在しない。なお、 h^* が小さい場合、曲率を線形近似できるので、溶滴形状は $z^* = h^* \{ 1 - J_0(\sqrt{2}r^*) \}$ で表わせる。従って、 $J_0(\sqrt{2}r^*) \leq 0$ すなわち、 $r^* \geq 1.7$ の場合、 z^* は負となり懸垂液滴は存在しないことになる。この結果は、4.3節において考察した裏波溶融池の溶け落ち限界を決定するRayleigh-Taylor不安定に対応する。

さて、MIG/MAG溶接では、ワイヤ径は0.5~3mm程度が使用される。溶融金属の密度と表面張力がTable 4-2で与えられるとすると、無次元化 r^* は0.065~0.3程度が対象となる。Fig. 6-20の付着限界体積を与える曲線(破線)において $0.04 < r^* < 0.55$ を直線で近似すると±5%の精度で、

さて、MIG/MAG溶接では、ワイヤ径は0.5~3mm程度が使用される。溶融金属の密度と表面張力がTable 4-2で与えられるとすると、無次元化 r^* は0.065~0.3程度が対象となる。Fig. 6-20の付着限界体積を与える曲線(破線)において $0.04 < r^* < 0.55$ を直線で近似すると±5%の精度で、

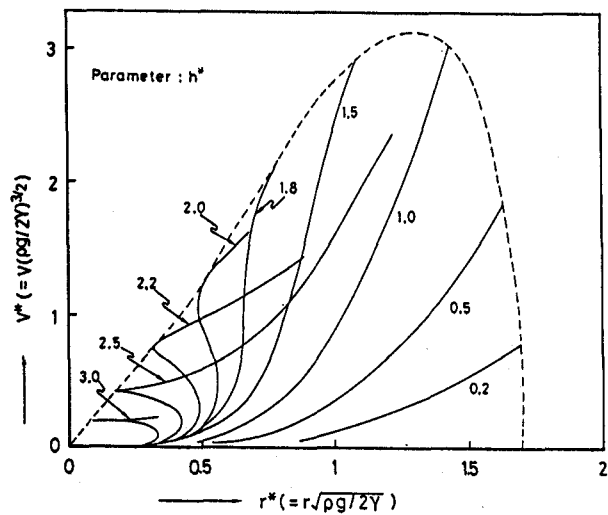


Fig.6-20 Nondimensional volume of pendent drop as a function of $r\sqrt{\rho g/2\gamma}$.

$$V_{\max}^* = 2.4 r^* \quad (6.27)$$

が得られる。すなわち、 d をワイヤ径 (cm) とすると、

$$V_{\max} = 2.4 \gamma d / \rho g \quad (6.28)$$

の関係から、各ワイヤ径、材質に対する懸垂溶滴の最大体積を見積もることができる。実際の電極ワイヤ端では、重力以外にローレンツ力を起因とする力がはたらいており、溶滴の離脱を助けたり、妨げたりする。(6.28)式において重力加速度 g を等価加速度 G に置き換えると、これらの効果を導入することができる。すなわち、 z 方向の加速度 G の大きい場においては、限界付着体積が小さくなり、小粒子として離脱することになる。強電場中にある液滴 (電流が流れない場合) の挙動は静止懸垂液滴として扱うことにより説明できる。⁵²⁾しかし、ローレンツ力に対しては電流分布によって力の大きさや方向が異なるので、この影響を考慮する必要があると考える。ただし、MIG溶接の小電流域 ($< 50\text{A}$) では $G = g$ と考えられ、ワイヤを定めるとその溶滴の最大体積は(6.28)式にほぼ一致することを確認した。

6.6.2 ピンチ不安定による溶滴離脱機構

前項では静止懸垂溶滴の最大体積はワイヤ径や物性値に加えて、軸方向の加速度によって決定されることを示した。ワイヤ溶融速度が小さく、液体金属の流れによる運動エネルギーが、表面張力による位置エネルギーに比べて小さい場合、静的なモデルを用いて議論できる。一方、高電流のMIG溶接で観測されるストリーミング移行は水などの液体がノズルから流出する状況に似ており、半径方向のピンチ不安定による溶滴の分離作用が支配的になると考えられる。ただし、その駆動力が液体金属内を流れる電流によるローレンツ力であるか、プラズマ気流による引きずり力であるか確定できない。

TIGアークにおいてもシールドガスがArとHeの場合でその外観やアーク圧力が異なるのと同様、シールドガスが純アルゴンのMIGアークは工業的に用いられているが、移行形態としてはむしろ特別な場合であると考えられる。鉄系のMIGアークによるパルス溶接の場合、高速度写真(Fig.5-14~17)に見られるようにベース電流からピーク電流に切り換わった瞬間、ワイヤ端からまっすぐに母板に向かってワイヤ径程度の太さの円柱状アークが発生している。電流の経路はワイヤ先端の溶滴の温度、表面の酸化物の性状、アークプラズマの導電率などが影響するので厳密な議論は難しい。

1パルス1溶滴移行条件ではベース時にワイヤ端に半球状の溶滴が付着しているが、ピーク電流に切り換わった瞬間はその温度が比較的低いため、先端部は固体部に近い導電率をもつと考える。また、電流値の高いスプレー移行の領域においてはTIGアーク同様、

プラズマ気流の発生によってアークの軸方向への指向性が強い。ベース電流時には釣鐘状アークの周辺部のプラズマが冷却されるので、導電率の高い部分がワイヤ延長上の限られた領域になると考えられる。従って、Fig. 3-10のTIGアーク外観に見られるようにピーク電流に切り換わった瞬間に円柱状に電流が流れるものと考えられる。そこで、円柱状電磁液体のピンチ不安定を扱ったMurtyの理論を適用して、溶滴の離脱機構を検討する。

(1) Murtyの理論

Fig. 6-21は、円柱状液体の解析モデルを示している。半径R (cm) の円柱状液体の表面には次式に示すような微小な振幅の波 (波長λ cm) が存在し、

$$r = R + a \cos kz = R + a e^{ikz} \quad (6.29)$$

振幅a (cm) が時間的に変化する場合を考える。

$$\begin{aligned} a &= a_0 \cos \omega t \\ &= a_0 e^{-i\omega t} \quad (a \ll R) \end{aligned} \quad (6.30)$$

ただし、k (=2π/λ) : 波数 (cm⁻¹)、ω : 角周波数 (rad/sec) である。

ここで液体は非圧縮・非粘性流体と仮定し、重力の影響を無視する。円柱状液体に通電しないとき、ペリコース不安定とも呼ばれRayleighによって解析されている。^{15, 53)} すなわち、4. 2節に示した解析手法により、速度ポテンシャルはFig. 6-21の境界条件において、

$$\phi = A I_0(kr) \cos(kz) \sin(\omega t) \quad (6.31)$$

で与えられるので、ベルヌイ式(4.4)から分散関係として、

$$\omega^2 = (\gamma / \rho R^3) (x I_1(x) / I_0(x)) (x^2 - 1) \quad (x = kR) \quad (6.32)$$

が得られる。ただし、I_m(x) : m次変形ベッセル関数、γ : 表面張力 (dyne/cm)、ρ : 密度 (g/cm³) である。(6.32)式においてx < 1のときω²は負となり、(6.30)式のaは時間に対して指数関数的に増加する。従って、くびれの進行とともに液柱が分離する不安定現象が発生する。

Murtyは、さらに液柱内を電流が流れる場合の問題に拡張した。すなわち、外力としてローレンツ力 ($\vec{j} \times \vec{B}$) が作用し、これが液体の運動とともに変化する。基礎式としては、(4.1)(4.2)式の流体の運動方程式に対して、電磁場に関するマックスウエルの方程式が加えられる。

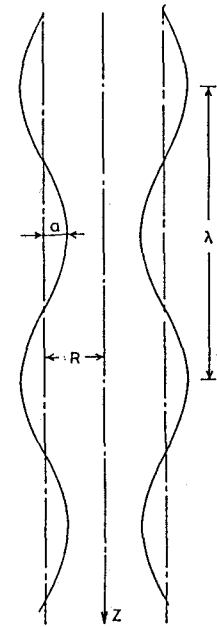


Fig.6-21 Calculation model for instability of fluid cylinder.

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (6.33)$$

$$\rho d\vec{v}/dt = -\nabla p + \vec{J} \times \vec{B} \quad (6.34)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (6.35)$$

$$\partial \vec{B} / \partial t = -\nabla \times \vec{E} \quad (6.36)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (6.37)$$

$$\vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (6.38)$$

ただし、 \vec{v} ：液体の速度ベクトル、 P ：圧力、 \vec{J} ：電流密度ベクトル、 \vec{B} ：磁場ベクトル、 \vec{E} ：電場ベクトル、 μ_0 ：真空中の透磁率、 σ ：液体の電気伝導率である。

ピンチ不安定に及ぼす電流の効果を明らかにするためには電流密度分布を求める必要がある。 σ が十分小さい場合、定常磁場近似をすることができるので、(6.36)(6.38)式から

$$\nabla \times \vec{J} = 0 \quad (6.39)$$

が得られる。従って、

$$\vec{J} = \nabla \psi \quad (6.40)$$

また、電流が円柱液体の表面から流出しない条件として

$$\vec{J} \cdot \vec{n} = 0 \quad (6.41)$$

を課す。ただし、 \vec{n} ：液体表面の単位法線ベクトルである。(6.35)、(6.39)～(6.41)式から \vec{J} 、 \vec{B} が求まるので、(6.34)式の半径方向成分に対する分散関係は次式の如く与えられる。

$$\Omega^2 = x(x^2 - 1) I_1(x) / I_0(x) - 4N \{ 1 + (x/2) (I_1(x) / I_0(x) - I_0(x) / I_1(x)) \} \quad (6.42)$$

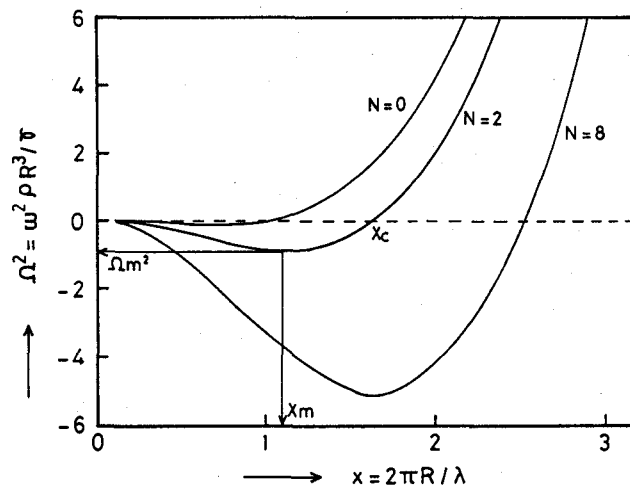


Fig.6-22 Nondimensional growth rate for radial pinch instability as a function of $x=2\pi R/\lambda$.

ただし、 $x = kR$ 、 $N = I^2 / (\pi R \gamma) \times 10^{-2}$ 、 $\Omega^2 = \omega^2 \rho R^3 / \gamma$ であたえられる無次元量である。このとき、 I (A)、 R (cm)、 k (1/cm)、 ρ (g/cm³)、 γ (dyne/cm)、 ω (rad/sec)である。(6.32)、(6.42)式から液柱に通電することで不安定性が増すことが理解できる。

(6.42)式に数値を代入し、計算した結果をFig. 6-22に示す。 $x > x_0$ では $\Omega^2 > 0$ すなわち ω は実数となるので、(6.30)式から液柱は振幅 a_0 、角周波数 ω で変動するのみで安定である。一方、 $x < x_0$ では、 Ω^2 は負になるので(6.30)式は、

$$a = a_0 e^{\omega t} \quad (6.43)$$

となり、 ω は不安定成長速度を表わすことになる。 $x = x_m$ においては極小値 $-\Omega_m^2$ をとり、不安定が最大となる。また N 値(電流)とともに $|\Omega^2|$ が大きくなり、電流によりピンチ不安定が助長されることが理解できる。

(2) 溶滴離脱モデルと1パルス1溶滴移行条件

水やグリセリンの液柱を用いた実験において、液滴に分離するまでのくびれ部の時間的变化がほぼ指数関数的になることが確認されており、Rayleigh, Chandrasekharらの理論を適用できることが示されている⁵⁶⁾。さらに水銀柱の通電実験からMurty理論の有効性も示されている。^{39, 57)}

ここで、ワイヤ端の溶融金属に対するMurty理論の適用の可否について予備的検討を行う。まず、定常磁場近似に関しては、磁場や流速を概算する必要があるので、ワイヤ寸法、電流値などを次のように仮定する。すなわち、軟鋼($\sigma \sim 10^4 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$)ワイヤで直径 $d \sim 1 \text{mm}$ 、溶融金属は 10^4Hz 程度で振動しているとき、電流を $I \sim 500 \text{A}$ 流す場合を考える。 $|\vec{v}| \sim 10^{-1} \cdot 10^4 = 10^3 \text{cm/s}$ 、 $|\vec{B}| \sim 500 / 10^{-1} = 10^3 \text{G}$ に対して $|\vec{E}| \sim 1 \text{V/cm}$ であるので、 $|\vec{v}| \times |\vec{B}| \ll |\vec{E}|$ となり(6.38)式は $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ で近似できる。従って、(6.35)式の両辺のCurlをとると、

$$\partial \vec{B} / \partial t = (1 / \sigma \mu_0) \nabla^2 \vec{B} \quad (6.44)$$

が得られる。故に磁力線の拡散時間は $t \sim d^2 \sigma \mu_0 = 10^{-6} \text{sec}$ となり、 $\partial \vec{B} / \partial t = 0$ すなわち、(6.39)、(6.40)式が成立する。

次に電流経路について述べる。ワイヤ端の溶融金属とアークの接触する領域(陽極降下領域)の現象は不明であり、高速度写真から即断できないが、輝度の高い領域をアーク柱における電流経路であるとみなす。パルスMIGアークの場合、ベース電流からピーク電流通電への過渡期間はFig. 5-14~17にみられるように、電流はワイヤ端の溶融金属から円柱状アーク内に流出している。そして、ワイヤ端では溶融金属のくびれが進行

するまで電流経路は溶融金属の動きに伴って変化している。従って、溶融金属部においては、くびれ部の断面積に応じて電流密度が変化する場合の条件式(6・41)があてはまると考える。ただし、アーク長が短く(鉄系のワイヤでは2mm以下)なると、アークがワイヤ端の溶融金属全体とその上部固体電極部からも発生するのでMurty理論の適用には問題となる。特にアルミニウム合金のワイヤではその傾向が顕著であるので、モデルの適用には無理があると考えられる。

さて、ワイヤ端の溶融金属は懸垂形状を呈しており、その効果は無視できないと考えられる。直径dのワイヤ端に付着している溶滴の形状を $r = f(z)$ とすると、円筒座標系において、次のように展開できるので、

$$r = R + \sum (a_n \cos(nkz) + b_n \sin(nkz)) \quad (6\cdot45)$$

Fig. 6-23に示すような等価直径 $2R$ の液柱で近似する必要がある。ちなみに半径 $d/2$ の半球状溶滴の場合、 $2R = 0.8d$ である。 $\epsilon = 2R/d$ は $0.8 \sim 1$ 程度の値をとると考えられる。レーザ計測によって得られた1パルス1溶滴移行条件は、ワイヤ径を定めるとFig. 5-18に示すように平均電流やベース電流によらず、パルスピーク電流値とピーク電流時間で整理することができる。従って、1パルス1溶滴移行条件におけるピーク電流時間は、ピーク電流時のピンチ力によって溶滴が離脱あるいは分離に要する時間を与えていると考えられる。そこで、

Fig. 6-23に示すような溶滴離脱モデルを想定し、等価液柱の不安定成長速度にピーク電流通電時間を対応づける。

溶滴離脱モデル (Fig.6-23) においては、時刻(2)でピーク電流通電が開始されると同時に破線で示すモード $x = 2\pi R/\lambda$ の不安定が起こり、時刻(4)で長さ $3\lambda/4$ だけ離脱すると仮定する。このとき、溶滴が離脱するまでの時間(t_p)とMurty理論における不安定成長速度(ω)との関係は、水銀柱を用いた実験から、

$$\omega = 2\pi/2t_p \quad (6\cdot46)$$

で与えられる。⁵⁷⁾従って、物性値(ρ, γ)、溶滴の形状・サイズ(R, λ)およびピーク電流値(I_p)を定めると(6・24)式

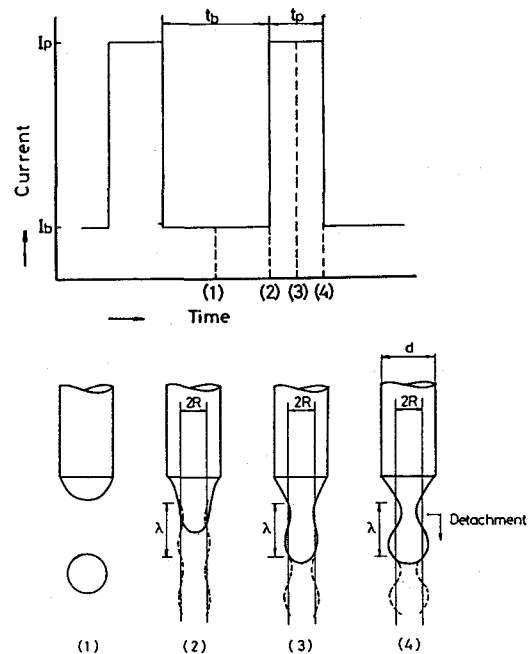


Fig.6-23 Calculated model of metal droplet detachment in one pulse - one droplet transfer mode.

から、 ω すなわち t_p を計算することができる。Fig. 6-24は、不安定モード（溶滴形状） x をパラメータとして、ピーク電流値の無次元量 $N=I_p^2/(\pi R \gamma)$ と溶滴離脱に要する時間の無次元量 $\Omega=(2\pi/2t_p)(\rho R^3/\gamma)^{1/2}$ との関係を(6.24)式により計算した結果である。曲線群の包絡線（破線）は各 N 値に対する最大不安定速度を与える。

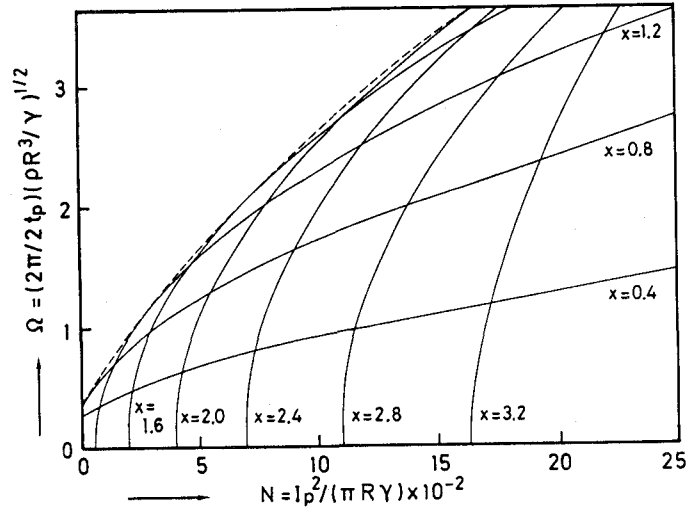


Fig.6-24 Nondimensional growth rate of pinch instability of liquid cylinder.

ワイヤ端の溶滴形状における

λ が R に比べて小さくなる（ x が大となる）と N 値の小さい低電流域ではピンチ力により離脱させることが困難となる。従って、低電流域ではピンチ力が働くまで溶滴が成長する（ x が小さくなる）かあるいは、前項で検討した懸垂溶滴の安定限界によって規定される溶滴量が離脱すると考えられる。

さて、上述のピンチ不安定による溶滴離脱モデルにおいてはワイヤ端の溶滴形状（ R 、 λ ）をどのように見積もるかが問題となる。溶滴の等価直径 $2R$ はワイヤ径 d に対して、 $2R = \epsilon d$ であるが、Fig. 5-14、15に示した高速度写真から、 $\epsilon = 0.8$ と見積もる。このとき、離脱する溶滴の体積 V_0 は、

$$V_0 = \pi R^2 (3\lambda/4) = 3\pi^2 R^3 / 2x \quad (6.47)$$

である。1パルス1溶滴移行条件では、1パルス周期間の熱エネルギーにより V_0 分だけのワイヤ溶融を行うので、式(6.5)から次の関係が得られる。

$$V_0 = \{ \alpha (I_p t_p + I_b t_b) + \beta E_x (I_p^2 t_p + I_b^2 t_b) \} \pi d^2 / 4 \quad (6.48)$$

今、突き出し部の抵抗発熱を無視し、上式の I_p 、 t_p に対して無次元化を行うと

$$\Omega = A \{ (1 + \delta) N^{1/2} - \delta N_0^{1/2} \} \quad (6.49)$$

となる。ただし、 $N = I_p^2 / (\pi R \gamma) \times 10^{-2}$ 、 $N_0 = I_{av}^2 / (\pi R \gamma) \times 10^{-2}$ 、

$\Omega = (2\pi/2t_p)(\rho R^3/\gamma)^{1/2}$ 、 $\delta = I_b / (I_{av} - I_b)$ 、 $A = 5\pi^{1/2} d^2 \alpha \rho^{1/2} x / (3R)$ である。ワイヤ溶融速度が大きい場合、あるいは離脱する溶滴の体積が小さい程、無次元量 A は大きくなる。

(6.49)式において x をパラメータとして Ω と N の関係を求めるとFig. 6-25の破線

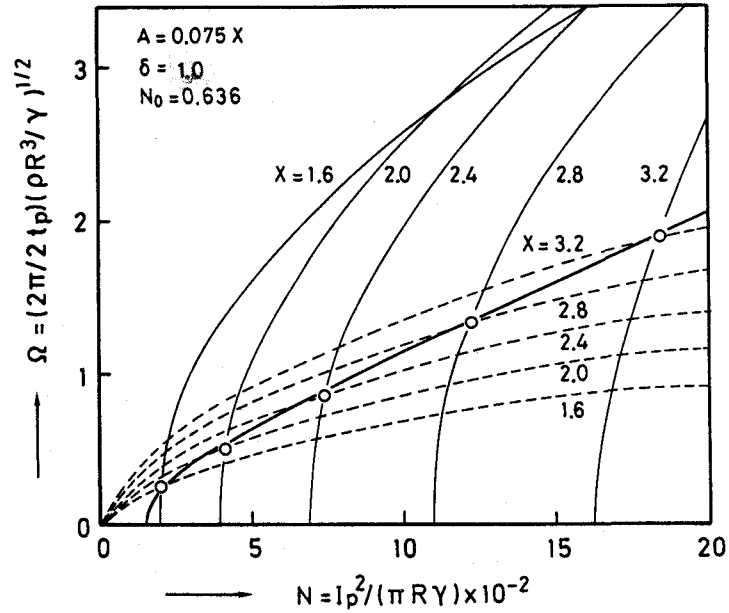


Fig.6-25 Nondimensional peak current time required for detachment from wire tip.

のごとくなる。図中の実線はピンチ不安定による溶滴離脱時間を示す。両者の交点では、1周期間のワイヤ溶融とピンチ力により離脱する溶滴の体積が一致するので1パルス1溶滴移行条件を与えるものと考えられる。図から、1パルス1溶滴移行条件（太線）はN値の小さい領域を除いて次式に示す直線で近似できる。

$$\Omega = p N + q \quad (6.50)$$

従って、N、 Ω を次元化すると1パルス1溶滴移行条件は、

$$t_p = \frac{\{100 \pi^2 R^2 (\rho R \gamma)^{1/2}\}}{(p I_p^2 + 100 \pi q R \gamma)} \quad (6.51)$$

から得られる。上式よりピーク電流時間は、ピーク電流値の自乗に反比例し、ワイヤ径（ $R \propto d$ ）の自乗にほぼ比例することが分かる。

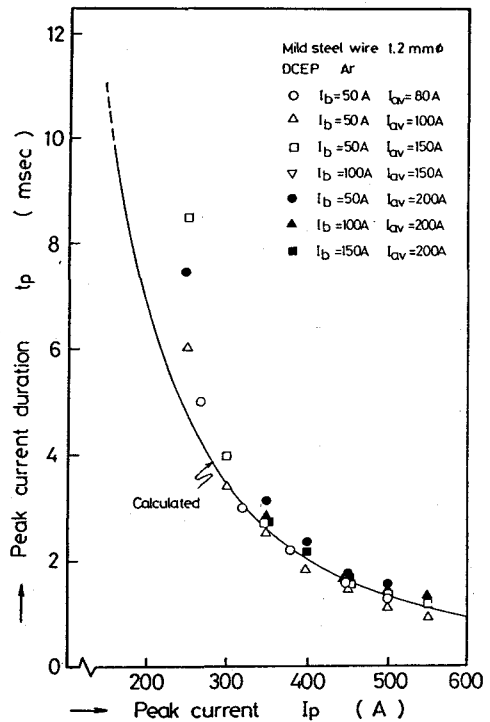


Fig.6-26 Relationship between peak current and peak current duration for one pulse - one droplet transfer.

p、q 値はワイヤ溶融パラメタ A 値とともにベース電流値と平均電流値の比 δ 値によって変化する。平均電流がスプレー化臨界電流を超えるとベース電流時にもワイヤ端が先鋭化しており、モデルの適用範囲からはずれず。

軟鋼、ステンレス鋼、銅合金の 0.8~1.6mm 径のワイヤの場合、 $A = 0.07x \sim 0.12x$ である。 δ を実験範囲内に限定 ($0.3 < \delta < 3$) すると、p、q は、 $0.1 < p < 0.15$ 、 $0 < q < 0.25$ の範囲にある。ちなみに軟鋼ワイヤ 1.2mm 径の場合、 $A = 0.075x$ であるので、 $\delta = 1.0$ のとき $p = 0.11$ 、 $q = 0.05$ であたえられる。(6.51)式により計算した値と実測値 (Fig.5-18) を比較する。

Fig. 6-26 に示すように、ピーク電流の低い領域では、(6.50)式による直線近似の誤差が大きくなるが、いわゆるスプレー移行の臨界電流を超える電流域で、両者はよく一致している。従って(6.51)式は 1 パルス 1 溶滴移行条件を得るための手がかりとなり、溶滴離脱を制御する場合のパルス条件の基準を与える。

6.7 結 言

本章では、パルス MIG 溶接におけるワイヤ溶融現象と溶滴の離脱機構について検討を加えた。ワイヤ溶融速度と溶滴の保有熱量を測定し、パルス波形の効果を明らかにした。スパッタの発生がほとんどなく、安定な溶接が行える 1 パルス 1 溶滴移行現象を制御するためのパルス波形の具備すべき条件について考察した。以下、得られた結果を要約する。

(1) MIG 溶接におけるワイヤ溶融速度は、オープンアークの状態であれば、アークによる溶融の等価電圧、突き出し部の長さや抵抗値、溶滴の保有熱量及び電流値によって決定される。

(2) パルス溶接においては、さらにパルス電流波形の平均値と実効値が溶融速度の決定因子となる。すなわち、パルス MIG 溶接におけるワイヤ溶融速度は、パルス周波数に依存せず、平均電流値、ピーク電流値及びベース電流値の影響をうける。平均電流を同一としても実効値の大きいパルス波形を適用すると、ワイヤ溶融量は多くなる。

(3) 軟鋼、ステンレス鋼、銅合金のワイヤについて溶滴の保有熱量を測定した。同一の電流値では、溶滴の保有熱量は軟鋼が最も大きく、つづいてステンレス鋼、銅合金の順となる。いずれの材質でも保有熱量はグロービュラー移行となる低電流域において電流値とともに増加し、スプレー移行領域ではほぼ一定値となる。

(4) パルス MIG 溶接における溶滴の保有熱量は平均電流値に依存する。パルス波形に同期してスプレー移行が起こる条件では、ピーク電流値に対応する保有熱量の影響をうけ、若干大きくなる。

(5) 軟鋼、ステンレス鋼、銅合金のMIG溶接における溶滴の温度は30A程度の低電流では融点直上であるが、200A以上になると2000℃程度に達していると推定される。

(6) ワイヤ溶融速度とアーク力が小さい低電流域においては、電極棒端の溶滴を静止懸垂液滴として扱うことができ、離脱時の溶滴の体積 V (cm^3) は、

$$V = 2.4 \gamma d / \rho g$$

で与えられる。ただし、 γ : 表面張力 (dyne/cm)、 d : ワイヤ径 (cm)、 ρ : 密度 (g/cm^3)、 g : 重力加速度 (cm/sec^2) である。

(7) 平均電流がスプレー化臨界電流よりも低い場合、鉄系ワイヤのパルス溶接においてはピンチ不安定による溶滴の離脱機構が支配的になると考えられる。1パルス1溶滴移行を得るためのパルス条件を選定する手がかりとして、ワイヤ溶融速度を考慮した溶滴離脱モデルから次式を求めた。

$$t_p = \{100 \pi^2 R^2 (\rho R \gamma)^{1/2}\} / (p I_p^2 + 100 \pi q R \gamma)$$

ただし、 $0.3 < I_b / (I_{av} - I_b) < 3$ の範囲で適用可能である。ここで、 t_p : ピーク電流時間 (sec)、 I_p : ピーク電流値 (A)、 I_b : ベース電流値 (A)、 I_{av} : 平均電流値 (A)、 R : 離脱時の等価液柱半径 ($0.4 \sim 0.5 d$)、 p 、 q : ワイヤ溶融速度とベース電流、平均電流で決定される定数で $p = 0.1 \sim 0.15$ 、 $q = 0 \sim 0.25$ である。

第7章 結論

本研究は、任意の電流波形を設定し得るアナログ式トランジスタ制御電源を用いて、パルス波形がワイヤの溶融移行並びに溶融池や溶接ビードの形態に及ぼす影響について基礎的に調べ、解析的検討を加えたものである。すなわち、今後各分野でのパルス電流適用の拡大が予想されるMIG、TIGの各溶接法を対象として、それぞれのパルス溶接現象を完全直流の場合と比較、検討しながら示した。現象の機構を考察するにあたって、各種計測法を実施し、因果関係を追求した。特に、電流波形との時間領域及び周波数領域における相関関係を明らかにした。

本研究で得られた諸結果については各章において詳述しているが、これらを総括すると次の通りである。

第1章では、パルスアーク溶接法の経緯を述べ、本研究の着眼点と目的を明らかにした。

第2章では、実験を遂行する上での基本方針を示し、パルスアーク溶接におけるビード形成現象の特徴を調べた。その結果、次の諸点が明らかとなった。

- (1) パルス波形の平均電流を一定としても電流振幅を大きくするとハンピングやトンネルビードなどの欠陥が発生する。パルスTIG溶接におけるハンピング発生現象には周波数依存性があり、電流振幅が最小となる周波数（ハンピング周波数）が存在する。
- (2) ハンピング周波数は、平均電流が一定の場合、溶接速度にほぼ比例して高くなるが、同一溶接条件下では材質により異なる。アルミニウム合金（Al-Mg系、Al-Zn-Mg系）の凝固組織は、ハンピング周波数付近の波形により著しく細粒化される。
- (3) パルスアーク溶接の溶融池は、溶接電流の時間的变化にともない揺動する。溶融池揺動には周波数依存性があり、ハンピング周波数付近では溶融金属は激しく振動し、共振状態を呈している。
- (4) 数Hz以下のパルス周波数を適用すると母板は溶融と凝固を繰り返す。パルスMIG溶接では比較的深い溶け込みでビード幅が広く、止端部のなめらかなビードが得られる。

第3章では、第2章に関連してパルスTIGアークによる溶融池の強制振動について追求した。溶融池金属の動きは加速度計を用いて計測し、溶融池の振動特性を定量的に検討

した。その結果、次のような点が明らかとなった。

- (1) 溶融池の共振周波数は、溶融池が小さくなるにつれて高くなる。溶融池と母板から成る強制振動系モデルを考えると、パルス周波数が溶融池の固有振動数に一致する場合、振動振幅が最大となる。パルス電流の平均電流を一定としても電流振幅を大きくすると振動が大きくなる。
- (2) パルスTIGアークの圧力は完全直流に対する圧力の静特性上を電流変化に追従して時間的に変化する。圧力変動の振幅と時間的平均値は、300Hzまで周波数によらず一定である。パルスTIG溶接における溶融池振動の主たる駆動力は、プラズマ気流である。

第4章では、パルスTIG溶接において見いだされた溶融池金属の振動現象を液体の波動現象に置き換え、溶融池の共振周波数が決定される要因を考察し、次に示すような結果に到達した。

- (1) パルスTIG溶接における溶融池の共振周波数は、非圧縮、非粘性の完全流体に対して非回転運動の仮定の下に導出される円形池の固有振動数 f_0 (Hz) を用いて、次式により推定することが可能である。

$$f_0 = (1/2\pi) \sqrt{(\pm g k_p + \gamma k_p^3 / \rho) \tanh(k_p h_p)}$$

ただし、 L_p : 溶融池の直径 (cm)、 h_p : 溶融池の深さ (cm)、 g : 重力加速度 (cm/sec²)、 γ : 溶融金属の表面張力 (dyne/cm)、 ρ : 溶融金属の密度 (g/cm³)、 k_p : 波数 (cm⁻¹) で ($1/L_p$) に比例し、比例定数は振動モードによって決定される。

- (2) 溶融池上のアーク圧力分布あるいは外力の印加位置は振動姿態を支配する。
- (3) パルス周波数が固有振動数よりも低い場合、溶融池の深いところでも溶融金属は揺動する。一方、固有振動数を超えると振動振幅は著しく小さくなり、振動領域は溶融池の表面付近に限られる。

第5章では、MIG/MAG溶接を対象として、溶滴移行に及ぼすパルス波形の効果を調べ、次の諸点を明らかにした。

- (1) パルスMIG/MAG溶接では、1パルス1溶滴移行となるパルス電流波形が存在する。この波形は、平均電流、ピーク電流、ベース電流が一定の条件の下では、溶滴移行がパルス波形に同期する限界の周波数 f_{cr} (同期限界周波数) で特徴づけられる。

- (2) ピーク電流値がスプレー化臨界電流よりも高い場合、 f_{cr} よりも低いパルス周波数を適用するとパルス波形に同期したスプレー移行が起こる。平均電流が臨界電流よりも低い場合、 f_{cr} よりも高いパルス周波数を適用するとドロップ移行となり、移行形態改善に対するパルス電流の効果はない。
- (3) 1パルス1溶滴移行条件下では、スパッタの発生がほとんどなく、ワイヤ径程度の溶滴が規則正しく離脱・移行するのでアークは極めて安定である。また、自由移行における最高移行頻度が与えられるので高速溶接でも安定した連続ビードが得られる。1パルス1溶滴移行はトランジスタ制御電源によりはじめて実現され、矩形波パルス電流を適用した場合、この現象を支配する主なるパルスパラメータはピーク電流値とピーク電流通電時間である。

第6章では、電極ワイヤの溶融と溶滴離脱を制御する上で重要となるパルスパラメータの役割を実験的並びに解析的に検討し、次のように明らかにした。

- (1) パルスMIG/MAG溶接におけるワイヤ溶融速度は、パルス周波数に依存せず、電流波形の平均値と実効値で決定される。平均電流を同一としても実効値の大きいパルス波形を適用するとワイヤ溶融量は多くなる。
- (2) パルスMIG溶接における溶滴の平均保有熱量は、平均電流値に依存する。この結果は上記ワイヤ溶融速度が周波数に依存しないことを支持している。また、溶滴の温度は30A程度の低電流では融点直上であるが、200A以上になると2000℃程度に達していると推定される。
- (3) パルス溶接の溶滴離脱に対してピーク電流時の電磁ピンチ力が大きく影響する。次式は鉄系ワイヤの1パルス1溶滴移行条件を得る手がかりとなる。

$$t_p = 100\pi^2 R^2 (\rho R \gamma)^{1/2} / (p I_p^2 + 100\pi q R \gamma)$$

$$(R = (0.4 \sim 0.5) d)$$

ただし、 $0.3 < I_b / (I_{av} - I_b) < 3$ の範囲で適用可能である。ここで、 t_p ：ピーク電流時間 (sec)、 I_p ：ピーク電流値 (A)、 I_b ：ベース電流値 (A)、 I_{av} ：平均電流値 (A)、 d ：ワイヤ径 (cm)、 γ ：表面張力 (dyne/cm)、 ρ ：密度 (g/cm^3)、 p 、 q ：ワイヤ溶融速度とベース電流、平均電流 (スプレー化臨界電流よりも低い場合に限定される) で決定される定数で、実験範囲内 (ワイヤ径0.8~1.6mm) では $p = 0.1 \sim 0.15$ 、 $q = 0 \sim 0.25$ である。

以上、明らかにした事実に基づいて、溶接法あるいは制御対象に応じたパルス波形条件の指針を提示する。すなわち、パルスパラメータとして矩形波の場合、ピーク電流値 I_p とその通電時間 t_p 、ベース電流値 I_b とその通電時間 t_b の選定基準を示す。

- (1) TIG溶接、MIG/MAG溶接のいずれにおいても溶接速度を定めるとパルス波形の平均電流値 $I_{av} (= (I_p t_p + I_b t_b) / (t_p + t_b))$ が母板の溶け込みをほぼ決定する。ベース電流により平均電流値を調整することが可能であるが、 I_b を低くしすぎると(10A以下)ベース期間中にアークがふらつき、不安定となる。MIG/MAG溶接では施工時の外乱が多いので、 t_b が100msec程度に達する場合、 I_b は30A以上に設定するべきである。
- (2) 溶滴移行を伴わないTIG溶接においてはプラズマ気流によるアーク圧力が電流波形に十分追従して変動するので、これを駆動力として溶融池金属が強制振動する。従って、パルスアークを適用すると溶融池がかくはんされるので実施工に際して溶け込みや裏波の確保に有効となる。しかしながら、波形によらず基本調波の電流振幅の大きいパルス電流は溶融池の振動を大きくするので、ハンピングや溶け落ちなどの欠陥が発生する。特に溶融池の共振周波数付近では小さな電流振幅でも不安定となり、欠陥が発生しやすい。このため、溶融池の寸法、材質を考慮してパルス周波数 $f (= 1 / (t_p + t_b))$ を選定する必要がある。軟鋼やステンレス鋼を溶接する場合、100~200A、10~40cm/min程度の条件で行うと、10~60Hz付近が溶融池の共振周波数となるので、ピーク電流値の大きいパルス波形は適用すべきでない。
- (3) パルスMIG/MAG溶接においては、平均電流がスプレー化臨界電流よりも高い場合TIG溶接同様、溶融池の強制振動が明瞭となる。10~30Hz付近の周波数を適用すると溶融池が不安定になりやすいので、高速溶接では周波数を高く(100Hz以上)して施工する必要がある。一定電流の低電流域では、溶滴移行がグロービュラー移行となり、アークを不安定にするので溶接速度を高めると定常的な溶融池の形成が困難となる。パルス電流を適用するとアークが硬直性をもち電極ワイヤ直下が発生するが、溶滴移行頻度はパルスパラメータにより異なる。スプレー化臨界電流を超えるパルスピーク電流値(軟鋼ワイヤ1.2mm径で300A以上)とピーク電流通電時間をワイヤの材質、径に応じて選定するとスパッタ

リングが少なく、パルス電流に同期する1パルス1溶滴移行が得られ高速溶接も安定に行える。ただし、スパッタ量を低減するためにはピーク電流値をあまり高く設定すべきでない（ワイヤ径1.2mmの場合、500A以下）。なお、ワイヤの溶融速度を制御する場合、波形の平均電流値と実効電流値だけを考慮すればよい。

謝 辞

本研究は、大阪大学教授 丸尾 大博士の御教示にもとずいて着手したもので、研究全般にわたって格別の御指導と御援助を賜りました。ここに心から厚く御礼申し上げます。

本論文をまとめるにあたり、大阪大学教授 佐藤邦彦博士、西口公之博士、仲田周次博士より有益な御討論と御示唆をいただきました。ここに深く感謝の意を表わします。

さらに、大阪大学講師 宮本 勇博士はじめ溶接工学教室ならびに溶接工学研究所の諸先生方より多大の御助言と御便宜をいただきました。実験の遂行にあたっては、草野敏邦修士、野田純孝修士、岡野郁夫修士をはじめ卒業生諸兄から熱心な御協力をいただきました。本論文を終えるにあたり、これらの方々に心から御礼申し上げます。

参考文献

- 1) Needham, J.C. and Carter, A.W.: Material Transfer Characteristics with Pulsed Current, Brit.Weld.J. May(1965),229-241
- 2) Dickens,R.G. and Pinfold,B.E.: Investigations in pulsed tungsten inert gas welding, Proc. of Conference on Advances in Welding Processes,Paper11(1970)
- 3) Boughton,P.: High Precision Pulsed TIG-Welding,Proc. of Conference on Advances in Welding Processes,Paper 10 (1970)
- 4) Birman,V.I. and Petrov,A.V.: Influence of the Weld Metal Solidification Pattern on Hot Cracking During Pulsed-Arc Tungsten -Electrode Welding,Svar. Proizv.,1971,No.6,14-17
- 5) Troyer,W.,Tomsic,M. and Barhorst,R.: Investigation of Pulsed Wave Shapes for Gas Tungsten Arc Welding,Weld J. Jan(1977),26-32
- 6) Becker,D.W. and Adams,Jr.,C.M.: The Role of Pulsed GTA Welding Variables in Solidification and Grain Refinement, Weld.J. May(1979)
- 7) Watkins,P.V.C.: THE TRANSISTOR CONTROLLED DC WELDING POWER SOURCE,TWI report, Oct.1975
- 8) 武田: トランジスタ制御型直流溶接電源の試作及び電流制御とビード形成に関する基礎的研究,昭和51年度大阪大学卒業論文
- 9) 岡田,後藤,山手: アークトランジスタ制御直流溶接電源について,溶接学会講演概要集第20集(1979)
- 10) 殖栗,田畑,小村,平本,島田,水野,鶴飼: トランジスタ制御によるパルス溶接法,アーク物理委80-446(1980)
- 11) 平田: 軟鋼板のパルスプラズマ溶接現象に関する研究,昭和50年度大阪大学修士論文
- 12) 暮石: 低周波パルスTIG溶接法の溶接諸条件の熱伝導解析による考察,溶接学会誌,48-12(1979)
- 13) Savage,W.F.,Nippes,E.F.and Agusa,K.: Effect of Arc Force on Defect Formation in GTA Welding,Weld.J.,July(1979)pp.212s-224s.
- 14) 高: 高速不安定ビード形成現象に関する研究,昭和49年度大阪大学修士論文
- 15) Rayleigh,J.W.S.: The Theory of Sound,vol.2,Chap.XVI,Dover
- 16) Alster,M.: IMPROVED CALCULATION OF RESONANT FREQUENCIES OF HELMHOLTZ RESONATORS,J. of Sound and Vibration ,24-1(1972),63-85

- 17) 安藤,長谷川:溶接アーク現象,産報
- 18) 山家:MIG溶接現象に関する研究,昭和54年度大阪大学卒業論文
- 19) 西尾:溶接アークの磁気制御に関する研究,昭和47年度大阪大学卒業論文
- 20) 岡野:MIG溶接の基礎的研究,昭和58年度大阪大学修士論文
- 21) 松田:溶接凝固冶金,日刊工業新聞
- 22) Kotecki, D. J., Cheever, D. L. and Howden, D. G.: Mechanism of ripple formation during welding solidification, Weld. J. 51-8(1972)
- 23) 二俣,棟,井上,丸尾,荒田:溶接アーク音に関する研究(第4報),溶接学会誌,49-12(1980)
- 24) Renwick, R. J. and Richardson, R. W.: Experimental Investigation of GTA Weld Pool Oscillations, Weld. J., Feb. (1983)
- 25) 亘理:機械力学,共立全書
- 26) 日野:スペクトル解析,朝倉書店
- 27) 内田:アルゴン溶接におけるアーク力の測定,溶接学会誌,29-6(1960)
- 28) 黄地:溶接ビートの表面形状と熔融池の保持形態に関する界面張力論的解析,学位請求論文(大阪大学)昭和53年
- 29) Lamb, H.: Hydrodynamics, Dover(1945)
- 30) Oreper, G. M., Eager, T. W. and Szekely, J.: Convection in Arc Weld Pools, Weld. J., Nov. (1983)
- 31) Harlow, F. H. and Welch, J. E.: Numerical Calculation of Time-dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface, The Physics of Fluid, 8-12(1965)
- 32) 例えばHirt, C. W.: Heuristic Stability Theory for Finite-Difference Equations, J. of Computational Physics 2, 339-355(1968)
- 33) 草野: MIG溶接における熔融池振動に関する研究,昭和56年度大阪大学修士論文
- 34) Lesnewich, A.: CONTROL OF MELTING RATE AND METAL TRANSFER IN GAS-SHIELDED METAL-ARC WELDING Part. I&II, Weld. J., Aug. & Sep. (1958)
- 35) Classification of Metal Transfer on arc electric welding processes, IIW Doc. X II-636-76(1976)
- 36) 岡田,山本,原田,西川:トランス電源によるMIG溶接法の研究,第86回溶接法委資料(1982)
- 37) 小沢,森田:熔融金属の平均熱量の測定,溶接学会誌32-2(1963)pp.130-137
- 38) 安藤,西口,福田:MIG溶接における移行粒子の保有熱量,温度,溶接学会誌36-10(1967)

- 39) Murty, G.S.: Instability of a conducting fluid cylinder due to axial current, A
RKIV FUR FYSIK Band18nr14
- 40) 河野: 溶接ワイヤ突き出し長さのワイヤ溶融量におよぼす影響について, 溶接アーク物理委資料
,79-408(1979)
- 41) Wilson, J.L., Claussen, G.E. and Jackson, C.E.: THE EFFECTS OF I²R HEATING ON ELEC
TRODE MELTING RATE, Weld. J.35-1(1956)1s-8s
- 42) Paton, P.E. and Sheiko, P.P.: Controlling Metal Transfer In Arc Welding With A
Consumable Electrode, Avtomat. Svarka(1965)no.5, pp.1-7
- 43) Bird, R.B., Stewart, W.E. and Lighthoot, E.N.: Transport Phenomena, Wiley
- 44) 日本機械学会, 熱・熱力学部門委員会編: 伝熱工学資料改訂版
- 45) Erokhin, A.A.: The Temperature Field of the Liquid Metal Pool in Arc Heating, S
var. Proiz., No.2(1982)pp.16-17
- 46) Halmoy, E.: Proc. Arc Physics and Weld Pool Behaviour, TWI London(1979)
- 47) Greene, W.J.: An Analysis of Transfer in Gas-Shielded Welding Arcs, Trans. AIEE
part II, Application and Industry 79:P.194-203(1960)
- 48) Amson, J.C.: Lorentz force in the molten tip of an arc electrode, Brit. J. Appl. P
hys., (1965)Vol.16
- 49) Essers, W.G.: METAL TRANSFER IN MIG WELDING, Philips Research Laboratories repo
rt
- 50) Boucher, E.A. and Evans, M.J.B.: Pendent drop profiles and related capillary phe
nomena, Proc. R. Soc. Lond. A346(1975)
- 51) Pitts, E.: The stability of pendent liquid drops, J. Fluid Mech. Vol.63, 487(1974)
- 52) Taylor, G.: Disintegration of water drops in an electric field, Proc. R. Soc. Lond
on, A280(1964)
- 53) Chandrasekhar, S.: Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Dover(1981)
- 54) Lancaster, J.F.: Metal Transfer in fusion welding, Conference on Arc Physics an
d Weld Pool Behaviour, 48(1979)
- 55) Allum, C.J.: Metal Transfer in Arc Welding as a Varicose Instability, IIW Doc.2
12-588-84, 212-589-84(1984)
- 56) Goedde, B.E. and Yuen, M.C.: Experiments on liquid jet instability, J. Fluid Mech
, (1970)Vol.40, part3, p.p.495-511
- 57) 野田: 川崎MIG溶接に関する研究, 昭和57年度大阪大学修士論文

本論文に関する著者の発表論文

- (1) パルスMIG溶接における溶滴移行とビード形成に及ぼす電流波形の効果—パルスアーク溶接に関する研究(第1報), 溶接学会論文集Vol.2, No.1(1984)
- (2) パルスMIG溶接における溶滴の保有熱量と温度—パルスアーク溶接に関する研究(第2報), 溶接学会論文集Vol.2, No.4(1984)
- (3) パルスMIG溶接におけるワイヤの溶融速度—パルスアーク溶接に関する研究(第3報), 溶接学会論文集Vol.3, No.1(1985)
- (4) パルスTIG溶接におけるビード形成現象—パルスアーク溶接に関する研究(第4報), 溶接学会論文集Vol.3, No.2(1985)
- (5) パルスTIG溶接における溶融池振動の計測—パルスアーク溶接に関する研究(第5報), 溶接学会論文集Vol.3, No.3(1985)
- (6) Welding Mild Steel Plate with Pulsed Plasma Arc, IIW Doc. IV-225-77(1977)
- (7) Effects of Welding Current Waveforms on Metal Transfer And Bead Formation in Pulsed MIG Welding, Proceedings of the 4th International Symposium of the Japan Welding Society, 4WS-1-8(1982)
- (8) Study on Pulsed MIG Welding, IIW Doc.212-585-84(1984)
- (9) Study on Pulsed TIG Welding, IIW Doc.212-621-85(1985)
- (10) Study on Pulsed TIG Arc Welding, TECHNOLOGY REPORTS OF THE OSAKA UNIVERSITY, Vol.37(1987) (掲載予定)

付録

§. MAC法による解析方法

(1) 差分近似式

非圧縮粘性流体の運動は(4・1)、(4・2)式で与えられ、二次元直交座標系では $\vec{u} = (u, v)$ 、 $\vec{F} = (F_x, F_y)$ とおくと、次式で表わされる。

$$\partial u / \partial x + \partial v / \partial y = 0 \quad (\text{A} \cdot 1)$$

$$\begin{aligned} \partial u / \partial t + \partial u^2 / \partial x + \partial u v / \partial y = F_x / \rho - \partial \varphi / \partial x \\ + \nu (\partial^2 u / \partial x^2 + \partial^2 u / \partial y^2) \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 2)$$

$$\begin{aligned} \partial v / \partial t + \partial u v / \partial x + \partial v^2 / \partial y = F_y / \rho - \partial \varphi / \partial y \\ + \nu (\partial^2 v / \partial x^2 + \partial^2 v / \partial y^2) \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 3)$$

ただし、 $\varphi = P / \rho$ (圧力関数)、 $\nu = \mu / \rho$ (動粘性係数)である。MAC法ではこれらの式を差分近似式(時間に対して前進、空間に対して中心差分)に置き換えて数値解析する。

Fig. A-1は、計算に用いる差分格子(セル)を示しており、圧力関数は格子中心位置、速度(u, v)は格子の境界線で定義する。このようにすれば(A・2)、(A・3)式は次のような差分近似式で表現される。

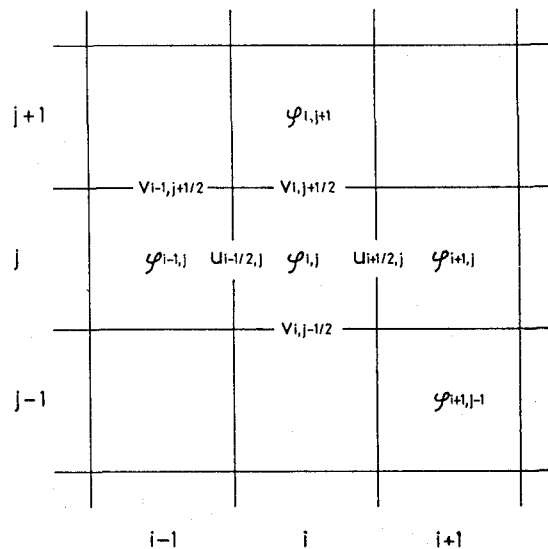


Fig.A-1 Field-variables lay out.

$$\begin{aligned}
(u_{i+1/2,j}^{n+1} - u_{i+1/2,j}) / \delta t = & \{(u_{i,j})^2 - (u_{i+1,j})^2\} / \delta x \\
& + \{(u v)_{i+1/2,j-1/2} - (u v)_{i+1/2,j+1/2}\} / \delta y \\
& + (\varphi_{i,j} - \varphi_{i+1,j}) / \delta x \\
& + \nu \{(u_{i+3/2,j} + u_{i-1/2,j} - 2u_{i+1/2,j}) / \delta x^2 \\
& + (u_{i+1/2,j} + u_{i+1/2,j-1} - 2u_{i+1/2,j}) / \delta y^2\}
\end{aligned} \tag{A.4}$$

$$\begin{aligned}
(v_{i,j+1/2}^{n+1} - v_{i,j+1/2}) / \delta t = & \{(v_{i,j})^2 - (v_{i,j+1})^2\} / \delta y \\
& + \{(u v)_{i-1/2,j+1/2} - (u v)_{i+1/2,j+1/2}\} / \delta x \\
& + g + (\varphi_{i,j} - \varphi_{i,j+1}) / \delta y \\
& + \nu \{(v_{i+1,j+1/2} + v_{i-1,j+1/2} - 2v_{i,j+1/2}) / \delta x^2 \\
& + (v_{i,j+3/2} + v_{i,j-1/2} - 2v_{i,j+1/2}) / \delta y^2\}
\end{aligned} \tag{A.5}$$

ただし、 δx , δy : 空間差分格子の寸法、 δt : 時間ステップ、 $n+1 : (n+1)\delta t$ の時刻である。MAC法では(A.1)式の連続条件に対して、差分格子内の流体の体積変化 $D_{i,j}$ を

$$D_{i,j} = (u_{i+1/2,j} - u_{i-1/2,j}) / \delta x + (v_{i,j+1/2} - v_{i,j-1/2}) / \delta y \tag{A.6}$$

と定義し、いわゆるコントロールボリュームを行っている。すなわち、(A.4)、(A.5)式を(A.6)式に代入し、 $D_{i,j}^{n+1} = 0$ となるように各時間ステップにおける圧力 $\varphi_{i,j}$ を決定する。

(2) 表面張力による圧力

熔融池のような数センチメートル以下の池の波動に対しては表面張力の効果を無視できない。矩形断面熔融池の幅方向に x 軸、深さ方向に y 軸をとると、表面張力による圧力は、ラプラスの式から、

$$\Delta P = -\gamma y'' / (1 + y'^2)^{3/2} \tag{A.7}$$

で求まる。(A.7)式を差分近似すると、

$$\begin{aligned}
\Delta P = & -\gamma [\{y(x+\delta x) - y(x-\delta x) + 2y(x)\} / \delta x^2] / \\
& [1 + \{y(x+\delta x) - y(x-\delta x)\}^2 / 4\delta x^2]^{3/2}
\end{aligned} \tag{A.8}$$

の如くなり、各時間ステップにおける表面の位置を知れば計算することができる。MAC法では速度場とともに移動するマーカー粒子を用いて流体の表面や内部の動きを表示する。すなわち、差分格子内のマーカー粒子の存在を調べることにより、表面の識別が可能である。従って、マーカー粒子の位置を線や点で描けば表面形状が分かる。

(3) 境界条件と計算手順

Fig. A-2は計算に用いた溶融池モデルの差分格子の構造を示している。ここでは、溶融池中心に対して対称なモデルを想定しているのので左側半分に対して解析を行う。斜線部の格子は境界条件を示し、Fig. A-3のような垂直壁の場合、

$$\text{No slip: } v_{i,j+1/2} = -v_{i+1,j+1/2}, \quad u_{i-1/2,j} = u_{i+3/2,j}$$

$$\text{Free slip: } v_{i,j+1/2} = v_{i+1,j+1/2}, \quad u_{i-1/2,j} = -u_{i+3/2,j}$$

で与えられる。

計算は初期条件に従って、まず(A・4)(A・5)式を用いて速度場を求め、マーカー粒子の移動を行う。つづいて自由表面形状の認知を行い、表面張力による圧力とアーク圧力を圧力関

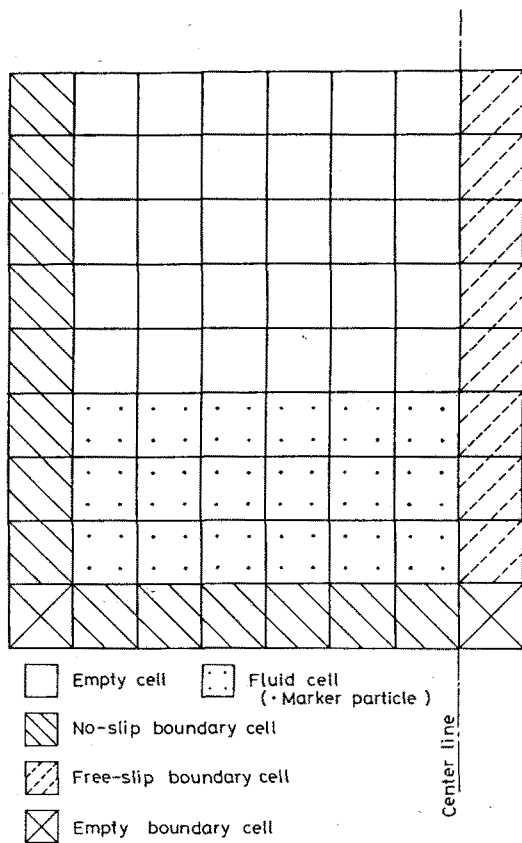


Fig.A-2 Computing model of fluid oscillation by MAC method.

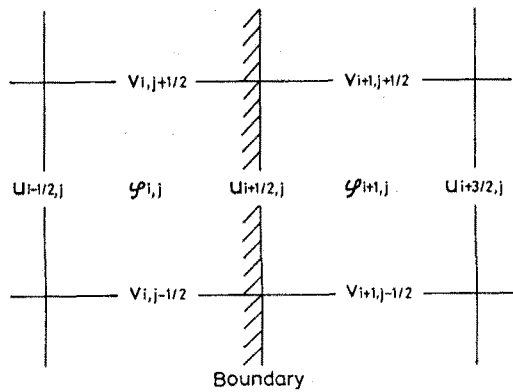


Fig.A-3 Variable position at vertical wall.

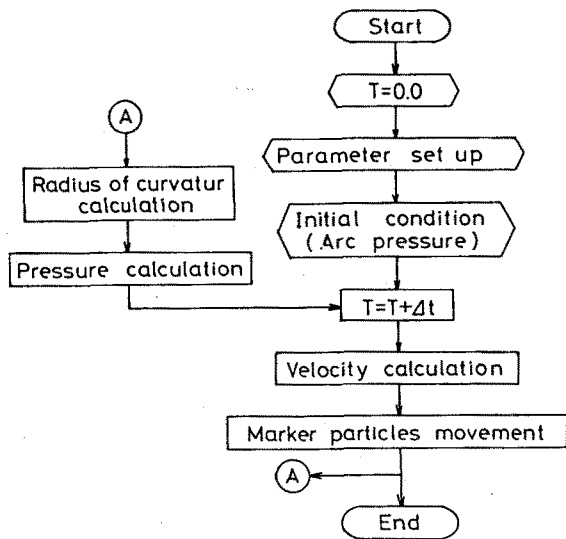


Fig.A-4 Flow chart for computing fluid oscillation.

数 $\rho_{i,j}$ の境界条件として用い、液体内部の圧力関数を定める。そして、各時間ステップ毎に、これらの過程を繰り返す。流れ図をFig. A-4に示す。

MAC法における解の安定性については数多く報告されており³²⁾、それらによれば楕円型偏微分方程式の差分解法に対する収束条件を用いて、次のように δt 、 δx 、 δy を選べば経験的に安定、収束することが論じられている。

$$\nu t < (\delta x^2 \delta y^2) / 2(\delta x^2 + \delta y^2) \quad (A\cdot9)$$

さらに差分解法の誤差として、微分方程式の有限級数展開に伴う打ち切り誤差があり、MAC法の差分形式では負の粘性係数を与えるため計算が不安定となる。これに対して次式の条件が課せられる。

$$\nu > (\delta t / 2) \max(u^2, v^2) \quad (A\cdot10)$$

従って、空間差分格子の大きさ $(\delta x, \delta y)$ を小さくして解の精度を改善しようとする δt を非常に小さくするか、 ν を大きくする必要があり、通常、空間的な精度として数%程度の誤差は見込まれている。本研究では(A・9)(A・10)式を考慮し、 $\delta x = \delta y = 1 \text{ mm}$ 、 $\delta t = 1 \text{ msec}$ とした。

Fig. 4-13に示すモデルの場合、アーク圧力が時間によらず一定であれば、重力と表面張力、アーク圧力との間の静的なつりあいから表面形状を解析することができる。液面の変形が小さく、曲率を線形近似すると表面形状は次式で与えられる。

$$0 \leq x^* \leq x_0^* / 2 :$$

$$y^* = P^* \left[\frac{\{(L_p^*/2) \cosh(L_p^*/2 - x_0^*/2) - \sinh(L_p^*/2 - x_0^*/2) - x_0^*/2\} \cosh x^* - \{(L_p^*/2) \cosh(L_p^*/2) - \sinh(L_p^*/2) - (x_0^*/2) \cosh(L_p^*/2) + \sinh(x_0^*/2)\}}{\{(L_p^*/2) \cosh(L_p^*/2) - \sinh(L_p^*/2)\}} \right]$$

$$x_0^*/2 \leq x^* \leq L_p^*/2 :$$

$$y^* = P^* \left[\frac{\{(L_p^*/2) \cosh(L_p^*/2 - x_0^*/2) - \sinh(L_p^*/2 - x_0^*/2) - x_0^*/2\} \cosh x^* + \{(x_0^*/2) \cosh(L_p^*/2) - \sinh(x_0^*/2)\} - \{(L_p^*/2) \cosh(L_p^*/2) - \sinh(L_p^*/2)\} \cosh(x^* - x_0^*/2)}{\{(L_p^*/2) \cosh(L_p^*/2) - \sinh(L_p^*/2)\}} \right]$$

$$(A\cdot11)$$

ただし、 $x^* = x \sqrt{\rho g / \gamma}$ 、 $y^* = y \sqrt{\rho g / \gamma}$ 、 $L_p^* = L_p \sqrt{\rho g / \gamma}$ 、 $x_0^* = x_0 \sqrt{\rho g / \gamma}$ 、 $P^* = P / \sqrt{\rho g \gamma}$ である。

(A・11)式による解析解とMAC法による数値解を比較し、精度を調べたところ、その誤差は3~6%であった。しかし、定性的な検討に対しては十分であると考えられる。

