GMA 溶接におけるワイヤ突出し部の非定常熱伝導解析*

—超狭開先 GMA 溶接プロセスの開発 (第2報)—

中村 照美**, 平岡 和雄**

Wire Melting Behavior by Non-Steady Heat Conduction Numerical Analysis in Gas Metal Arc Welding*

—Development of Ultra-Narrow Gap GMA Welding Process (Report 2)—

by NAKAMURA Terumi** and HIRAOKA Kazuo***

In order to obtain high quality welded joints, the ultra-narrow gap GMA welding (UNGW) process has been developed in which the arc moves up-to-downwards along the groove wall. In this process, the arc up-to-down oscillation pattern depends on the wire melting tip behavior that is controlled by low frequency pulse current waveform below 10 Hz. In the low frequency pulse arc welding condition, it can be suggested that the wire-melting behavior is in the non-steady state.

Firstly, the one-dimensional heat conduction FDM analysis is proposed for the non-steady wire-melting behavior in GMA welding. For the numerical analysis, both values of the equivalent anode melting potential (ϕ) and superheat temperature of droplet (ΔT) must be given, however there are significant experimental uncertainties in these values reported by many researchers. Therefore, in constant welding current, some pairs of these values are searched so that the wire extension calculated by the FDM analysis agrees with the measured one. As the results, the correlation between ϕ and ΔT for each welding current can be found out in MIG and MAG arc welding.

Secondly, unsteady wire melting behavior in low frequency pulse arc welding is simulated by the numerical analysis using the ϕ - ΔT correlation. As the remarkable behavior in the simulation results, it can be found that the wire extension almost does not change for a few times under the transition period from the peak current to the base current. The wire melting rate by Joule's heat energy stored in the wire extension during peak current period produced the delayed time.

Finally, the high-speed camera and current data sampling system are used to measure the unsteady wire melting behavior, and the simulated results are compared with the measured results in UNGW. The measured locus of melting wire tip shows good agreement with the calculated one.

From the results, the proposed one-dimensional heat conduction FDM analysis is effective for the prediction of the suitable arc up-to-down oscillation pattern in UNGW.

Key Words: GMA, Wire melting rate, Wire extension, Heat conduction analysis, Non-steady wire melting behavior, Ultra-Narrow Gap, Equivalent anode melting potential, Superheat temperature, Droplet

1. 緒 言

消耗電極式ガスメタルアーク (GMA) 溶接では溶接ワイヤがアーク放電の電極となり、アーク熱とワイヤ突出し部での抵抗発熱によりワイヤが溶融する。ワイヤ溶融挙動の中でワイヤ溶融速度は溶接プロセス制御を行ううえで重要なパラメータであり多くの研究が行われている¹⁻⁵⁾。

前報¹⁾では開先内の重力ヘッドとワイヤの溶融挙動をモデル化した簡易的な数値シミュレーションモデルにより開先内の GMA 溶接プロセスのシミュレーションを行い、開先幅 5 mm の超狭開先内で安定に溶接を行うことのでき

る超狭開先 GMA 溶接プロセスを提案した。

一般に、GMA 溶接では溶滴移行やアーク長が一定になるように数十 Hz の高い周波数のパルス電流制御が行われることが大半であり、このような周波数帯ではワイヤ溶融は定常状態として取扱うことができる^{4,5)}。

これに対し、超狭開先 GMA 溶接は数 Hz の低周波パルス電流によりワイヤ溶融速度を変化させ、突出し長さを変化させることによりアーク発生端位置の上下揺動制御を行う溶接プロセスである¹⁾。ワイヤ溶融速度はパルス電流により刻々と変化するので、突出し長さの変化は非定常的となり従来の定常的な解析方法だけでは突出し長さを精度良く制御することが困難であると考えられる。そこで、ワイヤ溶融の非定常性を考慮した GMA 溶接プロセスのシミュレーションを行う必要がある。

ワイヤの溶融特性を検討する場合、アークからの入熱量と、融点以上までスーパーヒートされた溶滴の保有熱量が

*原稿受付 平成13年5月9日 平成13年度春季全国大会で発表

**正 員 物質・材料研究機構 Member, National Institute For Materials Science

重要な因子となるが⁽³⁾⁽¹⁷⁾、これらの報告値にはばらつきが大きく^(2,3),6-8),14-20)、ワイヤ溶融をシミュレーションするうえで問題である。

本報では GMA 溶接のワイヤ突出し長さを高精度に制御することを目的として、非定常状態でのワイヤ溶融速度の解析が可能な一次元熱伝導シミュレータを作成する。ワイヤの一次元熱伝導シミュレーションと突出し長さ測定により溶接条件に対するアークからの入熱量と溶滴の保有熱量の関係を求める。これらの関係を基に低周波パルス電流を用いた時のワイヤの非定常溶融挙動を解析する。

2. 一次元非定常熱伝導計算モデルによる突出し長さ解析

2.1 GMA 溶接における突出し長さ解析の予備的検討

GMA 溶接ではワイヤの突出し長さが一定となる定常状態での研究が行われている⁽²⁾⁻⁽⁷⁾。Halmøyr⁽²⁾は定常状態での突出し長さ、ワイヤ送給速度と電流の相互関係を求めた。丸尾ら⁽³⁾は定常状態におけるワイヤの温度分布を解析解から求め、ワイヤ溶融速度はアークからの入熱、突出し部の抵抗発熱と溶滴の保有熱量の影響を受けることを示した。大嶋ら⁽⁴⁾はワイヤ突出し部の一次元熱伝導解析を行い、突出し長さ変動からアーク長変動を求め、パルスアーク溶接のアーク長の制御方法を検討した。牛尾ら⁽⁵⁾は一次元熱伝導方程式から定常状態でのワイヤの温度分布を求め、アークからの入熱はワイヤ先端部のわずかな部分の温度分布に影響を与えるだけで、アークからの熱伝導を無視できることを示し、さらに、電流などの溶接条件は安定な動作点の平衡点の付近で変化すると、ワイヤの動的溶融特性を表す数学モデルからアークセンサの数学モデルを求めた。

Haidar⁽⁶⁾は VOF 法 (Volume of fluid method) により溶滴形成現象のシミュレーションを行ったが、ワイヤの突出し長さ変化については対象としていない。Zhu ら⁽⁷⁾はアークスタート後のワイヤ突出し長さの変化を溶滴の潜熱や、スーパーヒートを考慮しない簡便な非定常一次元熱伝導モデルから求め、定常状態になるまでは約 0.5 s 必要であるとしている。

前報で提案した超狭開先 GMA 溶接プロセス⁽¹⁾は、数 Hz の低周波パルス電流を用いてワイヤ溶融速度を変え突出し長さを変化させながら、開先内でのアーク発生位置を板厚方向に上下揺動させる溶接プロセスである。パルス電流によるワイヤ溶融挙動は非定常的となり、突出し長さは非定常的に変化する。超狭開先 GMA 溶接プロセスでは突出し長さの高精度な制御が必要であり、ワイヤ溶融の非定常性を考慮して突出し長さを求め、プロセス開発や溶接条件の設定を行う必要がある。そこで、まずワイヤ溶融に関して非定常性を考慮できるシミュレーションモデルを作成しワイヤ溶融と突出し長さに関する基礎的検討を行った。

2.2 一次元非定常熱伝導計算モデル

数 Hz の低周波パルス電流を用いた時のワイヤの突出し長さ変化を非定常一次元熱伝導モデルにより差分解析する。

ワイヤの溶融モデルとして以下を仮定する。

- (i) ワイヤはジュール発熱とアークによって加熱され、アーク入熱はワイヤ端面に投与される。ワイヤ突出し部における放射損やシールドガスによる冷却の影響を無視する。
- (ii) ワイヤの温度を T (K)、融点を T_M (K)、ワイヤ先端の溶滴のスーパーヒート (過熱) 温度を ΔT (K) とし、 $T \geq T_M + \Delta T$ となる部分は溶滴として瞬時に離脱する。
- (iii) ワイヤは一定速度 v_f (mm/s) で送給される。

コンタクトチップ先端からの距離を X (mm)、時間 t (s) での温度を $U(X, t)$ (K) とし、コンタクトチップ先端を原点とする固定座標系 (X, t) に対する一次元熱伝導方程式は次式で表される^(3,4)。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + v_f \cdot \frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\lambda}{C \cdot \gamma} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\rho_s}{C \cdot \gamma} \cdot \left(\frac{I}{S} \right)^2 \quad (1)$$

ここで、 λ , γ , C , ρ_s および S は、それぞれワイヤの熱伝導率 (J/mm/s/K)、ワイヤの密度 (g/mm³)、ワイヤの比熱 (J/g/K)、ワイヤの比抵抗率 ($\Omega \cdot \text{mm}$)、ワイヤの断面積 (mm²) である。

次に、 $Z = X - v_f \cdot t$ (mm) で示される移動座標系 (Z, t) を考え、温度を $T(Z, t)$ (K) とすると(1)式は

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{C \cdot \gamma} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} + \frac{\rho_s}{C \cdot \gamma} \cdot \left(\frac{I}{S} \right)^2 \quad (2)$$

となり移動座標系では移流項が消えた熱伝導方程式となる。

そこで、ワイヤ突出し部のメッシュ幅を ΔZ (mm) とし Fig. 1 に示す座標系を用い、 Δt 毎にワイヤが ΔZ だけコンタクトチップ先端から突出すとして、その間の熱伝導を以下のステップで計算を行った。

- (i) Δt 毎にコンタクトチップ先端に温度 T_0 (K)、長さ ΔZ のメッシュを追加し、移動座標系の原点を再び追加メッシュの先端に設定する
- (ii) (2) 式の熱伝導計算を行う。

Fig. 1 Coordinate axis in one dimensional non-steady heat conduction calculation.

熱伝導解析を行うために、時刻 $t = j \cdot \Delta t$ で $Z = i \cdot \Delta Z$ の距離にある i 番目のメッシュの温度を T_i^j (K)、このメッシュに入るエネルギーを Q_i^j (J) とすると次式が成立する。

$$\int_{T_i^j}^{T_i^{j+1}} C \cdot \gamma dT = \frac{-Q_{i-1}^j + Q_i^j}{\Delta Z \cdot S} + \rho_s \cdot \Delta t \cdot \left(\frac{I}{S}\right)^2 \quad (3)$$

ここで、

$$Q_i^j = -\lambda \cdot \frac{T_i^j - T_{i+1}^j}{\Delta Z} \cdot \Delta t \cdot S$$

である。

境界条件として以下を与える。

(i) ワイヤ先端では ($i = W_{tip}$)、アークからの入熱として

$$q_a = Q_{tip}^j = \phi \cdot I \cdot \Delta t$$

が加わる。ここで、アークによる溶融の等価電圧^{8,9)}を ϕ とする。

(ii) コンタクトチップ先端部では ($i = 0$)、

$$T_0^j = T_0$$

で一定とする。

エンタルピ法¹⁰⁾により Δt 後の $i = 1$ 番目から W_{tip} 番目までの各メッシュの温度を求める。ここで、潜熱を $H_{latent} = 273 \text{ J/g}^{11)}$ とし、Fig. 2 に示す物性値の温度依存性¹¹⁾を考慮した。

熱伝導率 λ 、比熱 C が温度の関数の時には(3)式の安定収束条件は次式で与えられる^{12,13)}。

$$\frac{\lambda_{max}}{(C \cdot \gamma)_{min}} \times \frac{\Delta t}{\Delta Z^2} \leq \frac{1}{2} \quad (4)$$

Fig. 2 Temperature dependence of physical properties used in calculations.

ここで、ワイヤが一定速度 v_f で供給されるので、 ΔZ と Δt の関係は以下となる。

$$\Delta Z = v_f \cdot \Delta t \quad (5)$$

(4)式、(5)式を同時に満足するように距離 ΔZ と時間 Δt を決めると、(3)式からワイヤの温度分布とワイヤの突出し長さを求めることができる。そこで、 ΔZ と Δt の関係を Fig. 3 に示す。(4)式を満足するのは図中の斜線部であり、この領域内で(5)式を満足する範囲は図中の太実線部である。今、(4)式と(5)式の交点を ΔZ_1 、 Δt_1 とすると、熱伝導計算が収束するのは $\Delta Z > \Delta Z_1$ 、 $\Delta t > \Delta t_1$ の時であり ΔZ と Δt には最小値が存在する。しかし、この値の範囲内で ΔZ と Δt を小さくして精度を確保した計算を行うことはできない。なお、

$$\Delta Z_1 = \frac{2 \cdot \lambda_{max}}{(C \cdot \gamma)_{min} \cdot v_f}, \quad \Delta t_1 = \frac{2 \cdot \lambda_{max}}{(C \cdot \gamma)_{min} \cdot (v_f)^2}$$

である。

そこで、 $\Delta t < \Delta t_1$ の条件で精度を確保して計算を行うために前述した計算方法を以下のように変更して行う。今、Fig. 3 中にあるような Δt_2 を設定した場合において、 $\Delta Z = v_f \cdot \Delta t_2$ である。

(i) 前述までと同様に Δt_2 毎にコンタクトチップ先端に温度 T_0 、長さ ΔZ のメッシュを追加し、移動座標系の原点を追加メッシュの先端に再設定する。

(ii) Δt_2 間はワイヤは送給されないとし、Fig. 3 の斜線領域内にある Δt 毎に熱伝導計算を $\Delta t_2 / \Delta t$ 回行う¹⁴⁾。

ワイヤが供給される前後で (Δt_2 毎に)、系のエネルギーバランスが成立するような ΔZ と Δt を用いた*)。この時、計算に使用した Δt は溶滴の離脱周期よりも十分短い値であ

Fig. 3 Relationship between Δt and ΔZ for one dimensional unsteady heat conduction simulation model.

*) (ワイヤが ΔZ だけ突出す前に持っていたエネルギー) + (Δt_2 間に加えられたアーク入熱量) + (ジュール発熱量) - (溶滴として離脱したエネルギー) = E_t とし、 Δt_2 後のワイヤの全エネルギーを $E_{t+\Delta t_2}$ とする。エネルギー差を $\delta = (E_t - E_{t+\Delta t_2}) / E_{t+\Delta t_2} \times 100$ で定義する。 $\delta < 1\%$ になるように ΔZ と Δt を選ぶと安定に収束することを確認した。 ΔZ と Δt はワイヤ送給速度により異なるが、本報の実験範囲 ($v_f = 49 \text{ mm/s} \sim 210 \text{ mm/s}$) では $\Delta t \leq 10^{-6} \text{ s}$ に設定する必要がある。

る**).

なお、本非定常数値解析手法により求めた定常と見なされる時のワイヤ突出し部の温度分布と、定常解析解³⁾の温度分布とを照合した結果は全く同等であることを確認している。

このような計算手法によるワイヤの溶融挙動を以下で検討する。

2.3 アークによる溶融の等価電圧とスーパーヒートの関係

2.3.1 ワイヤの熱伝導解析を行う上での問題点

GMA 溶接の陽極での加熱（アークからの入熱） q_a は電子の凝縮、陽極降下領域を通過する際に与えられる運動エネルギー、アークからの対流熱伝達、放射熱伝達などにより決まり近似的に次式で表される⁸⁾⁹⁾。

$$q_a = \left(V_a + V_w + \alpha \cdot \frac{k \cdot T_e}{e} \right) \times I$$

ここで、 V_a ：陽極降下電圧、 V_w ：金属表面の仕事関数、 $\alpha \cdot kT_e/e$ ：電子の熱エネルギーである（ k ：ボルツマン定数、 T_e ：電子温度、 e ：電荷、 α ：定数 $3/2^8)$ または $5/2^9)$ 。これらの量は電流により大きく変化しないと、 $V_a + V_w + \alpha \cdot kT_e/e$ をアークによる溶融の等価電圧 ϕ として、アークからの入熱を $\phi \times I$ で与えている⁸⁾⁹⁾。しかし、 V_w は表面の汚れにより変化すると言われ⁸⁾、ワイヤの組成、ワイヤ径、シールドガス種あるいは電流値などにより様々な値が報告され^{2,3),6-8),14-20)}、溶接電流との関係は明確に示されているとは言えない。一方、ワイヤ溶融挙動を把握するために、融点までの加熱にスーパーヒート ΔT を加えた溶滴の保有熱量についても様々な値が報告されている^{2,3),6-8),14-20)}。これらの値はワイヤ先端に与えられるアーク入熱量を算定し、ワイヤ溶融挙動をシミュレーションするための重要な値である。

Halmöy²⁾ は定常状態での突出し長さ、ワイヤ送給速度（ワイヤ溶融速度）と電流の相互関係を求めている。さらに、溶滴の保有熱量 H_0 はアークからの入熱と抵抗発熱との和に等しいとして、定常状態のワイヤ送給速度から実験的に、 $\phi = 3.5$ V, $\Delta T^*) = 160$ K ($I = 297 \sim 347$ A, MIG) を求めた。丸尾³⁾ はワイヤ突出し部の一次元熱伝導方程式の定常解からワイヤ溶融速度を求めた。さらに、ワイヤの抵抗発熱項を実験的に求め、Halmöy²⁾ の方法を基に、 $\phi = 5.7$ V, $\Delta T = 595$ K ($I = 250 \sim 350$ A, MIG) を得ている。両者とも、 ϕ や ΔT は電流に依存しないと仮定している。Valer-

ian¹⁵⁾ は $\phi = 5.5 \sim 6.5$ V と仮定し、ワイヤ突出し部の一次元定常熱伝導解析により $\Delta T = 740 \sim 1200$ K ($I = 113 \sim 195$ A, MIG) を、Waszink¹⁶⁾ は $\phi = 6$ V と仮定し、定常状態の一次元熱伝導解析とワイヤ先端部のエネルギーバランスの解析から $\Delta T = 870 \sim 1100$ K ($I = 150 \sim 300$ A, MIG) を得ている。この他にも熱量計法^{17,18)} や二色放射測温度法¹⁹⁾ で溶滴の保有熱量の計測が行われている。これらの結果は各種溶接条件に対して ϕ あるいは ΔT は変化することを予見しており、これらの値を評価することがワイヤの溶融挙動を解明するうえで最も重要であると判断した。

2.3.2 アークによる溶融の等価電圧とスーパーヒートの関係

本項ではワイヤ溶融挙動を求めるうえで重要な因子であるアークによる溶融の等価電圧 ϕ とワイヤ先端部のスーパーヒート温度 ΔT を検討する。2.2節の一次元熱伝導シミュレーションとワイヤ突出し長さの実測値から ϕ と ΔT を評価することを試みた。

まず、ビード溶接で一定電流、一定ワイヤ送給速度でのワイヤの突出し長さをレーザストロボ装置^{*)}により撮影し、得られた画像から各溶接条件における突出し長さの平均値を求めた。ワイヤ送給速度はトーチのワイヤプル送給モータの直前に設置したエンコーダの信号から求めた**).

次に、測定で得られた電流 I とワイヤ送給速度 v_f を用いて2.2節の一次元熱伝導シミュレーションから定常状態のワイヤ突出し長さ L を計算する。ここでは種々の ΔT に

Fig. 4 Correlation between wire extension and equivalent anode melting potential in various superheat temperatures.

***) 高速度カメラによる観察結果から、溶滴移行頻度の高い MIG 溶接時での離脱周期は $0.006 \sim 0.013$ s である。

*) 溶滴の保有熱量 H_0 として表記された文献値に関しては本シミュレーションで使用した物性値を用いてスーパーヒート温度 ΔT に換算して示している。

*) 337 nm のレーザ光線を溶接部（ワイヤ）に照射し、その光の波長のみを通す狭帯域バンドパスフィルターを取り付けた CCD カメラでレーザの反射光を撮影するビデオ装置である。

**) エンコーダから求めたワイヤ送給速度と、溶接時のワイヤ送給速度の実測値との差は $\pm 1\%$ 以内であった。

ついて計算から求めた突出し長さ L と、実測によって得られた突出し長さが等しくなる ϕ を求める。例えば、ワイヤ径1.2 mm のMAG溶接では $I=346$ A, $v_f=209$ mm/s の時にはワイヤの実測平均突出し長さは $L_{av}=19.2$ mm が得られる。 $\Delta T=0, 300, 500$ K の場合においてワイヤの突出し長さが実測値と同じになる ϕ の値は Fig. 4 に示すように、それぞれ $\phi=5.33, 6.56, 7.43$ V となる。

このように、同一の突出し長さに対して ϕ と ΔT はいろいろの組合せが可能であり、突出し長さ L 、電流 I とワイヤ送給速度 v_f などの溶接条件から ϕ や ΔT の個々の値を決めることはできないので、他の方法で ϕ や ΔT を決める必要がある。しかし、逆に考えると ϕ や ΔT を個々に決める必要はなく、溶接条件 (I, v_f) に対して ϕ と ΔT の相関関係を求めれば突出し長さ L を求めることができる。

Table 1 Welding conditions in experiments to estimate the correlation between equivalent anode melting potential and superheat temperature in MIG, MAG and CO₂ welding.

Contact tip - base metal distance D_{CB} (mm)	Shielding gas	Wire diameter d (mm)	Current I (A)	Wire feed rate v_f (mm/s)	Wire extension L (mm)
25	Ar+2%O ₂	1.2	261~363	115~198	18.2~18.9
25	Ar+20%CO ₂	1.2	257~346	137~209	19.2~20.4
25	Ar+20%CO ₂	1.6	207~414	49~122	17.7~22.5
25	CO ₂	1.6	287~409	81~129	21.4~22.2

(a) MIG (1.2mm)

(b) MAG (1.2mm)

(c) MAG (1.6mm)

(d) CO₂ (1.6mm)

Fig. 5 Correlation between super heat temperature and equivalent anode melting potential for MIG, MAG and CO₂ welding.

そこで、同様な方法で MIG 溶接, MAG 溶接, CO₂ アーク溶接について Table 1 に示す溶接実験条件で ϕ と ΔT の関係を求めた結果を Fig. 5 に示す。さらに ϕ と ΔT と電流条件について文献値を同時にプロットした^{2,3),6-8),14-20)}。

MAG 溶接や CO₂ アーク溶接についての報告例は少ない。最も報告例の多いワイヤ径 1.2 mm の MIG 溶接について文献値は ϕ の値は 3.4 V から 6.5 V に、また ΔT は 150 K から 1100 K まで大きくばらついている。しかし、本研究で提案する ϕ - ΔT 関係が存在すると考えれば定性的に線上に存在していることがわかる。

ワイヤ径 1.2 mm の MAG 溶接と MIG 溶接の ϕ - ΔT 関係を同一電流で比較する。同一 ΔT と仮定すれば MAG 溶接の ϕ が大きくなり、同一 ϕ と仮定すれば MAG 溶接の

ΔT が小さくなる傾向を示している。 ϕ - ΔT 関係に対してシールドガスの影響が現れている。ワイヤ径 1.6 mm の MAG 溶接と CO₂ アーク溶接を同一電流で比較する。同一 ΔT と仮定すると大きな違いは認められなかったが、CO₂ アーク溶接の方が ϕ の値が若干大きくなる傾向がある。

MAG 溶接についてワイヤ径 1.2 mm と 1.6 mm の ϕ - ΔT 関係を同一電流で比較する。同一 ΔT と仮定するとワイヤ径 1.6 mm の ϕ が小さく、ワイヤ径の影響が現れている。

次に ϕ - ΔT 関係の適用範囲を検討するために、Table 2 に示す溶接条件で突出し長さ L を変えて ϕ - ΔT 関係を求めた結果を Fig. 6 に示す。図中の実線は $I=304$ A, 318 A, 328 A の溶接実験をもとに求めた ϕ - ΔT 関係である。破線は Fig. 6 に示した実験評価式を用いて各電流値に対する MIG 溶接の ϕ - ΔT 関係を示している。それぞれの電流条件に対して評価式から求めた ϕ - ΔT 関係と MIG 溶接の実験から求めた ϕ - ΔT 関係はほぼ同じ直線となる。したがって、突出し長さが $15 \leq L \leq 27$ mm の範囲で動く超狭開先 GMA 溶接では本研究で提案する ϕ - ΔT 関係が成立すると言える。

3. 超狭開先内でのワイヤ溶融に関する非定常的挙動

数 Hz の低周波パルス電流により突出し長さを制御する超狭開先 GMA 溶接プロセスにおいて、突出し長さを精度良く求めるために、アーク長一定という特徴を持つ超狭開先内での非定常的なワイヤ溶融挙動を解析する。

3.1 低周波パルス電流によるワイヤ溶融の非定常的挙動の特徴

ワイヤ溶融の非定常的挙動の基本的な特徴を明らかにするため、まずワイヤ溶融に関する非定常モデルによるパルスアーク時のワイヤ溶融挙動を 2.3.1 項に示した定常モデルである Halm ϕy^2 の手法を適用した場合と比較検討する。

非定常的モデルは 2.2 節の非定常一次元熱伝導解析によるシミュレーションモデルである。シミュレーションにおいては、電源回路を単純化したインダクタンスのない抵抗

Fig. 6 Comparison of ϕ - ΔT relation reported from experimental results with ϕ - ΔT correlation proposed in MIG welding.

Table 2 Welding conditions in experiments to confirm the range producing ϕ - ΔT correlation.

Contact tip - base metal distance D_{CB} (mm)	Current I (A)	Wire feed rate v_f (mm/s)	Wire extension L (mm)
20	328	153	14.5
25	318	164	18.9
30	304	186	27.0

のみの回路について矩形波電流波形を用いて解析を行った。ワイヤ径1.2 mmのMIG溶接を対象として、 $I_p=350$ A, $t_p=0.06$ s, $I_b=250$ A, $t_b=0.3$ sの矩形波パルス電流とワイヤ送給速度 $v_f=120$ mm/sを用いた。

Halmφyの定常モデルにおいては $I=350$ A, $I=250$ Aのそれぞれの $\phi-\Delta T$ 関係から $\Delta T=156$ Kを仮定して、 $\phi=4.7$ V ($I=350$ A), $\phi=4.0$ V ($I=250$ A)を、非定常モデルとしては $\Delta T=500$ Kを仮定して $\phi=5.97$ V ($I=350$ A)と $\phi=5.13$ V ($I=250$ A)を用いた*)。

Fig. 7に示すHalmφyの定常モデルでは、電流がステップ関数的に上昇するピーク電流初期では v_m はピーク電流における定常値へ到達すべく不連続的に増加し、それに対応して急激に W_p が増加している。その後のピーク電流期間内で、 $I=350$ Aの溶融速度とワイヤ送給速度と突出し長さが定常値を満足するように変化している。ベース電流期間になると v_m は急激に減少しそれに伴い W_p も減少する。この時も前述と同様に、ベース電流期間内で、 $I=250$ Aの溶融速度とワイヤ送給速度と突出し長さが定常値になるように変化する。定常モデルでも v_m はあたかも非定常的な挙動を示しているが、定常解の値に律則された挙動であり実際の非定常的なワイヤ溶融挙動を示しているとは考えにくい。

これに対し Fig. 8に示す非定常モデルでの結果は大きく異なっている。ピーク電流初期であっても v_m は連続的に増加し、ピーク電流期間で v_m は時間の経過と共に増加している。ピーク電流により突出し部が加熱されワイヤ溶融量が増加するため W_p もそれに伴って増加することを表している。ベース電流期間になると v_m は減少するが、 $t=2.66$ sまでは v_m は一定となり、その値は v_f とほぼ等しくなっている。このため、 W_p は定常モデルのように減少することなく一定に保持され、 $t=2.68$ s付近からワイヤ端は下降を始める。非定常モデルではワイヤの突出し長さは0.1 s遅れて変化することがわかる。

このように、定常モデルでは定常状態になるまでのワイヤ溶融挙動を表していないので、ワイヤ溶融挙動は非定常モデルを採用する必要があると判断される。

次にワイヤ溶融の遅れを詳細に解析するためにワイヤ突出し部の温度分布を調べた結果を Fig. 9に示す。図中の破線(A)はベース電流からピーク電流に変化する直前の温度分布を、破線(B)はピーク電流からベース電流に変化する直前の温度分布を示す。ピーク電流期間の $t=2.52\sim 2.58$ sではジュール発熱により突出し部全体の温度が上昇し突出し長さ L が次第に短くなる。 $t=2.58$ sでは突出し部全体の温度が他の時間の温度よりも最も高くなり L は最も短くなる。ベース電流期間になるとジュール発熱が減少し、 $t=2.63$ sの時には $Z\leq 7$ mmのコンタクトチップ付近の温度は温度

Fig. 7 Simulation result of wire melting rate and wire tip position by Halmφy's steady wire melting model.

Fig. 8 Simulation result of wire melting rate and wire tip position by unsteady wire melting model.

*) Halmφyの ϕ , ΔT も、非定常モデルの ϕ , ΔT も $I=350$ A, $I=250$ Aのそれぞれにおける $\phi-\Delta T$ 線上にある。

分布(A)と同じレベルまで下がっている。しかし、ワイヤ先端に近い $Z=14\sim 17$ mm 付近には温度分布(B)と同じ $T=873\sim 1073$ K の高温領域が存在している。その結果、 v_m は大きく変化しないため L はベース電流期間であってもほとんど変化しない。ワイヤ先端の高温領域は溶滴として離脱し、高温領域は次第に短くなるが、高温領域が完全に消滅する $t=2.68$ s までは L はほとんど変化しない。すなわち、この時間が突出し長さ変化における遅れ時間となる。高温領域が消滅するとワイヤ先端部付近を除き突出し部全体の温度は低下する。 $t=2.75$ s では $Z\leq 19$ mm の領域の温度は温度分布(A)とほぼ同じレベルまで下がっている。このようにベース期間の突出し長さ変化の遅れは突出し部の温度分布の影響によるものである。

ワイヤの突出し長さ変化に関する遅れ時間は低周波パルス電流のパルス条件とほぼ同じレベルであり、突出し長さを制御する超狭開先 GMA 溶接ではこれを考慮した電流条件選定や溶接プロセス開発を行うことが必要となる。

次に、ワイヤ端の上下揺動を利用する超狭開先 GMA 溶接の適用範囲を求めるためにワイヤ端の上下振幅量とパルス電流周波数の関係を検討した。パルス電流条件として $I_p=350$ A, $I_b=250$ A とし、ピーク電流期間とベース電流期間の割合を $t_p:t_b=1:5$ と一定にして、 t_p+t_b を変えてワイヤ端の振幅とパルス電流周波数の関係を数値シミュレ

ーションによって調べた結果を Fig. 10 に示す。周波数が 2.5 Hz 以下では $\Delta L\geq 4$ mm となり、周波数が大きくなるとワイヤ端の振幅が小さくなる。周波数が 10 Hz を越えると $\Delta L\leq 1$ mm となり、ほとんどワイヤ端の上下揺動効果はなくなる。100 Hz 以上のパルス溶接では、パルス電流によるワイヤ振幅はほとんど無視でき、ワイヤ溶融端挙動は非定常性を考慮する必要がなく定常モデルが適用できると判断

Fig. 10 Relationship between pulse frequency and amplitude of wire tip up-to-down oscillation.

Fig. 9 Temperature distributions along wire extension under low frequency pulse current.

される。換言すると、パルス電流を利用してワイヤ端の上下揺動を行うためには数 Hz 以下の周波数が有効であり、この周波数でワイヤ端の位置制御を行うためには、ワイヤ溶融の非定常性を考慮する必要がある。

3.2 ワイヤの非定常溶融挙動とシミュレーション結果との照合

ワイヤの非定常熱伝導解析から明らかになったワイヤ溶融の非定常特性を実験結果と照合することによって検証する。

低周波パルス電流による狭開先内でのワイヤ溶融挙動を高速ビデオカメラ（撮影速度：2250コマ/s）を用いて調べた。ワイヤ径1.2 mm，溶接速度 $v=7.5$ mm/s とし、アーク長が大きく変化しない開先幅5 mmのI開先内で、開先壁とワイヤ先端でアークが生じるMAG溶接を用いた。なお、2250コマ/sの高速ビデオ撮影で得られた画像と画像に対応した瞬時電流値を記録した。

画像とそれに対応する電流の測定結果をFig. 11にまとめて示す。図中の(a), (b), (d)はそれぞれ、ピーク電流への遷移時、ベース電流遷移時およびワイヤ端が降下し始める時を示している。ピーク電流期間ではスプレー移行的で W_p は上昇している(Fig. 11(a), (b))。ベース電流遷移後の $t=0.557$ s (Fig. 11(c)) ではグロービュル移行的になっているが、 W_p は降下することなくほぼ一定な場所に位置している。 $t=0.615$ s (Fig. 11(d)) に至ってからワイヤ端は下降を始める。パルス電流波形に対して突出し長さは約0.12 s 遅れて変化しており、非定常的なワイヤ溶融の特徴を確認できる。この実測した結果と照合するため同一の溶接条件を用いて、一次元非定常熱伝導シミュレーションによりワイヤ端位置を計算した結果をFig. 12に示す。ここで、Fig. 11で実測した電流波形のピーク電流とベース電流のそれぞれの平均値を用いて矩形電流波形条件として計算を行っ

た。電流波形条件は $I_p=333$ A, $t_p=0.06$ s, $I_b=238$ A, $t_b=0.3$ s, ワイヤ送給速度は $v_f=133$ mm/s である。

シミュレーションではピーク電流期間終了後に0.12 s 遅れてワイヤ突出し長さは変化し、ワイヤ端位置の変化の様子についてもシミュレーションと実験結果はほぼ一致していることがわかる。非定常モデルは実際のワイヤ端挙動をよく表したモデルであると言える。

以上、低周波パルス電流でワイヤ突出し長さを高度に制

Fig. 12 Simulation results of wire tip position by unsteady wire melting model under measured current and wire feed rate data.

Fig. 11 Measured results of wire tip position and current by high speed video camera and digital data recording system.

御するためには、ワイヤ溶融の非定常性を考慮することが必要である。

4. 結 論

ワイヤ溶融に関する一次元非定常熱伝導解析とワイヤ突出し長さの直接測定により、アークによる溶融の等価電圧とスーパーヒート温度との関係を求めた。この関係を用いて低周波パルス電流におけるワイヤ溶融の非定常的挙動を明らかにした。得られた結果を以下にまとめる。

- (1) GMA 溶接のワイヤ突出し長さを解析するため、非定常状態でのワイヤ溶融を扱うことのできる一次元熱伝導数値解析手法を提案した。
- (2) 一次元熱伝導解析と溶接実験による突出し長さ計測から、各種電流におけるアークによる溶融の等価電圧 ϕ と溶滴のスーパーヒート温度 ΔT の関係を明らかにした。これにより ϕ や ΔT の個々の値を求めることなくワイヤ溶融挙動の数値解析を可能にした。また、MIG, MAG などの各種雰囲気における ϕ - ΔT 関係についても明らかにした。
- (3) 数値シミュレーションにおいて、数 Hz の低周波パルスアーク溶接時の非定常ワイヤ溶融挙動の特徴として、ピーク電流からベース電流に移移する時に、ワイヤ突出し長さは時間的遅れをもって変化することを明らかにした。
- (4) パルス電流周波数が 10 Hz 以上になると、ワイヤ溶融に関する非定常性は認められなくなり、定常状態における解析手法の適用が可能である。
数 Hz 以下のパルス周波数ではワイヤ端の上下振幅を利用して入熱分布を制御する超狭開先 GMA 溶接プロセスの解析法として提案する非定常熱伝導シミュレーションが有効である。
- (5) 低周波パルスアーク溶接時の一次元非定常熱伝導解析による突出し長さ変化挙動の計算結果は高速度カメラによる突出し長さ変化の測定結果と良い一致を示し、上記結論(3)での非定常挙動特性を確認できた。したがって、非定常熱伝導シミュレーションの妥当性を明らかにした。

謝 辞

本研究遂行における高速ビデオ撮影装置等では、(株)フォトロンの多大な御協力を頂いた。謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) T. Nakamura, K. Hiraoka: Characteristics of Phenomena in Narrow Gap Welding and Proposal New Welding Process at Ultra-Narrow Gap Joint-Development of Ultra-Narrow Gap Welding Process (Report 1) —, Quar. J. JWS, 19-1

- (2001), 44-53. (in Japanese)
- 2) E. Halmøy: Wire melting rate, droplet temperature and effective anode melting potential, Conference on Arc Physics and Weld Pool Behavior, 29 (1979).
- 3) H. Maruo, Y. Hiarta, Y. Noda: Wire Melting Rate in Pulse MIG Welding —Study on Pulse Arc Welding (Report 3) —, Quar. J. JWS, 3-1 (1985), 191-196. (in Japanese)
- 4) K. Ohshima, M. Abe, T. Kubota: Sampled-Data Control of Arc Length in MIG Pulsed Arc Welding, J. JWS, 51-8 (1982), 700-707. (in Japanese)
- 5) M. Ushio, W. Mao: Modeling of the Arc Sensor for DC MIG/MAG Welding in Open Arc Mode-A Study of the Improvement of the Sensitivity and the Reliability of the Arc Sensor in GMA Welding (1st Report), Quar. J. JWS, 14-1 (1996), 99-107. (in Japanese)
- 6) J. Haidar: Predictions of metal droplet formation in gas metal arc welding II, Journal of Applied Physics. Vol. 84, No. 7 (1998), 3530-3540.
- 7) P. Zhu, M. Rados and S.W. Simpson: Theoretical predictions of the start-up phase in GMA welding, Welding Journal, Vol. 76, No. 7 (1997), 269s-274s.
- 8) J.E. Lancaster (ed), The Physics of Welding, Oxford, Pergamon Press.
- 9) 溶接アーク物理研究委員会編：溶接プロセスの物理，黒木出版社 (1996)。
- 10) S.E. Hibbert, N.C. Markatos, V.R. Voller: Computer simulation of moving-interface, convective, phase-change processes, Int. J. Heat Transfer. Vol. 31, No. 9 (1988), 1785-1795.
- 11) 日本金属学会編：改訂 3 版金属データブック，丸善。
- 12) 片山功蔵，服部 賢：凍結を伴う熱伝導の研究 (第 1 報，ステファン問題の数値解法)，機械学会論文集 (第 2 部)，Vol. 40, No. 333 (1974), 1404-1409.
- 13) 片山功蔵，服部 賢，岡田昌志，小竹進一郎：熱物性値が温度関数である場合の非定常熱伝導の数値解析，機械学会論文集 (第 2 部)，Vol. 38, No. 307 (1972), 574-580.
- 14) P. Zhu, M. Rados and S.W. Simpson: A theoretical study of gas metal arc welding system, Plasma Sources Sci, Technol. 4 (1995), 495-500.
- 15) Valerian A Nemchinsky: Heat transfer in an electrode during arc welding with a consumable, electrode, J. Phys. D: Appl. Phys. 31 (1998), 730-736.
- 16) J.H. Waszink and G.I.P.M. Van Den Heuvelm: Heat generation and heat flow in the filler metal in GMA welding, Welding Journal, Vol. 61, No. 8 (1982), 269s-282s.
- 17) H. Maruo, Y. Hiarta, Y. Noda: Heat Content and Temperature of Metal Droplet in Pulsed MIG Welding —Study on Pulse Arc Welding (Report 2) —, Quar. J. JWS, 2-4 (1984), 573-578. (in Japanese)
- 18) S. Ueguri, K. Hara and H. Komura: Study of Metal transfer in pulsed GMA welding —Metal transfer is analyzed to determine optimum waveform for spatter free welding—, Welding Journal, Vol. 64, No. 8 (1985), 242s-250s.
- 19) 平田好則，恩田雅彦，永田勇人，黄地尚義：GMA 溶接における溶滴の温度計測，ア物00-1086 (2000)。
- 20) John H. Dennis, Peter J. Hewitt, Christopher A.J. Redding and Andrew D. Workman: A model for prediction of fume formation ratio in gas metal arc welding (GMAW), globular and spray modes, DC electrode positive, Ann. occup. Hyg., Vol. 45, No. 2 (2001), 105-113.