溶接における凝固条件の挙動*

—サブマージアーク溶接金属の凝固過程に関する研究 (第 1 報) —

松 山 隼 也**, 坪 井 潤一郎**

Behaviour of the Solidification Variables in Welding*

—Solidification Process of Submerged Arc Weld Metals (Report 1) —

by Junya Matsuyama** and Junichiro Tsuboi**

To achieve the latest stringent requirements for the mechanical properties and the bead shape of submerged arc welds (SAW) such as the longitudinal welds of large diameter pipe, the solidification process has been fundamentally studied using 25Cr-20Ni welds obtained by the one-sided SAW process at two heat input levels.

The basic solidification variables have been measured by immersing W-3Re-W-25Re thermocouples and the correlation with weld puddle shapes has been discussed in relation to welding heat transfer.

In the liquid-solid region of tear-drop shaped weld puddles observed commonly in SAW process, cooling rate and temperature gradient decreased toward the weld center and consequently the length of liquid-solid region increased. These results are similar to those in casting. Solidification rate, however, showed a maximum value at the inflection point of hammer decanted weld puddle contour, which was approximately agree with the measured isotherm of liquidus temperature.

Formation of the tear-drop shaped weld puddle can be explained by considering a substantial decrease in heat flow dimension in the vicinity of inflection point. This proposed mechanism provides interpretations that the shape transit of weld puddle from the ellipse to the tear-drop occurs with increasing in heat input or welding velocity and the solidification process of the latter is significantly influenced by the latent heat of fusion.

1. 緒 言

大径ストレートシーム鋼管のサブマージアーク溶接 (SAW) 金属品質に対する要求は、機械的性質、内部欠陥、および表面性状の多岐にわたり、近年の鋼管使用環境のためにそれらは次第に苛酷なものとなりつつある。このため、溶接金属の高靱化と、高速で良好なビードを形成するための改善が、共に達成されるべき重要な研究課題として挙げられる。ビード形成は溶接金属の凝固過程に直接影響され、靱性においては凝固時の冶金反応が直接関与するのみならず、溶接金属が顕著な異方性を示す点で凝固過程の間接的な寄与も考慮されねばならない。

溶接凝固過程の制御には、溶融池内での熱および溶鋼の移動と、それらに裏付けられた組織成長や溶質挙動に

関するより正確な知見が必要である。しかしアークの存在、急速凝固など解析上の困難さに基因して、溶接凝固過程の定量的研究は casting 分野に比べて少なく¹⁻³⁾、なかでも SAW 溶融池各部での凝固現象の変化を詳細に取扱ったものは見あたらない。

著者らは究極的に、鋼管溶接での主要な問題点、すなわち高靱性溶接材料を高速 SAW に適用した際に生じるビードの凝固欠陥を防止することを目的に、まず SAW 凝固過程における一連の基礎的項目、①溶融池内の凝固条件の挙動、②凝固組織の変化、及び③溶質挙動について検討した。

本報では、オーステナイト鋼を用いた片面 SAW の溶融池測温から、現象解析の基礎となる固液共存域の諸凝固条件を求め、溶融池内でのそれらの変化過程を casting 時の現象と比較検討した。更に凝固条件と溶融池形状の関係について若干の考察を行った。

上述の基礎的検討は、項目②、③を定量的な凝固条件①によってできるだけ一般化し、具体的現象がそれらの

*原稿受付 昭和58年1月9日 (昭和51年度春季全国大会及び第67回溶接冶金研究委員会にて発表)

**正 員 川崎製鉄(株)技術研究所 Member, Research Laboratories, Kawasaki Steel Corporation

知見を基に解析されることが望ましいとの観点からなされたものである。したがって後報の鋼管高速 SAW に関する実験では、基礎的検討での解析手法と実験結果を適用して、実操業条件下の凝固欠陥防止方法を見いだしている。

2. 供試材料及び凝固条件測定方法

凝固条件の測定方法を Fig. 1 に示す。解析が簡明な一方向凝固組織の溶接金属を得るために、母板裏面にガラス繊維テープと約1000℃に予熱した耐火レンガを配し、表裏面ビード幅がほぼ等しくなるような片面 SAW を行った。

溶接条件は入熱量の影響をみるために、160 kJ/cm (記号 H, DCRP-1000A-32 V-12 cm/min) と 85 kJ/cm (記号 L, 23 cm/min) の2種類とした。母板には低炭素 25 Cr-20 Ni 鋼 (0.05% C) の50 kg 鋼塊を20 mm に圧延し、1100℃で溶体化処理した A 310 S 材 (記号 O) を、電極には O 材と同一成分系の帯状電極 (1.5 mm × 15 mm) を高塩基性焼成型フラックスと共に用いた。

前述のように本研究は、凝固条件によって一般化された凝固現象に関する知見が、それらを適用した場合の具体的問題点の解析に妥当性を与えるという立場からなされている。本報で実際の鋼管 SAW とは異なる溶接方法、条件、及び材料を採用したのは、解析の簡明さと十分大きい溶融池寸法による測温精度の向上を目的としたことによる。

Fig. 1 Experimental arrangement for measuring of weld puddle temperature.

溶融池の測温は、あらかじめ急速溶鋼排出法で溶融池形状と電極位置の関係を求めておき、溶融池幅が最大でかつボンドから 5 mm 間隔に相当する溶融池半幅内の各位置に、4~5 対の W-3% Re-W-25% Re 熱電対を熱源が一定距離移動するごとに順次挿入して行った (熱電対径: 0.5 mm, 絶縁管: ZrO_2 , 先端露出, 挿入深さ: 母板表面から 5 mm)。このとき増幅された高温域熱起電力のみを検出するために、熱電対に一定の逆電圧を付加した。

熱電対挿入深さ 5 mm では、挿入初期に溶鋼、溶融スラグ混在下の測温になると思われるので、凝固後のビード断面試料で熱電対先端が溶接金属中にあることを確かめた。後述の液相線温度測定値からも、鋼・スラグ2相分離後の溶融池測温は所期の目的どおりに行なわれたと見なされる。

本実験での溶融池形状は、いずれの条件においても S AW で通常見られる涙滴型を呈し、ビード幅 W は入熱 H, L でそれぞれ約 50 mm, 約 35 mm であった。Fig. 2 の50%王水水溶液腐食のビード断面及び表面マクロ組織で見られるとおり、ビード表層部を除き柱状晶は目的とする一方向に十分成長した。

Fig. 3 に示すように、模式化した柱状晶の成長過程と対応づけて各種凝固条件を定め、測定冷却曲線を用いてボンドからビード中心へ向う距離 l (mm) の関数としてそれらを求めた。

冷却速度 V (°C/sec): 各熱電対位置での冷却曲線 (熱電対挿入時を時間 $t=0$ とする) において、凝固温度範囲 ΔT (°C) (=液相線温度 T_L -固相線温度 T_S) を部分凝固時間 θ_f (sec) (=固相線通過時間 t_S -液相線通過時間 t_L) で除した固液共存域での平均冷却速度。

凝固速度 R_L (mm/sec): t_L と l の関係から得られる液相線の移動速度 dl/dt_L 。

固液共存域での温度勾配 G (°C/mm): ΔT と固液共存域の長さ ΔX の比 $\Delta T/\Delta X$ (= $\Delta T/(R_L \cdot \theta_f) = V/R_L$)。

Fig. 2 Macrostructures of weld beads, (a) bead surface, (b) transverse section (Base plate: A310S, Symbol: O).

Fig. 3 Definition of solidification variables.

3. SAW 時の凝固条件

熱電対挿入時 ($t=0$) を基準に、複数の冷却曲線を重ね合わせた結果を Fig. 4 (試料 O-H) に例示する。本報では溶鋼流を阻害しないために熱電対を溶融池に順次挿入したが、準定常状態のもとでは、Fig. 4 は溶接線に直交する線上に配列した熱電対を同時に挿入して得られる冷却曲線と等価になる。

測温初期には溶融池内対流の影響で温度は不安定な振動を示し、熱源の移動でその影響圏から外れると、ボンドに近い側から順に安定状態になった。溶融池の測温では一般にアーク等の電気的振動が無視できず、それらは溶融池内対流を介して本来の熱振動をもたらすアーク力の振動と、測定系全体に誤差をもたらす電磁場の振動が主なものであろう。いずれの影響も溶融粘性が低く、かつアークに近い溶融池中心程著しいと考えられるが、両者の分離は困難である。

Fig. 4 An example of cooling curves for weld metal solidification.

本実験結果においても、溶融池温度場を論ずる上で測定精度に問題が残るが、概略的に振幅の中心を溶融池本来の温度とみなすならば、各熱電対位置の温度に差が認められるようである。

例えば $l=3\text{ mm}$ の位置での振動が減衰したとき、未だ不規則振動を示す溶融池中心部はそれより 300°C 程度過熱されており、その後の急速な溶融池内温度の均一化で、 $l=8\text{ mm}$ の位置に対する過熱度は 100°C 程度となった。

$t=0$ での最高到達温度約 1900°C が軟鋼 SAW での測定例 ($2000\sim 2300^\circ\text{C}$)⁹⁾ より低いのは、熱電対挿入位置、溶接条件、電極形状などの差異によるものであろう。

冷却曲線は凝固潜熱放出のため T_L 付近で緩やかな勾配となり、次いで T_S に向って急速冷却へと変曲し、完全凝固後は再び自然冷却の形となった。オーステナイト鋼は熱伝導率が小さいため、溶接のような小量の溶鋼でも、凝固潜熱放出による冷却曲線の変曲及び凝固の進行に伴う部分凝固時間の増大がよくうかがえる⁹⁾。

溶接では鋼塊の測温結果で見られるような T_L のプラトーが認められないので、冷却曲線の高温側変曲点を T_L とし、 T_S は鋼塊凝固時と同様に低温側変曲点を T_S とする方法⁷⁾ によって求めた。その結果、本実験と同一成分系の注湯式一方向凝固実験⁹⁾ での値と同様の $T_L=1400^\circ\text{C}$, $T_S=1330^\circ\text{C}$ を得た。冷却曲線から得られた時間 t_L , t_S と l の関係を Fig. 5 に、諸凝固条件と l /ビード半幅 ($W/2$)* の関係を Fig. 6 に示す。

$l-t_L$ 及び $l-t_S$ への関係を見ると、O-H, O-L 共に凝固初期には下に凸の曲線であり、連続鋳造や一方向凝固における凝固厚さが凝固時間の平方根に比例する関係⁹⁾ にはなっていない。これは溶融、凝固が相近接する溶接固有の現象であると考えられる。すなわち、溶融が終了する最大溶融池幅の位置でも、液相中にはアークの過

Fig. 5 Progress of liquidus and solidus isotherms in weld metals solidification.

*) デンドライトエレメント単位の凝固過程におけるミクロ的な固相率に対し、ビード幅単位のマクロ的な固相率を意味する。

熱による急峻な温度勾配が存在する。そのため母板側の脱熱が追いつかず凝固は一時停滞し、その後の熱源移動にともなう温度勾配の低下で凝固が加速される結果、 $l-t_L$ 、 $l-t_S$ の関係は上述の形を示すのであろう。

一方、凝固が更に進行するにつれ、O-H、O-L いずれも $l-t_L$ 、 $l-t_S$ の関係は下に凸の曲線からはずれて低凝固速度側の傾きをとるようになる。Fig. 5 でこの傾向が比較的明らかな $l-t_L$ の関係について、曲線からはずれ始める点を▲印で表示した。▲印以後の曲線形状を論じるうえで測定点数及びその精度が十分ではないが、曲線の形は $d^2l/dt^2 < 0$ 、つまり dl/dt が漸減する傾向にある。なお▲印より右側の3測定点がほぼ直線上に位置するのは、溶融池の最後尾における加速凝固で再び $d^2l/dt^2 > 0$ となる $l-t$ の変化過程(後述)が、最もビード中心側の測定点によって捕捉された結果であると考えられる。本報では、▲印の前後で dl/dt が増加過程から減少過程へと推移し、かつ実際に d^2l/dt^2 の符号がなだらかに反転すると思われることから、▲印の点を変曲点とみなした。

急速溶融排出法で得た溶融池形状、すなわち固液界面形状は、急速凝固した溶融池の最後尾部分を除けば Fig. 5 の $l-t_L$ 曲線から得られた液相線等温形状(溶接速度を用いて時間 t_L を溶接線方向の距離に換算)にほぼ一致した。

O-H、O-L いずれにおいても、部分凝固時間 $\theta_f (=t_S - t_L)$ は l とともに増大し、したがって平均冷却速度 V は Fig. 6 のように低下した。温度勾配 G は $l/(W/2) = 0.1 \sim 0.3$ の間で約1/3に急減した後漸減し、凝固われに関係する固液共存域の長さ ΔX は逆に長くなり、これらの結果は铸造時の傾向⁹⁾と一致した。溶接金属内部でのこのような V の著しい減少は涙滴型溶融池での特徴であり、 G の急減に対応している。一方楕円型溶融池では溶接金属内部で V はわずかに減少するか、ほぼ一定となる(次報)。

しかし $l-t_L$ 曲線の形状に依存する $R_L (=dl/dt_L)$ は、ボンド近傍で小さく、 $l-t_L$ 曲線の変曲点位置で極大を示した。

入熱量の影響をみると、小入熱 O-L において R_L 、 V はともに大きい。が、 R_L の極大点での固相率は入熱量によらずほぼ一定(約0.4)であった。 G は O-L の方が、 ΔX は大入熱 O-H の方が大きい。が、 R_L 、 V に比して入熱量による差は少ない。したがって入熱量による R_L の変化は、 $V = R_L \cdot G$ の関係において主に V のレベル変化に基づくと推定される。

移動線熱源理論では最大溶融池幅の点で冷却速度 $\partial T / \partial t = 0$ となる。一方固液共存域での平均値で定めた本

Fig. 6 Relationships among the solidification variables and the location in weld metals.

実験の冷却速度 V はボンド近傍における有限値からの変化過程にあると考えられるが、固液共存域長さがボンド近傍で極めて短く、その測温は困難である。

液相線、及び固相線の移動を律する要因が、それぞれ液相中の過熱度と熱輸送条件、及び凝固潜熱と溶質の収支であるため、両者の挙動は一致せず¹⁰⁾、通常 Fig. 5 と同様に凝固の進行につれて固相線の移動が液相線より遅滞する。したがって液相線すなわちデンドライト先端の移動速度を示す R_L と、固液共存域の通過所要時間で冷却速度を平均的に評価する V とでは、変化過程にずれがある。

4. 涙滴型溶融池形状についての伝熱論的考察

溶融池形状が液相線等温形状にほぼ一致し、凝固条件との相関が強いことから、SAW で多く経験される涙滴型溶融池の形成過程について考察した。涙滴型溶融池の後半部は凝固が遅滞するために不純物の偏析、収縮孔、および凝固われを生じやすい。TIG 溶接について涙滴型溶融池形状を考察した例¹¹⁾はあるが、単一溶接条件で得た形状の近似式化にとどまっている。

SAW の溶融池形状は主として溶接条件に、副次的にスラグ物性によって変化すると考えられる。ここでは涙滴型溶融池形状に対する前者の影響について、以下のように液相線等温形状の変曲点前後で実質的に伝熱様式が変わるという観点から、伝熱論的に検討した。

4.1 楕円型から涙滴型への溶融池形状の推移

片面溶接における任意の溶接条件での溶融池形状を算出するために、Rosenthal による移動線熱源の準定常状態温度分布式¹²⁾ (1式)を変形し、温度 T を溶融温度 T_m (液相線温度に相当) とおいた(2式)で溶融池形状を表わす無次元パラメータ n を定めた。

$$T - T_0 = \{q / (\sqrt{8\pi \cdot Kh})\} \cdot \{\exp(X - \sqrt{X^2 + Y^2}) / \sqrt{X^2 + Y^2}\} \quad \dots\dots(1)$$

$$n \equiv (T_m - T_0) \sqrt{8\pi \cdot Kh} / q = \{\exp(X_m - \sqrt{X_m^2 + Y_m^2}) / \sqrt{X_m^2 + Y_m^2}\} \quad \dots\dots(2)$$

ただし、 T : 点 (x, y) の温度 ($^{\circ}\text{C}$)、 T_0 : 母板の初期温度 ($^{\circ}\text{C}$)、 q : 熱源よりの正味の熱流束 (電流 $\times$ 電圧 $\times$ 熱効率) (cal/sec)、 v : 溶接速度 (cm/sec)、 h : 板厚 (cm)、 K : 熱伝導率 (cal/cm $\cdot$ sec $\cdot^{\circ}\text{C}$)、 α : 熱拡散率 (cm ^{2} /sec)、 X, Y : 無次元化距離 ($X = vx/(2\alpha)$, $Y = vy/(2\alpha)$)

$n=0.15$ と 0.40 の場合の点 (X_m, Y_m) の集合、つまり T_m 等温線の計算例を Fig. 7 に示す (破線)。 n の減少、すなわち単位板厚当りの入熱量 q/h の増加につれ、 T_m 等温線は著しく偏平となる (Fig. 7 は Y 軸目盛を X 軸の5倍で表示、 $X=Y^2$ は最大幅を結ぶ特性曲線)。Fig. 5 の $l-t_L$ 曲線における変曲点以前の形状はこれらの T_m 等温線に相似している。

ところで(1式)の T は、熱源から x 方向に少し離れた位置では熱源の移動を考えなくても、単位面積当り $q/(v \cdot h)$ (cal/cm ^{2}) の平面熱源が溶接線全長にわたり瞬間的に投与された場合の温度上昇 T_{IP} にほぼ等しくなり¹³⁾、この T と T_{IP} の関係は補正係数 ψ によって(3式)のように示される。

$$\psi \equiv T/T_{IP} = [\exp\{X(1 - \sqrt{1 + \phi^2})/2\}] / \sqrt{1 + \phi^2} \\ \phi = Y/X \quad \dots\dots(3)$$

Fig. 7 中に実線で示した等 ψ 線は $\psi < 1$ の場合に原点を通る閉曲線となり、曲線群の谷を結ぶ線 (特性曲線

Fig. 7 Relationships among contours of correction factor ψ and isotherms of the melting temperature in two-dimensional quasi-stationary heat flow.

に一致)の内側では X が大きい程 ψ は1に近づく。

このような等 ψ 線の挙動は、 X つまり x と v の積が十分大きいと、 x 方向の温度勾配が無視できる程度に低下し¹⁴⁾、 T_m 等温線上の熱流は y 方向のみの1次元的なものに推移していくようすを表わしている。

いま $\psi=0.999$ の等 ψ 線と T_m 等温線の交点 P_{tr} における液相率 $d/(W/20)$ (d (cm): 点 P_{tr} での溶融池半幅)をみると、 n が小さい程液相率は大きい。このため次項に述べるように、 P_{tr} を溶融池の伝熱様式が実質的に2次元から1次元に推移する点と仮定すれば、点 P_{tr} 以後で溶融池形状は涙滴状に変曲することになり、 n 小すなわち q/h が大きい程その可能性が大となる。

移動線熱源の場合、 n および ψ の式に溶接速度 v が含まれないため理論上点 P_{tr} の座標は v に依存せず、 q/h 一定として v を変えた本実験の O-H と O-L においても $l-t_L$ 曲線はほぼ同一の変曲点固相率を示した。一方 Christensen ら¹⁵⁾ によって示された移動点熱源での Operating Parameter n_c は $q \times v$ に比例し、涙滴型溶融池形状に対する q および v の影響が示唆される (後報)。溶融池内での流速ベクトルの分布も涙滴型溶融池形成に影響を及ぼすと考えられるが、その様相は現在のところ明らかでない。

4.2 涙滴型溶融池の変曲点後方における固液界面形状

涙滴型溶融池の変曲点後方の形状を算定するために、Fig. 8 のように1次元熱伝導無限平板における初期温度分布によって点 P_{tr} での y 方向温度分布をモデル化した。次いで任意の時間 t 及び距離 y に対する温度 T の解析解¹⁶⁾を変形し、 T_m 温度における無次元化凝固厚さ ξ と無次元化時間 τ の関係を表わす(4式)を得た (温度定数一定)。

$$m = (1/2) \cdot \{\Phi\{(2-\xi)/\sqrt{\tau}\} + \Phi\{\xi/\sqrt{\tau}\}\} \\ + \{(1-m)(1-\xi)/2\} \cdot \{\Phi\{(2-\xi)/\sqrt{\tau}\} \\ - 2\Phi\{(1-\xi)/\sqrt{\tau}\} - \Phi\{\xi/\sqrt{\tau}\}\} \\ + \{(1-m)\sqrt{\tau}/(2\sqrt{\pi})\} \cdot \{e - ((2-\xi)/\sqrt{\tau})^2 \\ - 2e - ((1-\xi)/\sqrt{\tau})^2 + e - (\xi/\sqrt{\tau})^2\} \\ + \{m(1+1/\eta)/2\} \cdot \{\Phi\{(2+\eta-\xi)/\sqrt{\tau}\} \\ - \Phi\{(2-\xi)/\sqrt{\tau}\} - \Phi\{\xi/\sqrt{\tau}\} + \Phi\{(\eta+\xi)/\sqrt{\tau}\}\} \\ + \{m(1-\xi)/(2\eta)\} \cdot \{\Phi\{(2+\eta-\xi)/\sqrt{\tau}\} \\ - \Phi\{(2-\xi)/\sqrt{\tau}\} + \Phi\{\xi/\sqrt{\tau}\} - \Phi\{(\eta+\xi)/\sqrt{\tau}\}\} \\ + \{m\sqrt{\tau}/(2\eta\sqrt{\pi})\} \cdot \{e - ((2+\eta-\xi)/\sqrt{\tau})^2 \\ - e - ((2-\xi)/\sqrt{\tau})^2 - e - (\xi/\sqrt{\tau})^2 + e - ((\eta+\xi)/\sqrt{\tau})^2\} \\ \dots\dots(4)$$

ただし、 $\Phi(y) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^y e^{-u^2} du$, $m = T_m/T_p$, $\xi = \varepsilon/d$, $\tau = 4\alpha t/d^2$, $\eta = H/d$, $T_m = T(y=y_m, t)$, $\varepsilon = d - y_m$

Mathematical model for this problem may be described as follows:

The equation of linear heat flow is

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t}$$

Initial distribution of temperature

$$T = -\frac{(T_p - T_m)}{d} |y| + T_p \quad (0 \leq |y| \leq d)$$

$$T = -\frac{T_m}{H} |y| + T_m \left(1 + \frac{d}{H}\right) \quad (d \leq |y| \leq d+H)$$

$$T = 0 \quad (d+H \leq |y|)$$

Boundary condition

$$T(y = y_m, t) = T_m$$

T_p : Peak temperature ($^{\circ}\text{C}$)

T_m : Melting temperature ($^{\circ}\text{C}$)

$2d$: Initial width of liquid (Equivalent to the width of T_m isotherm at P_{tr}) (cm)

H : Initial width of heat spreading zone in solid (cm)

y_m : Position of T_m isotherm at $t > 0$ (cm)

ϵ : Thickness of the solidified layer (cm)

α : Thermal diffusivity (cm^2/sec)

Fig. 8 Physical situation of the linear heat flow in an infinite plate of thickness h and its coordinate system.

Fig. 9 Increase in normalized thickness of solidified layer ξ with normalized time τ for different m and η .

異なる m 及び η に対する計算結果を Fig. 9 に示す ($\eta = 0$ の場合は(4)式の第1～第3項より算出).

m が大きいとき, すなわち液相中心での初期温度 T_p が T_m に近い場合, ξ は τ の小さい範囲で $\sqrt{\tau}$ に比例する. 溶融池凝固を想定した本モデルでは液相幅が有限であるため ξ と $\sqrt{\tau}$ の比例関係は継続せず, 凝固終期に液相温度の急激な低下に伴って凝固は加速される. これは実際の現象と一致する. η が大すなわち $t=0$ における固相中の熱の拡がり H が大であるか, m が小すな

わち T_p が大である程凝固は遅滞し, $T_p = 2T_m$, $\eta \neq 0$ の場合には, 固相がいったん溶融した後に凝固が開始する.

(4)式の算出には(2)式, (3)式と同様に凝固潜熱が考慮されていない. 潜熱の影響を算定するには, 固相表面の温度変化 $T_f(t)$ を境界条件として与え, 凝固厚さと時間の関係を積分法によって導く Tien の解法¹⁷⁾ が有効である. そこで, 試料 O-H に対して(4)式及び Tien の解法を適用するための初期条件と境界条件について以下に検討した.

(2)式においてアークの熱効率 $\eta = 80\%$ ¹⁵⁾, $T_m = T_L$, $T_0 = 20^{\circ}\text{C}$, 及び $K = 0.06 \text{ cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot ^{\circ}\text{C}$ に選ぶと, $n = 0.15$, 点 P_{tr} での液相率 $=0.65$ となり, O-H のビード半幅 $=24 \text{ mm}$ から, その時点での溶接金属凝固厚さ $\approx 8 \text{ mm}$ (すなわち, 1次元熱伝導の取扱いをする溶融池半幅 $d \approx 1.6 \text{ cm}$) が得られた.

先の溶融池測温結果 (Fig. 4) と, 別に行った母板側の測温結果から(4)式の初期条件となる y 方向温度分布を Fig. 10 のように推定した. $t=0$ では固液界面前方の液相中温度勾配は大であるが, 溶融池中心付近では比較的一様な温度分布を示した. $t=50 \text{ sec}$ で $l=8 \text{ mm}$ の位置 (点 P_{tr} に相当) の温度がほぼ T_L となるため, このときの温度分布を(4)式の初期条件とみなし, 定数 $m=0.90$, $\eta=2.4$ を得た.

次に積分法適用の妥当性をみると, $t=50 \text{ sec}$ の温度分布において T_p は T_L より約 100°C 過熱されていて,

Fig. 10 Temperature distribution along the transverse direction to the weld bead at various time elapsed.

Table 1 Numerical values of thermal properties* and welding parameters for the calculation of shape of the tear-drop typed weld puddle.

Calculation	Values
① Solution for the two-dimensional quasi-stationary heat flow of an infinite plate of thickness h	$(T_m - T_0) / \sqrt{8\pi kh}$ $n = \frac{q}{\alpha}, x = \frac{vz}{\alpha}, y = \frac{vy}{2\alpha}$ Melting temperature $T_m = 1400^\circ\text{C}$ Room temperature $T_0 = 20^\circ\text{C}$ Thermal conductivity $k = 0.060 \text{ cal/cm}\cdot\text{sec}\cdot^\circ\text{C}$ Thermal diffusivity $\alpha = 0.041 \text{ cm}^2/\text{sec}$ Plate thickness $h = 2 \text{ cm}$ Welding speed $v = 0.2 \text{ cm/sec}$ Net flux of welding heat $q = 5560 \text{ cal/sec}$ Parameter $n = 0.15$
② Solution for the linear heat flow in the case that the temperature distribution is initially given in an infinite plate of thickness h	$m = T_m/T_p, \tau = 4\alpha t/d^2, \xi = \epsilon/d, \eta = h/d$ Peak temperature $T_p = 1550^\circ\text{C}$ Melting temperature $T_m = 1400^\circ\text{C}$ Thermal diffusivity $\alpha = 0.041 \text{ cm}^2/\text{sec}$ Critical half width of T_m isotherm $d = 1.6 \text{ cm}$ Initial width of heat spreading zone in solid $H = 3.8 \text{ cm}$ Parameter $m = 0.90$ Parameter $\eta = 2.4$
③ Approximation by means of "Heat balance integral" for the case of one-directional freezing of a infinite liquid steel	Surface temperature $T_f = 1400e^{-0.0024t}^\circ\text{C}$ Density $\rho = 8.03 \text{ g/cm}^3$ Latent heat of fusion $\lambda = 66 \text{ cal/g}^{**}$ Specific heat $c_p = 0.18 \text{ cal/g}\cdot^\circ\text{C}$ Thermal conductivity $k = 0.060 \text{ cal/cm}\cdot\text{sec}\cdot^\circ\text{C}$ Thermal diffusivity $\alpha = 0.041 \text{ cm}^2/\text{sec}$

*) Determined in reference to the values in "Metals Handbook", ASM (1948) Edition.
 **) Referred to the value of R.H.Tien, Transaction of The Metallurgical Society of AIME, vol. 233 (1965) No. 10, p. 1887.

Tien による解法の境界条件を厳密には満足しない。しかし液相中の温度勾配が固液共存域と固相に比べて十分小さいこと、過熱の効果は $T_f(t)$ に反映されることを考慮すれば、潜熱の一般的な効果を知るためにこの解法は十分適用しうる。この場合 $l=8 \text{ mm}$ の位置が Tien の解法における固相表面に相当するので、そこでの冷却曲線を $T_f(t) = 1400 \times \exp(-0.0024t)$ で近似し、凝固厚さ算出の境界条件とした。

以上の前提条件と Table 1 に示す各種熱定数を用い、(2)式 (2次元準定常熱伝導での溶融池形状)、(4)式 (変曲点後方の1次元熱伝導での溶融池形状)、及び Tien の解法 (1次元熱伝導の溶融池形状に対する潜熱の影響) から算出した溶融池形状を、実測形状と比較して Fig. 11 (横軸を時間 t で表示) に示す。

点 P_{lr} 以前の実測溶融池形状④は、移動線熱源理論の(2)式から得た溶融池形状① ($\alpha = 0.041 \text{ cm}^2/\text{sec}$) と良い一致を示した。①では潜熱を考慮していないが、それを考慮に入れた楕円型溶融池は考慮しない場合に比して全体に後方に位置するが、溶融池形状自身は Rosenthal の解析解 (すなわち(2)式) にほとんど重なることが明らかにされている¹⁸⁾。

点 P_{lr} は④の変曲点 (▲印) にほぼ一致し、点 P_{lr} 以後では①よりも、①と同一温度定数を用いて1次元熱伝導の(4)式から算出した曲線②の方が④の挙動を正しく表現し得た。これらは点 P_{lr} の設定、及びその前後で

Fig. 11 Relationship among the observed and the calculated shapes of tear-drop type weld puddle.

伝熱様式が変化するという本報の仮定を支持するものである。

④の変曲点以後における凝固速度の低下傾向が②によって示されたが、④は②の長時間側に分布する潜熱を考慮した③によってより適確に近似された (③では、加速凝固現象は表現されない)。溶鋼の熱容量に対する潜熱の比 $\lambda/(c_p \cdot T_m)$ は約0.3であり、このように1次元熱伝導を呈すると考えられる涙滴型溶融池の後半部凝固過程では、潜熱の影響が無視できない。

以上述べたとおり、涙滴型溶融池の変曲点前後で伝熱様式を分ける取扱いにより、実際の現象を十分説明し得た。

5. ま と め

SAW 金属の凝固過程を基礎的に検討するために, 25 Cr-20 Ni 鋼を用いて溶接時の諸凝固条件を測定し, 更にそれらと溶融池形状の関係について考察した。結果の要点は以下のとおりである。

1) SAW で多く見られる涙滴型溶融池では, 铸造時の傾向と同様に, 固液共存域での平均冷却速度と温度勾配はボンドから溶接金属内部に向かって減少し, 逆に固液共存域の長さは増加した。一方, 凝固速度は溶融池形状の変曲部で極大となり, 以後漸減した。

2) 急速溶鋼排出法で得た溶融池の固液界面形状は, 測温によって求めた液相線等温形状にほぼ一致した。

3) 涙滴型溶融池形状の変曲点近傍で熱伝導の次元が実質的に低下するとの仮定の基に, 涙滴型溶融池の形成過程とそれに対する潜熱の影響を伝熱論的に説明した。

すなわち移動線熱源の涙滴型溶融池では, 変曲点以前の形状が Rosenthal の 2 次元準定常状態温度分布式で近似され, 変曲点以後の形状は 1 次元熱伝導無限平板モデルによる算出形状と傾向的に一致し, 潜熱を考慮した Tien の解法を適用することにより更に正確に近似された。

(謝辞) 本研究の遂行にあたり, 多くの貴重な御教示を賜った東京大学金属工学科 木村康夫教授, 並びに梅田高照助教授に深く謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) W.F. Savage and R.J. Hrubec; Synthesis of Weld Solidification Using Crystalline Organic Materials, Weld. J., 51-5 (1972), 260-s
- 2) H. Nakagawa, F. Matsuda, and T. Senda; Effect of Sulphur on Solidification Cracking in Weld Metal of

- Steel (Report 1), Trans. JWS, 5-1 (1974), 39
- 3) Y. Arata, F. Matsuda, and K. Nakata; Effect of Solidification Rate on Solidification Structure in Weld Metal, Trans. JWRI, 5-1 (1976), 47
- 4) 仙田, 松田, 磯島, 飯田; 溶接金属の凝固時の冷却速度と温度勾配について, 溶接学会全国大会講演概要, 第4集 (1969), 25
- 5) 例えば, G.R. Belton, T.J. Moore, and E.S. Tankins; Slag-Metal Reactions in Submerged Arc Welding, Weld. J., 42-7 (1963), 289-s
- 6) 中村; オーステナイトステンレス鋼溶接金属の凝固現象について, 溶接学会溶接冶金研究委員会資料, WM-213-68 (1968)
- 7) 平居, 金丸, 森; 鋼の凝固温度算出式, 学振第19委員会, 第5回凝固現象協議会資料, 凝固-46 (1968)
- 8) 相山, 梅田, 松山; オーステナイト系ステンレス鋼のミクロ偏析と铸造組織について, 鉄と鋼, 60-8 (1974), 1094
- 9) 宮沢, 櫻; 垂直型連続铸造スラブの凝固プロファイルの理論解析, 鉄と鋼, 60-7 (1974), 1000
- 10) 藤井, 松野, 大井; 連続铸造におけるクラッタ内溶鋼の流動および混合状態の解析, 鉄と鋼, 60-7 (1974), 1041
- 11) V. Pavelic and K.C. Tsao; Weld Puddle Shape and Size Correlation in a Metal Plate Welded by the Gas-Tungsten-Arc (GTA) Process, Intn. Conf. Proceedings of Arc Physics and Weld Pool Behaviour, London 8-10 May (1979), 251
- 12) D. Rosenthal; Mathematical Theory of Heat Distribution During Welding and Cutting, Weld. J., 20-5 (1941), 220-s
- 13) 佐藤; 移動熱源による熱伝導の特性に関する覚え書, 本誌, 36-2 (1967), 154
- 14) 安藤, 奥田; 移動点熱源による薄板の温度上昇の準定常状態における等温線とその考察, 本誌, 39-2 (1970), 94
- 15) N. Christensen, V. de L. Davies, and K. Gjermundsen; Distribution of Temperatures in Arc Welding, Brit. Weld. J., 12-2 (1965), 54
- 16) H.S. Carslaw and J.C. Jaeger; Conduction of Heat in Solids, Oxford University Press, 2nd Edition (1959), 53
- 17) R.H. Tien; Freezing of Semi-infinite Slab with Time-Dependent Surface Temperature—An Extension of Neumann's Solution, Trans. Met. Soc. AIME, 233-10 (1965), 1887
- 18) M. Ushio, T. Ishimura, F. Matsuda, and Y. Arata; Theoretical Calculation on Shape of Fusion Boundary and Temperature Distribution around Moving Heat Source, Trans. JWRI, 6-1 (1977), 1