の拘束はほとんどなくOゾーンのひずみ集中のみが問題となる。したがってこの場合接合材の強度は銅板素材のそれより低くなるので注意する必要がある。

6. 結 言

静引張荷重下での異種接合材の機械的特性を明らかにすることを目的として、軟鋼板とタフピッチ銅板を電子ビーム溶接により突合せ接合した試験片を用いて、接合材の機械的特性におよぼす銅部の幅および荷重軸と溶接線のなす角度の影響を検討した。

得られた結果を要約すると以下のごとくである。

1) 負荷荷重に対する異種接合材の伸びは各々の材料が互に独立に存在すると仮定した場合の伸びより小さくなる (Fig. 4 参照)。

2) 銅部の幅が狭い時、銅部内のひずみ分布はほぼ一様であり、この場合銅部の変形は軟鋼部により強く拘束されている (Fig. 5, Fig. 6 参照)。一方銅部の幅が広くなるとひずみ分布は一様でなく、溶接角度によってCゾーンあるいはOゾーンに大きなひずみ集中を生じる (Fig. 7 参照)。

3) 接合材の強度は銅部の幅と溶接角度によって大きく異なる。すなわち接合材の強度は銅部の幅が狭くなるとともに銅板素材の強度より高くなる。また銅部の幅が狭い場合は接合材の強度は溶接角度が小さくなる程高く

なる。しかし銅部の幅が広い場合は溶接角度が小さくなるとともに強度は低下し、銅板素材の強度よりも低くなる (Fig. 8, Fig. 9 参照)。

4) 接合材の破壊様相は銅部の幅および溶接角度によって4つのタイプが現われる (Fig. 10, Photo. 2 参照)。

なお本研究を実施するに際し試験片の溶接は川崎重工(株)溶接研究室、試験片加工は本学工作センターの諸氏の援助を得た。ここに記して謝意を表します。また本論文を御討議いただいた溶接学会溶接構造研究委員会分科会、日本造船学会溶接研究委員会第2分科会(主査 佐藤教授)の各委員に深謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 佐藤, 土井, 豊田: 軟層を含む溶接継手の静的強度に関する寸法効果, 本誌37-11 (1968)
- 2) 佐藤, 豊田: 機械的性質の不連続部を含む材の静的強度に関する基礎的研究, 本誌40-9 (1971)
- 3) 日本溶接協会S J委員会: 軟質溶接継手の力学的挙動と強度に関する研究, 昭和50年11月
- 4) 辻: 接合応力の光弾性的研究, 日本機械学論文集 41-341 (昭和50年1月)
- 5) R. Hill; On Discontinuous Plastic States with Special Reference to Localized Necking in Thin Sheets, Jr. Mech. Phys. Solids 1 (1953)
- 6) 佐藤, 瀬尾: 局部収縮理論にもとづくすみ肉溶接継手の強度解析, 本誌41-4 (1972)

移動熱源の周辺に対称冷却端が存在する場合の温度場*

—水中溶接部の温度履歴推定のための熱伝導解析—

松縄 朗**, 竹俣 裕行***, 岡本 郁男**

Analysis of Temperature Field with Equiradial Cooling Terminal around Moving Heat Sources*

—Heat Conduction Analysis for Estimation of Thermal Hysteresis during Underwater Welding—

by Akira Matsunawa**, Hiroyuki Takemata*** and Ikuo Okamoto**

The paper describes the method of solving differential equation of heat conduction for moving source

*原稿受付, 昭和55年2月21日 (溶接学会 昭和54年 溶接アーケ物理研究委員会にて発表)

**正 員 大阪大学溶接工学研究所 Member, Welding Research Institute, Osaka University

***学 生 員 大阪大学大学院工学研究科 Member, Graduate School, Osaka University

under the boundary condition that the equiradial surface of fininite length around a heat source, i.e., semi-spherical surface for a point source and cylindrical surface for a linear one, is kept constant temperature, supposing to estimate thermal field in underwater welding by local cavity methods. Analyses are conducted for point and linear heat sources and rigorous solutions are obtained, and their results are compared in detail with Rosenthal's solutions. Furthermore, the average cooling rate at particular temperature range, which is practically useful for the prediction of hardness of welded part of steel plate, are analized using the obtained solutions and the effect of the radius of cooling terminal on the rate are clarified for various welding variables.

1. 序

湿式法あるいは準湿式法による水中アーク溶接では、溶接部の水素吸収、硬化などの冶金的問題がしばしば指摘されている。著者の一人はすでにこれら諸問題の解消または軽減を目的として、流体安定化局所空洞形成方式による水中溶接方法について報告してきた^{1,2)}。本方式による水中での TIG もしくは MIG 溶接（ビードオンプレート溶接）においては、水素吸収に関しては大気中での乾燥低水素系被覆棒による溶接部に比して若干低い吸収レベルにとどめ得ることを確認している。さらに本方式では空洞径を適切に選定することにより、母材の冷却速度を制御し得ることが特長である。しかしながら、冷却速度と空洞径との関係は溶接速度、入熱等の各種溶接因子に大いに依存し、これらに対する理論的、実験的解析は未だ十分には行われていない。

本稿では、本方式に代表される局部乾式水中溶接における母板温度場を評価する第1次近似として、移動熱源の周囲に対称な冷却端が存在する場合の温度分布式の導入、および硬度予測に関連して特定温度区間における平均冷却速度に関して検討した結果を論じる。

2. 解析モデル

2.1 記号

本論文では次に定義する記号を用いる。

- q : 入熱 [J/s]
- q' : 単位板厚当りの入熱 ($=q/h$) [J/s·m]
- h : 板厚 [m]
- v : 熱源移動速度 [m/s]
- t : 時間 [s]
- T : 温度 [°C]
- T_0 : 冷却端温度 [°C]
- T_f : 参照温度 (例えば溶融温度) [°C]
- K : 熱伝導率 [J/s·m·°C]
- $1/(2\lambda)$: 温度拡散率 [m²/s]
- R : 冷却端半径 [m]
- n : 無次元化入熱³⁾ ($=\lambda v q/2\pi K(T_f - T_0)$)
- θ : 無次元化温度 ($=(T - T_0)/(T_f - T_0)$)

A : 無次元化冷却端半径 ($=\lambda v R$)

ρ : 規格化半径 ($=r/R$) ($0 \leq \rho \leq 1$)

H : 無次元化板厚 ($\lambda v h$)

2.2 仮定と境界条件

熱伝導微分方程式を解析的に解くにあたり、以下のような仮定と境界条件を設定する。

- 1) 板の物理定数、すなわち K および λ は温度、場所に関係なく定数とする。
- 2) 熱源移動速度 v と入熱 q は一定である。
- 3) 対流および放射による熱損失は無視する。
- 4) 移動熱源から等距離 R の位置に温度一定 ($T = T_0$) の冷却端が常に存在し、 $r \geq R$ の位置は一定温度 T_0 に保持されているとする。すなわち、Fig. 1 に示すように点熱源では熱源を中心とする半球面上 (半径 R) とその外側、また線熱源では半径 R の円柱面上とその外側の領域の温度上昇は0とする。

熱伝導の基本式は直交座標系 (x, y, z) においては、次の良く知られた形で示される。

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 2\lambda \frac{\partial T}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (1)$$

熱源が x 軸上を正の方向に一定速度 v で移動するとし、(1) 式を移動座標系 (ξ, y, z) で表示すると、

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 2\lambda \left(-v \frac{\partial T}{\partial \xi} + \frac{\partial T}{\partial t} \right) \dots\dots\dots (2),$$

ここに、 $\xi = x - vt$ 。

ここで、Rosenthal の解法³⁾ にしたがって

$$T - T_0 = e^{-\lambda v \xi} \Phi(\xi, y, z) \dots\dots\dots (3)$$

とおき、準定常状態 ($\partial T / \partial t = 0$) を考えると、(2) 式は次のようになる。

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - (\lambda v)^2 \Phi = 0 \dots\dots\dots (4)$$

すなわち、本稿で問題としている解は(4)式を上述(4)の条件のもとに解くことに帰着される。

3. 対称冷却端が存在する場合の温度場の解

3.1 点熱源 (三次元熱流) の場合

前述の(4)式は各座標軸に関して完全に対称な形式を有している。そこで極座標 (r, α, β) 表示を行い、

Fig. 1 Heat conduction modelling with equiradial cooling terminal around moving sources

(a) Three dimensional heat flow
(b) Two dimensional heat flow

かつ考えている問題の球対称性を考慮すると,

$$\frac{d^2(r\Phi)}{dr^2} - (\lambda v)^2(r\Phi) = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\text{ただし, } r = (\xi^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$$

$$\xi = r \cos \alpha \cos \beta$$

$$y = r \sin \alpha \cos \beta$$

$$z = r \sin \beta$$

となって常微分方程式に変換される。(5)式の一般解および(3)式より

$$T - T_0 = \frac{1}{r} e^{-\lambda v r \cos \alpha \cos \beta} \{C_1 e^{\lambda v r} + C_2 e^{-\lambda v r}\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。ここで、境界条件;

$$\begin{cases} T = T_0; r = R \\ -2\pi r^2 K \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \rightarrow q; r \rightarrow 0 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (7)$$

を(6)式に代入すれば、半球面状冷却端を有する場合の任意の場所(r, α, β) (但し $r \leq R$) における温度は完

Fig. 2 Behaviour of cooling factor γ against radius of cooling terminal (Three dimensional heat flow)

Fig. 3 Temperature distribution along moving axis behind heat source at various cooling terminal radius (Two dimensional heat flow; T_0 is assumed to be 0°C)

全に求まり、次のように表示される。

$$T - T_0 = \frac{q}{2\pi K} \cdot \frac{1}{r} \cdot e^{-\lambda v r (1 + \cos \alpha \cos \beta)} \cdot \frac{1 - e^{-2\lambda v (R-r)}}{1 - e^{-2\lambda v R}} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、(8)式を2.1.の定義にしたがって無次元化表示すると、

$$\frac{\theta}{n} = \frac{1}{\rho \Lambda} \cdot e^{-\rho \Lambda (1 + \cos \alpha \cos \beta)} \cdot \frac{1 - e^{-2\Lambda (1-\rho)}}{1 - e^{-2\Lambda}} \quad \dots\dots\dots (9).$$

いま右辺の最終項を

$$\gamma \equiv \frac{1 - e^{-2\Lambda (1-\rho)}}{1 - e^{-2\Lambda}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

とすると、明らかに

$$\lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \gamma = 1 \quad (0 \leq \rho < 1)$$

となり、この場合(9)式は Rosenthal の解³⁾

$$\frac{\theta}{n} = \frac{1}{\lambda v r} \cdot e^{-\lambda v r (1 + \cos \alpha \cos \beta)} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$(\because \rho \Lambda = (r/R)(\lambda v R) = \lambda v r)$$

Fig. 4 Distribution of heat sink intensity at the surface of cooling terminal (Three dimensional heat flow)

に完全に一致する。すなわち、Rosenthal の解は冷却端が無遠慮に置かれた特別の場合に相当し、有限位置に対称冷却端が存在する場合の温度分布 ($\rho \leq \Lambda$) は (11) 式に (10) 式で定義される γ を乗じたものに等しい。すなわち γ は冷却項を意味している。

Fig. 2 および 3 にそれぞれ、冷却端半径 Λ に対する冷却項 γ の挙動と、いくつかの Λ に対する熱源移動軸上後方の温度分布を示す。熱源に近い中心域では冷却端の影響はほとんどなく ($\gamma \approx 1$)、温度分布は Rosenthal の解(図中の $\Lambda = \infty$) に従うが、外周部では冷却端の影響を強く受けて温度は Rosenthal 解からはずれて急激に低下する。また当然ながら、冷却端の影響は Λ が小さいほど中心部の高温域にまで及ぶ。

半径 R の半球面上の温度が一定であるとする仮定 (2.2. の仮定 4) あるいは境界条件 (7) は、球表面上に有限の熱の吸い込みが分布していることと等価である。吸い込みの強さは式 (8) あるいは (9) より容易に得られ、次のように表示される。

$$-K \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} = \frac{\lambda v q e^{-\lambda v R(1+\cos\alpha\cos\beta)}}{\pi R(1-e^{-2\lambda R})} \dots (12)$$

$$-\frac{1}{n} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \rho} \right)_{\rho=1} = \frac{2e^{-\Lambda(1+\cos\alpha\cos\beta)}}{\Lambda(1-e^{-2\Lambda})} \dots (13)$$

Fig. 4 は無次元化した吸い込み強度 (式(13)) の半球状冷却端面上における分布を示す。図にみるごとく、吸い込み強度は母板表面上の熱源移動軸上 ($\alpha = \beta = 0$, すなわち z 軸上) 後端部で最大を示し、移動軸から α 方向 (または β 方向) に離れるにしたがって強度は著しく減少する。また当然ながら Λ の増加とともに吸い込み強度は大いに低下し、例えば $\Lambda > 5$ では熱源後方の板表面近傍を除いて強度は実質的にはほぼ無視し得る程度に小さ

Fig. 5 Behaviour of cooling factor γ' against radius of cooling terminal in case of two dimensional heat flow (Dashed line shows the case of three dimensional heat flow)

くなる。

3.2 線状熱源 (二次元熱流) の場合

二次源熱流においては、 z 方向の熱流は存在しないので ($\partial T / \partial z = 0$)、(4) 式は円柱座標系 (r, α) を用いて次のごとく表わされる。

$$\frac{d^2 \Phi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} - (\lambda v)^2 \Phi = 0 \dots (14)$$

この場合の境界条件は

$$\begin{cases} T = T_0; r = R \\ -2\pi r K \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \rightarrow q' = \frac{q}{h}; r \rightarrow 0 \end{cases} \dots (15)$$

であるから、式 (14) の解は

$$T - T_0 = \frac{q}{2\pi h K} e^{-\lambda v r \cos\alpha} \cdot K_0(\lambda v r) \left\{ 1 - \frac{K_0(\lambda v R) \cdot I_0(\lambda v r)}{I_0(\lambda v R) \cdot K_0(\lambda v r)} \right\} \dots (16),$$

または無次元化して

$$\frac{\theta}{n} = \frac{1}{H} e^{-\rho \Lambda \cos\alpha} \cdot K_0(\rho \Lambda) \left\{ 1 - \frac{K_0(\Lambda) \cdot I_0(\rho \Lambda)}{I_0(\Lambda) \cdot K_0(\rho \Lambda)} \right\} \dots (17)$$

となる。ここに、 K_0, I_0 はそれぞれ第 1 種および第 2 種の 0 次変形ベッセル関数を示し、また $H (= \lambda v h)$ は無次元化板厚を表わす。

この場合の冷却項は

$$\gamma' = 1 - \frac{K_0(\Lambda) \cdot I_0(\rho \Lambda)}{I_0(\Lambda) \cdot K_0(\rho \Lambda)} \dots (18)$$

となり、 Λ 変化に対する γ' の挙動は Fig. 5 の実線で示すごとくである。なお図中の破線は点熱源の場合 (前掲の Fig. 2) の γ を示す。 Λ が小さい領域では二次元熱流の場合の方が三次元の場合よりも冷却端の影響を強く受けるが、これは二次元流の方が三次元流に比して本来熱の発散が小さいことに起因している。しかし、図から明らかなごとく、 Λ の大なる範囲では γ' は γ とほとんど一致する。したがって (17) 式は $\Lambda > 4$ では

Fig. 6 Temperature distribution inside the region bounded by circular cooling terminal (Two dimensional heat flow)

Fig. 8 Distributions of heat sink intensity at the surface of cooling terminal (Two dimensional heat flow)

Fig. 7 Effect of heat input and radius of cooling terminal on bead parameters
(a) Bead width
(b) Pool length

$$\frac{\theta}{n} = \frac{1}{H} e^{-\rho \Lambda \cos \alpha} \cdot K_0(\rho \Lambda) \left[\frac{1 - e^{-2\Lambda(1-\rho)}}{1 - e^{-2\Lambda}} \right] (\Lambda > 4) \quad \dots \dots \dots (19)$$

により良い近似度で示すことができる。また式 (15) または (19) は $\Lambda \rightarrow \infty$ で二次元熱流に関する Rosenthal の解と一致することは明らかである。

Fig. 6 は (15) 式より計算された温度分布の 1 例を、また Fig. 7 はビード巾およびプール長さにおよぼす冷却端半径と入熱との影響を示す。

円柱状冷却端面における熱の吸い込み強度は前項の場合と同様にして得られる。

$$-K \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} = \frac{\lambda v q}{2\pi h} e^{-\lambda v R \cos \alpha} \cdot K_1(\lambda v R) \left[1 + \frac{K_0(\lambda v R) \cdot I_1(\lambda v R)}{I_0(\lambda v R) \cdot K_1(\lambda v R)} \right] \dots \dots (20),$$

または

$$-\frac{1}{n} \left(\frac{\partial \theta}{\partial (\rho \Lambda)} \right)_{\rho=1} = \frac{1}{H} e^{-\Lambda \cos \alpha} \cdot K_1(\Lambda) \left[1 + \frac{K_0(\Lambda) \cdot I_1(\Lambda)}{I_0(\Lambda) \cdot K_1(\Lambda)} \right] \dots \dots (21),$$

ここに、 K_1 および I_1 はそれぞれ第 1 種および第 2 種の 1 次変形ベッセル関数である。

Fig. 8 は上記の吸い込み強度分布を図示したものである。全体としての傾向は前掲 Fig. 4 と同様であるが、二次元熱流の特性、すなわち熱発散が小さいという特性から Λ の増加に対する吸い込み強度の低下率は三次元の場合に比して緩慢である。

4. 特定温度区間における平均冷却速度

水中溶接においては完全乾式法を除いて各種方法による程度の差はあるものの、周囲の水の影響を強く受けて溶接部の材質の劣化を招くのが普通である。例えば、鋼の水中溶接では著しい硬化による延性劣化や遅れ破壊(応力腐食)などがしばしば問題となり、硬度を溶接施工上重要な指針とすることが多い^{5,6)}。

一般に熱サイクルを受けた鋼の硬度は800℃から500℃の温度範囲における平均冷却速度(または冷却時間)に依存するといわれており、硬度予測式も提唱されている⁷⁾。したがって、流体安定化方式に代表されるような円形局所空洞形成法による水中溶接の場合には、前章までの結果をもとに空洞内各所の硬度制御あるいは硬度予測を目的とした各種溶接パラメータと空洞径との関係を解析することが可能となる。

固定座標系の或る点 (x, y, z) における温度の時間変化は移動座標系 (ξ, y, z) における ξ 方向の温度勾配と次の関係で結びつけられる。

$$\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = \frac{\partial T(\xi, y, z)}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} = -v \frac{\partial T(\xi, y, z)}{\partial \xi} \quad \dots\dots\dots (22)$$

上式は次のような方法で無次元表示ができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= (T_f - T_0) \frac{\partial \theta}{\partial t} = -v \frac{\partial T}{\partial \xi} \\ &= -\lambda v^2 (T_f - T_0) \frac{\partial \theta}{\partial (\lambda v \xi)} \end{aligned}$$

第2項および第4項より

$$\frac{1}{\lambda v^2} \frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{\partial \theta}{\partial (\lambda v \xi)} = - \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \theta}{\partial \rho \xi} \quad \dots\dots (23)$$

ただし、 $\rho \xi = (\xi/R)$ 。

ここに、 $(1/\lambda v^2)$ は時間の次元を有する無次元化のためのパラメータである。

以上より、特定温度区間 $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$ における平均冷却速度は次のように規定される。

$$\frac{1}{\lambda v^2} \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_{\theta_1 \rightarrow \theta_2} = - \frac{\theta_1 - \theta_2}{\lambda v (\xi_1 - \xi_2)} = - \frac{1}{\Lambda} \frac{\theta_1 - \theta_2}{(\rho \xi_1 - \rho \xi_2)} \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここに $\rho \xi_1$ (または ξ_1) および $\rho \xi_2$ (ξ_2) はそれぞれ θ が θ_1 および θ_2 を示す熱源から ξ 方向の距離を示す。

さて、水中溶接において最も著しく冷却を受ける場所は、すでに Fig. 4 および 8 に示したごとく熱の吸い込み強度が最大となる場所、すなわち熱源移動線上 (ξ 軸) の熱源後方部分である。そこで以下にこの部分における特定温度範囲の平均冷却速度について述べる。

点熱源の場合、 ξ 軸上の熱源後方部分 ($\alpha = \pi, \beta = 0$) の温度分布は (8) 式または (9) 式より

$$T - T_0 = \frac{q}{2\pi K} \cdot \frac{1}{\xi} \cdot \frac{1 - e^{-2\lambda v(R - \xi)}}{1 - e^{-\lambda v R}} \quad \dots\dots (25)$$

または

$$\frac{\theta}{n} = \frac{1}{\rho \xi \cdot \Lambda} \cdot \frac{1 - e^{-2\Lambda(1 - \rho \xi)}}{1 - e^{-2\Lambda}} \quad \dots\dots\dots (26)$$

となるが、これらより与えられた θ に対する $\rho \xi$ (または ξ) を代数的に解くことは出来ないで、結局 Newton-Raphson 法などの数値解法が必要となる。一

Fig. 9 Effect of cooling terminal radius on the average cooling rate along moving axis at particular temperature range ($\theta_1=800/1,500=0.533$ and $\theta_2=500/1,500=0.333$) (Three dimensional heat flow)

Fig. 10 Effect of heat input on average cooling rate between θ_1 and θ_2 (Three dimensional heat flow)

方、冷却端が無限遠にある Rosenthal 解の場合は

$$(\theta/n) = 1/(\lambda v \xi)$$

であるから、(24) 式の平均冷却速度は直ちに求まり、

$$\frac{1}{\lambda v^2} \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_{\theta_1 \rightarrow \theta_2} = - \frac{\theta_1 - \theta_2}{\lambda v (\xi_1 - \xi_2)} = \frac{\theta_1 \theta_2}{n} \quad \dots\dots (27)$$

となり、無次元化冷却速度は無次元化入熱に反比例する。

Fig. 9 および 10 は数値解法により求めた 800℃～500℃間の平均冷却速度と空洞径および入熱との関係を示したものである。Fig. 9 に見るごとく、入熱 (n) 一定条件では空洞半径 (冷却端半径) の増加とともに平均冷却速度は急激に低下し、しだいに冷却端の存在しない Rosenthal の解に近づく。また一定空洞半径 Λ の場合には、Fig. 10 に示すように入熱 n の増大とともに小入熱域では Rosenthal の解に沿って冷却速度は低下するが、ある臨界入熱以上になると冷却端の影響が現われて冷却速度は急上昇する。なお当然のことながら、空洞径が小さいほど入熱増大に対する冷却速度の増加率は著しくなる。

Fig. 11 Effect of heat input on average cooling rate between θ_1 and θ_2 in case of two dimensional heat flow (Solid line: along moving axis, Dashed line: along fusion boundary)

線熱源の場合の特定温度区間の平均冷却速度も上記と全く同様に計算でき、Fig. 11 は熱源移動軸上および溶接部ポンドに相当する部分の計算結果を示す。明らかに点熱源の場合と同じ傾向を示すが、二次元熱伝導の特性から冷却端の存在が冷却速度に及ぼす影響は点熱源の場合より大きい。

以上のごとく、局部空洞形成方式の水中溶接においても、空洞径（冷却端径）と溶接パラメータ（入熱、速度、板厚等）との対応関係の選定を誤ると、同一条件の陸上溶接に比して著しい硬化を招くので、その選定には十分に留意する必要がある。

5. 結 言

以上、局所空洞形成方式による水中溶接での母材温度履歴の推定を想定して、移動点熱源および線熱源の周辺に対称な移動冷却端が存在する場合の温度場の解法について述べた。ただし、本解法では、多くの熱伝導解析の場合と同じく、数学的取扱いの簡便さのためにきわめて単純化したモデルを用いた。この限りにおいては厳密解の存在することを証明したが、現実の溶融溶接では温度場を支配する無視し得ない要因として次のような問題がある。すなわち、第1点として材料熱定数の温度依存性、第2に溶融・凝固時の潜熱の吸収・放出、および第3に溶融池内の湯流れによる熱輸送、などの問題である。このうち前二者に関してはすでにいくつかの報告例があり⁸⁻¹⁰⁾、これら2要因を考慮した場合としない場合の

差異は計算可能である。しかし、第3の対流熱伝達の問題については、その重要性は十分に認識されてはいるものの、定量的解析は未だ行われておらず、今後の大きな課題となっている。以上のような一般の問題点に加えて、本論文の解析モデルで設定した冷却端の仮定は、実際の円形局所空洞形成方式の水中溶接と対比すると、空洞外における外界水と母板表面との間の熱伝達率および設定した冷却端径より外側の固体部分の熱伝導率を共に無限大と仮定したことと等しい。したがって、ここで得られた理論解析結果がどの程度の精度で現実の水中溶接における温度場を推定できるかについては更に系統的な実験的検証が必要となる。これについては続報として詳細に述べる予定である。

参 考 文 献

- 1) K. Nishiguchi, A. Matsunawa, M. Tamura, Y. Nishio & H. Wada: "Development of Underwater Welding with Local Cavity Formation Method", The Proceedings of the 2nd. International Symposium of the Japan Welding Society on the Advanced Welding Technology, August, 1975, Osaka, No. 2-2-(6), pp. 315-320, IIW Doc. 212-370-76 (1976).
- 2) K. Nishiguchi, A. Matsunawa, M. Tamura & H. Wada: "Underwater Welding in a Fluid Stabilized Local Cavity", IIW Doc. XII-B-214-77 (1977).
- 3) D. Resenthal: "The Theory of Moving Sources of Heat and its Application to Metal Treatments", Trans. of the A. S. M. E., Nov., (1946), pp. 849-866.
- 4) N. Christensen, et al.: "Distribution of Temperatures in Arc Welding", British Welding Journal, No. 12, Vnl. 54 (1965), pp. 54-75.
- 5) 谷村, 角南: 「高張力合金の応力腐食割れ」, 日本金属学会報, No. 10, Vol. 8 (1969), pp. 673-683.
- 6) A Report of NACE Technical Unit Committee T-1B: "Recommendation on Materials for Sour Service", Materials Protection, March, 1963, pp. 89-96.
- 7) Y. Arata et al.: "New Concept of Weldability", The Proceedings of the 2nd Intern. Colloquium on Electron Beam Welding and Melting, Septemler, 1978, Abignon, France, pp. 169-176.
- 8) O. Westby: "Temperature Distribution in the Work-Piece by Welding", Report of Institutt for Mekanisk Teknologi, Ved Norges Tekniske Høgskole-Trondheim, 1968.
- 9) M. Ushio et al.: "Theoretical Calculation on Shape of Fusion Boundary and Temperature around Moving Heat Source (Report 1)", Trans. of JWRI, Welding Research Institute of Osaka University, No. 1, Vol. 6 (1977), pp. 1-6.
- 10) H.W. Ghent, et al.: "Heat Conduction Modelling of Two-dimensional TIG Weld Pools", Intern. Conference on Arc Physics and Weld Pool Behaviour, May, 1979, London, Paper No. 3.