

〈論 文〉

GTA 용접시 발생하는 용융금속의 유동에 미치는 공기역학적 항력의 영향

나 석 주* · 김 성 도*

(1990년 11월 21일 접수)

Effect of Aerodynamic Drag Force on Liquid Metal Convection in GTA Welding

Suck Joo Na and Sung Do Kim

Key Words : GTA Welding(불활성가스 텅스텐 아크용접), Weld Pool Convection(용융지 유동), Buoyancy Force(부력), Body Force(체적력), Electromagnetic Force(전자기력), Surface Tension Force(표면장력), Aerodynamic Drag Force(공기역학적 항력), Moving Boundary Problem(이동경계문제), Latent Heat(잠열), Phase Change(상 변화), Boundary-Fitted Coordinate(경계밀착좌표계), Mapping(사상)

Abstract

The weld pool convection problem that occurs during the stationary GTA welding has been studied, considering the four driving forces for weld pool convection, i.e., the electromagnetic force, the buoyancy force, the aerodynamic drag force, and the surface tension force at the weld pool surface. In the numerical simulation, the difficulties associated with the irregular moving liquid-solid interface have been successfully overcome by adopting a Boundary-Fitted Coordinate system. In the experiments to show the validity of the numerical analysis, a deep periphery and shallow centerpenetrated weld pool shape was observed from the etched specimen. It could be revealed that this type of weld pool shape could be simulated, only when some of aerodynamic drag force distributions are considered. Although slight disagreement arose, the calculated and the observed weld pool shapes were in a reasonable agreement.

기 호 설 명

c : 비열
 F_0 : Fourier 수 ($= \bar{\alpha} i t / L^2$)
 H, L : 해석영역의 깊이와 폭
 h_f : 잠열
 I : 용접전류
 k : 열전도계수
 l_{arc} : 아크 길이
 P_r : 플란틀 수 ($= \nu / \bar{\alpha}_i$)

Q : 총입열량
 r, z : 반경 및 축방향 좌표축
 Ra : 레일리 수 ($= \bar{\beta} g L^3 (T_v - T_i) / (\bar{\alpha}_i \nu)$)
 R, S : 좌표조절함수
 r_o, r_i : 열 및 전류의 유효반경
 Ste : Stefan 수 ($= c_i (T_v - T_i) / h_f$)
 T_i : 액화온도
 T_v : 용융부표면에서의 기화온도
 $\bar{\alpha}$: 열확산계수
 $\bar{\beta}$: 열팽창계수
 θ : 무차원온도

* 정희원, 한국과학기술원 생산공학과

ν	: 용융금속의 동점성계수
ζ, η	: 변환평면에서의 좌표축
ρ	: 밀도
σ	: 표면장력
$d\sigma/dT$: 표면장력 온도계수
τ	: 무차원 시간
ψ	: 유동함수
μ	: 용융금속의 점성계수
μ_m	: 투자율
ω	: 와도

하 첨 자

l	: 용융상태
s	: 고체상태
ζ, η, τ	: ζ, η, τ 에 관한 미분
r, z, θ	: $r-, z-, \theta-$ 성분

1. 서 론

용접시에 발생하는 용융부에서의 유체유동은 용입량, 용접부의 형상 및 그 부근에서의 미세조직의 형성에 많은 영향을 미치므로 우수한 기계적 성질을 갖는 용접부를 얻기 위한 최적의 용접조건을 설정함에 있어서 뿐만 아니라, 최근에는 로봇을 이용한 자동용접공정의 설계에 있어서도 용접부에서의 열유동 현상에 대한 연구는 필수적인 과제가 되었다⁽¹⁾.

Kim과 Na⁽²⁾는 용융부에서의 열유동 현상은 순수전도 뿐만 아니라 부력(buoyancy force), 전자기력(electromagnetic force) 그리고 자유표면에서의 표면장력(surface tension force) 및 공기역학적 항력(aerodynamic drag force) (이하 항력으로 줄여 씀) 등에 의한 용융금속의 유동에 의해서도 많은 영향을 받는다는 사실을 수치해석만으로 보여준 바 있으나, 본 연구에서는 실제 실험을 수행하고 이때 나타난 결과를 수치해석하는 과정에서 항력은 반드시 고려되어야 할 구동력임을 입증하고자 한다. 그런데 이러한 유동을 유발하는 구동력들은 아크형상의 변화에 따라 그 힘의 세기와 분포가 달라지며, 또한 이러한 아크 형상의 변화는 주로 아크 길이에 의해 많은 영향을 받는다고 하겠다⁽³⁾. 따라서, 본 연구에서는 아크 길이를 실험변수로 하여 실험하고, 그 결과를 수치해석의 그것과 비교 검토하였으며, 또한 실험으로 관찰하기 어려운 용

융금속의 유동을 이러한 수학적인 모델을 통하여 수치해석하므로써 용접공정에서의 열유동 해석을 좀더 용이하게 하고자 하는 데에도 본 연구의 목적이 있다.

용접시에 열원에 의한 가열 및 냉각으로 인하여 용융부와 고체의 접촉면에서는 열을 방출 또는 흡수하게 되므로 한 상에서 다른 상으로 변화하는 상변화(phase change) 현상이 일어나게 되며, 이러한 상변화 현상은 시간이 경과함에 따라 용융부의 증가 및 감소로 인해 상변화면이 이동하게 되는 이동경계 문제(moving boundary problem)로서 널리 알려져 있다⁽⁴⁾. 그런데 이러한 이동경계가 격자점과 일치하지 않을 경우에는 경계형상 및 경계조건의 근사 및 보간을 필요로 하여 해의 정확도가 떨어질 뿐만 아니라 수치 해석상의 불안정 등의 여러 가지 문제가 발생할 수 있다. 따라서, 본 연구에서는 모든 경계가 특정 좌표선과 일치하는 경계밀착좌표계(Boundary-Fitted Coordinate)를 사용함으로써 상변화면과 같은 불규칙적인 형상을 갖는 이동경계면에서의 해석상의 어려운 점들을 해결하고, 이러한 이동경계면에서 발생하는 상변화에 의한 잠열(latent heat)의 영향을 고려하므로써 보다 정확한 용융부형상을 얻고자 하였다.

2. 실험

2.1 실험장치 재료

실험에 사용된 용접기는 MCRT-150 TIG 용접기로서, 정격출력전류는 150A이며, 실험에 사용된 재료는 AISI 1045로서 표면이 깨끗이 가공된 직경 20mm, 두께 4mm의 원판형 시편이다. 그리고, 전극봉의 모양에 따른 아크형상의 변화를 막기 위해 전극봉 끝부분의 선단각을 모두 30°로 가공하여 사용하였으며, 이때 사용된 전극봉은 직경 1/16인치인 토륨 2%전극봉이다.

2.2 실험방법

용접전에 먼저 시편의 표면을 깨끗이 가공하여 표면조건을 모두 동일하게 한 후, 전극봉이 고정된 상태에서 점용접을 실시하였다. 용접변수로서 아크 길이는 전극봉과 시편 사이의 간격을 간극계이지로서 측정하여 조절하였으며, 본 실험에서는 3mm와 6mm를 택하였다. 이때 용접전류는 100A이며, 보호가스는 Ar을 사용하였다.

용접후 형성된 용융부의 크기와 형상을 관찰하기 위해 용융부의 단면을 채취, 가공하고, 3% Nital 용액으로 에칭(etching) 한 후 옵티칼 프로젝트(optical projector)로써 이를 관찰하였다.

3. 수치해석

3.1 지배 방정식

본 연구에서 취한 해석의 모델은 직경이 $2L$ 이고 두께가 H 인 원통의 윗면을 전극봉과 공작물 사이에서 발생하는 고온의 플라즈마 아크가 열 및 전류의 공급원이 되어 용융부를 형성하게 되는 고정상태의 GTA(Gas Tungsten Arc) 용접공정으로서 그 대략적인 그림을 Fig. 1에 나타내었다.

유동을 유발하는 구동력으로는 다음과 같은 4가지 형태의 힘을 고려하였다. 즉, 전류의 흐름으로 형성되는 자기장내에서의 전자기력, 용융금속 내에서의 온도구배에 의한 부력, 그리고 용융부 표면에서의 온도구배에 의한 표면장력과 플라즈마의 유동으로 인하여 용융부 내부에서 형성되는 전단응력에 의한 항력 등이 그것이며, 지배 방정식을 유도하기에 앞서 다음과 같은 몇가지 가정에 의해 모델링하였다.

- (1) 열 및 전류의 공급원이 되는 플라즈마 아크는 정규분포 즉, Gaussian 분포를 갖는다⁽⁶⁾.
- (2) 용융금속은 비압축성 뉴튼유체로서 층류유동

Table 1 Parameters used in the computation

$H = 4\text{mm}$	$l = 100A$
$L = 10\text{mm}$	$T_i = 1530^\circ\text{C}$
$k_i = 15.48\text{ W/mK}$	$T_b = 3000^\circ\text{C}$
$c_i = 753\text{ J/kgK}$	$\mu = 0.006\text{ kgm} \cdot \text{sec}$
$\rho = 7200\text{ kg/m}^3$	$\mu_m = 0.26 \times 10^{-6}\text{ H/m}$
$\bar{\beta} = 10^{-4}\text{ 1/K}$	$h = 10\text{ W/mm}^2\text{C}$
$d\sigma/dT = -10^{-5}\text{ N/m}^2\text{C}$	$h_f = 247\text{ KJ/kg}$

이며, Boussinesq 근사가 성립한다⁽⁶⁾.

(3) 용융부와 고체의 경계에서 잠열을 고려하였으며, 용융부 표면에서의 용융금속의 기화열을 고려하기 위해 표면에서의 최대온도는 3000°C 로 제한하였다⁽⁷⁾.

(4) 계산을 위한 모든 변수값들은 Table 1에 나타내었으며, 열전도계수 및 비열은 Fig. 2에서 온도에 따라 변하나, 용융상태에서는 일정한 값을 갖는다⁽⁸⁾.

해석의 모델이 2차원 축대칭이므로 지배방정식은 에너지방정식, 와도방정식 그리고 와도-유동함수방정식이 되며, 이를 무차원화하면 다음과 같다. 그리고, 상변화면의 이동과 용융부 표면에서의 표면장력에 의한 영향 및 항력에 의한 영향은 다음 절에서 설명하는 경계조건을 통하여 유동에 영향을 주게 된다.

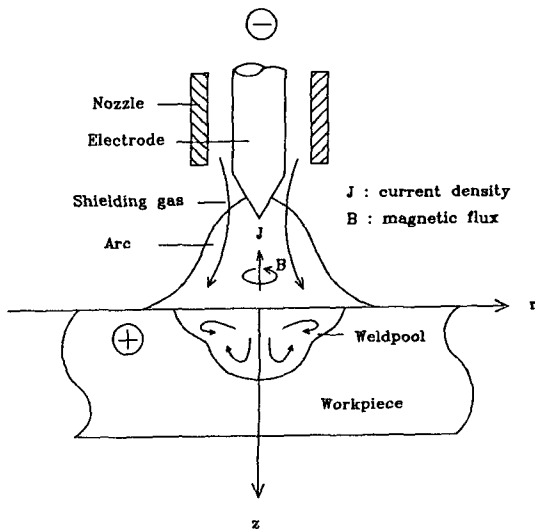


Fig. 1 Schematic diagram of GTA welding system

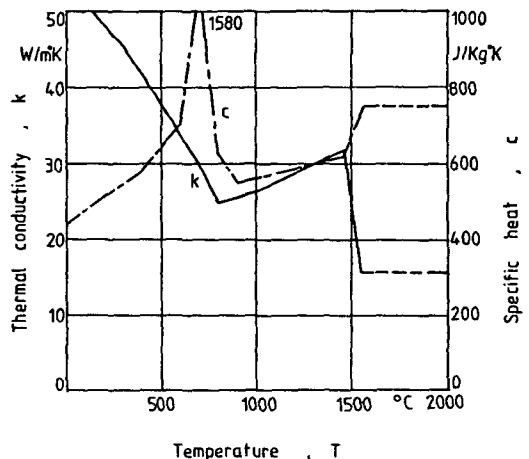


Fig. 2 Temperature-dependent thermal conductivity and specific heat of AISI 1042

$$\text{Ste } \theta_r + v_r \frac{\partial \theta}{\partial r} + v_z \frac{\partial \theta}{\partial z} = \bar{\alpha}^* \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) \quad (1)$$

$$\text{Ste } \omega_r + \frac{\partial}{\partial r} (v_r \omega) + \frac{\partial}{\partial z} (v_z \omega) = Pr \left\{ \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\omega}{r} \right) + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right\} + Pr Ra \frac{\partial \theta}{\partial r} \quad (2)$$

$$- \left(\frac{L^3}{\rho \bar{\alpha}_i^2} \right) \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (B_\theta J_r) + \frac{\partial}{\partial z} (B_\theta J_z) \right\} - \frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = \omega \quad (3)$$

where $\bar{\alpha}^* = \bar{\alpha} / \bar{\alpha}_i$

$$\begin{cases} \bar{\alpha}^* = 1 & \text{in molten state} \\ \bar{\alpha}^* = \bar{\alpha}_s / \bar{\alpha}_i & \text{in solid state} \end{cases} \quad (3)$$

여기서, J_r, J_z, B_θ 는 각각 전류밀도 및 자속의 r, z, θ 방향성분이며, 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$J_r = \frac{I}{2\pi} \int_0^\infty \lambda J_1(\lambda r) \cdot \exp(-\lambda^2 r^2_i / 12) \cdot \frac{\cosh \lambda (H-z)}{\sinh(\lambda H)} d\lambda \quad (4)$$

$$J_z = \frac{I}{2\pi} \int_0^\infty \lambda J_0(\lambda r) \cdot \exp(-\lambda^2 r^2_i / 12) \cdot \frac{\sinh \lambda (H-z)}{\sinh(\lambda H)} d\lambda \quad (5)$$

$$B_\theta = \frac{\mu_m I}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot \exp(-\lambda^2 r^2_i / 12) \cdot \frac{\sinh \lambda (H-z)}{\sinh(\lambda H)} d\lambda \quad (6)$$

3.2 경계 조건

해석모델이 축대칭이므로 Fig. 3과 같이 단면의

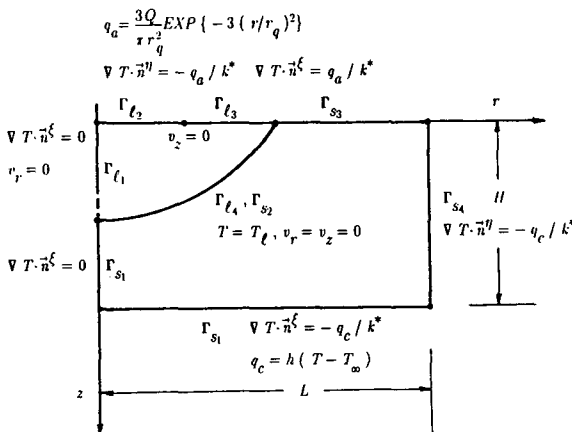


Fig. 3 Boundary conditions for physical domain

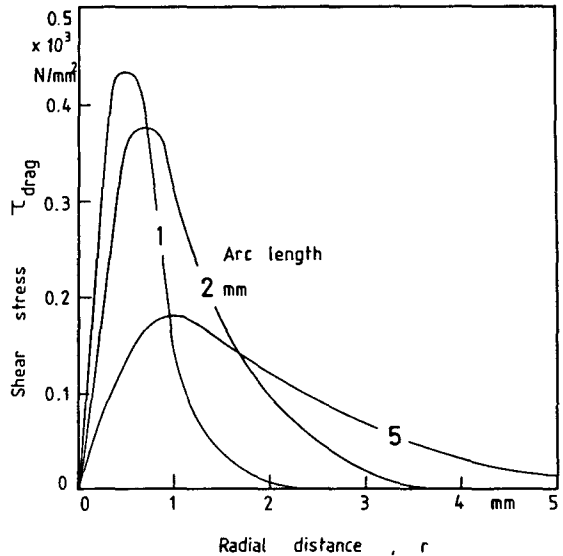


Fig. 4 Distribution of shear stresses at weld pool surface

우측 반만을 해석영역으로 취하고 편의상 경계를 구분하여 나타내었다. 용융부의 자유표면 Γ_{12}, Γ_{13} (본 연구에서는 Γ_{12} 와 Γ_{13} 의 꼴을 동일하게 취하였다.)에서는 반경방향의 온도구배에 의한 표면장력과 플라즈마 제트에 의한 항력이 전단응력을 유발시키게 된다는 개념으로부터 다음 식을 유도할 수 있다.

$$\omega = \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{1}{\mu} \left\{ \left(\frac{d\sigma}{dT} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) + \tau_{drag} \right\} \quad (7)$$

여기서, τ_{drag} 는 플라즈마 제트에 의한 전단응력이며, 반경방향의 분포는 Fig. 4에 나타내었다⁹⁾.

시간 t 및 $t + \Delta t$ 에서의 상변화면의 위치를 각각 $n(t)$, $n(t + \Delta t)$ 라고 하면 다음과 같은 상변화면 Γ_{14} 에서의 에너지 평형방정식으로부터 상변화면의 이동속도를 결정할 수 있다.

$$\rho h_f \frac{\partial n}{\partial t} = -k_r \frac{\partial T}{\partial n} + k_s \frac{\partial T}{\partial n} \quad (8)$$

따라서, 이를 r, z 방향에 대해서 각각 적용하면 다음과 같은 상변화면의 이동속도를 구할 수 있다.

$$\rho h_f \frac{\partial r}{\partial t} = -k_r \frac{\partial T}{\partial r} + k_s \frac{\partial T}{\partial r} \quad (9)$$

$$\rho h_f \frac{\partial z}{\partial t} = -k_r \frac{\partial T}{\partial z} + k_s \frac{\partial T}{\partial z} \quad (10)$$

3.3 좌표 변환

경계밀착좌표계는 영역의 모든 경계가 특정한 좌

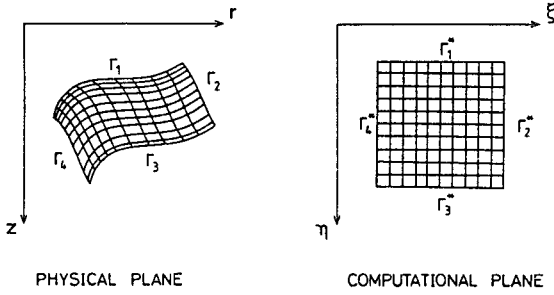


Fig. 5 Generation of boundary-fitted coordinate system

표선과 일치하는 좌표계로서 Fig. 5와 같은 불규칙적인 형상의 실제영역을 규칙적인 형상의 계산영역으로 사상(mapping)하므로써 생성된다. 따라서, 실제영역에서 유도된 모든 지배방정식과 경계조건도 계산영역으로 변환한 후 해석되어야 할 것이다.

임의의 시간에 (r, z) 좌표계에서 정의된 실제영역을 (ξ, η) 좌표계로 정의된 계산영역으로 사상할 때의 사상관계식은 다음과 같은 Dirichlet 경계조건을 갖는 비제차 Laplace 방정식으로 표시된다.

$$\zeta_{rr} + \zeta_{zz} = R(\xi, \eta) \quad (11)$$

$$\eta_{rr} + \eta_{zz} = S(\xi, \eta) \quad (12)$$

식 (11)과 (12)는 실제영역에서의 경계조건을 나타내기 어려우므로 계산이 용이한 계산영역으로 이를 역사상하고 이때 Thomas와 Middlecoff⁽¹⁰⁾의 방법으로부터 R, S 를 취하면 계산영역의 (ξ, η) 좌표계에 대응하는 실제영역의 $[r(\xi, \eta), z(\xi, \eta)]$ 좌표계를 결정하는 다음과 같은 준선형 편미분방정식을 얻는다. 이러한 과정으로 생성된 격자제와 시간에 따른 용융부의 변화를 Fig. 6에 나타내었다.

$$\alpha(r_{\xi\xi} + \phi r_{\xi\xi}) - 2\beta r_{\xi\eta} + \gamma(r_{\eta\eta} + \chi r_{\eta\eta}) = 0 \quad (13)$$

$$\alpha(z_{\xi\xi} + \phi z_{\xi\xi}) - 2\beta z_{\xi\eta} + \gamma(z_{\eta\eta} + \chi z_{\eta\eta}) = 0 \quad (14)$$

여기서, $\alpha = r_{\eta}^2 + z_{\eta}^2$

$$\beta = r_{\xi} r_{\eta} + z_{\xi} z_{\eta}$$

$$\gamma = r_{\xi}^2 + z_{\xi}^2$$

J 는 역사상에 의한 Jacobian으로서 다음과 같다.

$$J = \frac{\partial(r, z)}{\partial(\xi, \eta)} = r_{\xi} z_{\eta} - r_{\eta} z_{\xi}$$

실제적으로 수치해석은 앞에서 정의한 계산영역에서 수행되므로 실제영역에서 유도된 지배방정식과 경계조건을 변환하면 다음과 같다.

$$Ste J \theta_r + \left\{ \left(-\frac{\psi_{\eta}}{r} - \bar{\alpha}^* \frac{z_{\eta}}{r} \right) \theta - \bar{\alpha}^* \frac{\alpha}{J} \theta_{\xi} \right\}_{\xi}$$

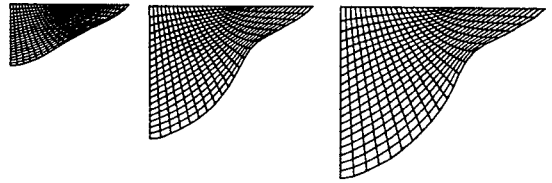
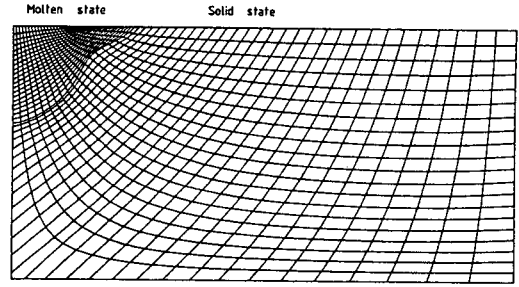


Fig. 6 Example of grid systems and growth of molten zone with time

$$+ \left\{ \left(\frac{\psi_{\xi}}{r} + \bar{\alpha}^* \frac{z_{\xi}}{r} \right) \theta - \bar{\alpha}^* \frac{\gamma}{J} \theta_{\eta} \right\}_{\eta} \quad (15)$$

$$= \bar{\alpha}^* \left\{ -\left(\frac{\beta}{J} \theta_{\eta} \right)_{\xi} - \left(\frac{\beta}{J} \theta_{\xi} \right)_{\eta} \right\}$$

$$+ \frac{\theta}{r^2} \left\{ (r_{\xi} \psi)_{\eta} - (r_{\eta} \psi)_{\xi} \right\}$$

$$Ste \cdot J \cdot \omega_r + \left\{ \left(-\frac{\psi_{\eta}}{r} - Pr \frac{z_{\eta}}{r} \right) \omega - Pr \frac{\alpha}{J} \omega_{\xi} \right\}_{\xi}$$

$$+ \left\{ \left(\frac{\psi_{\xi}}{r} + Pr \frac{z_{\xi}}{r} \right) \omega - Pr \frac{\gamma}{J} \omega_{\eta} \right\}_{\eta} \quad (16)$$

$$= Pr \left\{ -\left(\frac{\beta}{J} \omega_{\eta} \right)_{\xi} - \left(\frac{\beta}{J} \omega_{\xi} \right)_{\eta} \right\}$$

$$+ Pr \cdot Ra \left\{ (z_{\eta} \theta)_{\xi} - (z_{\xi} \theta)_{\eta} \right\}$$

$$- \left(\frac{L^3}{\rho \bar{\alpha}_i^2} \right) \left\{ (r_{\xi} B_{\theta} J z)_{\eta} - (r_{\eta} B_{\theta} J z)_{\xi} \right.$$

$$\left. + (z_{\eta} B_{\theta} J r)_{\xi} - (z_{\xi} B_{\theta} J r)_{\eta} \right\}$$

$$\left(\frac{z_{\eta}}{r} \psi - \frac{\alpha}{J} \psi_{\xi} \right)_{\xi} + \left(-\frac{z_{\xi}}{r} \psi - \frac{\gamma}{J} \psi_{\eta} \right)_{\eta}$$

$$= -\left(\frac{\beta}{J} \psi_{\eta} \right)_{\xi} - \left(\frac{\beta}{J} \psi_{\xi} \right)_{\eta} + J \cdot r \cdot \omega \quad (17)$$

$$\Gamma_{11} : \omega = 0, \psi = 0$$

$$\alpha \theta_{\xi} - \beta \theta_{\eta} = 0$$

$$\Gamma_{12} : \omega = -\frac{L^2}{\mu \bar{\alpha}_i} \left\{ \left(\frac{\Delta T}{L} \right) \left(\frac{d\sigma}{dT} \right) \left(\frac{z_{\eta} \theta_{\xi}}{J} \right) + \tau_{drag} \right\},$$

$$\psi = 0$$

$$\gamma \theta_{\eta} - \beta \theta_{\xi} = -J \sqrt{\gamma} \frac{q_a L}{k^* \Delta T}$$

$$\Gamma_{13} : \omega = \frac{L^2}{\mu \bar{\alpha}_i} \left\{ \left(\frac{\Delta T}{L} \right) \left(\frac{d\sigma}{dT} \right) \left(\frac{z_{\xi} \theta_{\eta}}{J} \right) - \tau_{drag} \right\}, \psi = 0$$

$$\alpha\theta_\zeta - \beta\theta_\eta = J\sqrt{\alpha} \frac{qaL}{k^* \Delta T}$$

$$\Gamma_{14} : \omega = -\frac{\gamma}{rj^2} \psi_{\eta\eta}, \psi = 0 \quad (18)$$

$$\theta = 1.$$

$$\Gamma_{s1} : \begin{cases} \alpha\theta_\zeta - \beta\theta_\eta = 0 & (r=0) \\ \alpha\theta_\zeta - \beta\theta_\eta = -J\sqrt{\alpha} \frac{qcL}{k^* \Delta T} & (r \neq 0) \end{cases}$$

$$\Gamma_{s2} : \theta = 1.$$

$$\Gamma_{s3} : \alpha\theta_\zeta - \beta\theta_\eta = J\sqrt{\alpha} \frac{qaL}{k^* \Delta T}$$

$$\Gamma_{s4} : \gamma\theta_\eta - \beta\theta_\zeta = -J\sqrt{\gamma} \frac{qcL}{k^* \Delta T}$$

At liquid—solid interface (Γ_{14} or Γ_{s2})

$$r_T = -\left(\frac{k_s}{k_i}\right) \left(\frac{z_\zeta \theta_\eta}{J}\right)_s + \left(\frac{z_\zeta \theta_\eta}{J}\right)_l \quad (19)$$

$$z_T = \left(\frac{k_s}{k_i}\right) \left(\frac{r_\zeta \theta_\eta}{J}\right)_s - \left(\frac{r_\zeta \theta_\eta}{J}\right)_l \quad (20)$$

4. 계 산

본 문제에서 구해야 할 해는 온도, 와도, 유동함수 그리고 새로운 이동경계면의 위치들로서 이들을 동시에 구해야만 할 것이며, 이동경계면에서의 와도에 대한 경계 조건의 처리와 이동경계면의 위치 결정등과 함께 종속변수들이 서로 복잡하게 관련되어 있다고 하겠다. 따라서, 본 연구에서는 이러한 점들을 고려하여 에너지방정식과 와도방정식은 ADI 방법을, 그리고 와도-유동함수 방정식은 PSOR 방법으로 계산하였으며, 다음과 같은 과정으로 해를 구하였다.

(1) 앞 시간단계에서의 종속변수값들로부터 경계 조건을 결정한다.

(2) 온도, 와도, 유동함수값들을 차례로 구한 후 다음과 같은 식(21)로부터 수렴여부를 판정하고 수렴조건 만족시까지 계산을 계속한다.

$$\text{Max} \left| \frac{f_i^{n+1} - f_i^n}{f_i^n} \right| < 0.001 \quad (21)$$

여기서, f 는 변수로서 온도, 와도, 유동함수를 나타내며, i, j 는 격자점들, 그리고 n 은 시간단계를 나타낸다.

(3) 수렴조건 만족시에는 이들 종속변수값들로부터 이동경계면의 위치를 결정한다.

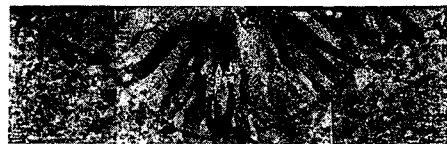
(4) Cubic Spline Fitting 법을 사용하여 이동경계면상의 격자점들을 재배치하고 격자계 생성식으로

부터 격자계를 생성한 후 다음 시간단계로 진행한다.

5. 결과 및 고찰

아크 길이는 용융부의 모양에 영향을 미치는 매우 중요한 인자 중의 하나로서 일반적으로 아크 길이가 길어짐에 따라 열 및 전류의 유효반경(effective radius)이 증가하여 아크의 열 및 전류 밀도가 떨어진다. 이것은 재료에 전달되는 열은 전자가 전극봉으로부터 재료를 향하여 이동하는 동안 일어나는 이온화된 원자와의 연속적인 충돌에너지이므로 아크 길이가 길어지면 전자와 이온간의 충돌이 잦아지게 되고, 따라서 아크의 형상은 더욱더 넓게 퍼지게 되기 때문이다.

Fig. 7은 실험결과로서 아크길이의 변화에 따른 용융부형상의 변화를 보여 주고 있다. 그런데, 아크길이 3mm 경우인 Fig. 7(a)와 같은 용융부 형상에 대한 수치해석 결과는 지금까지 여러차례 발표된 바는 있으나, 아크길이가 증가한 6mm의 경우로서 Fig. 7(b)에서와 같은 용융부의 중심에서보다 가장자리에서 용입이 더 깊은 형상의 용융부에 대한 해석적인 시도는 없었다. 따라서 이러한 형태의 용융부가 형성되기 위한 용접조건과 또 그때의 용융부 내에서의 용융금속의 유동을 유발하는 구동력을 생각할 때 용융부의 표면에서 분포하는 항력의 영향으로 판단되어 본 연구에서는 몇가지 서로 다른 항력분포를 고려하여 수치해석하였다. Fig. 8은 항력을 제외한 나머지 3개의 구동력을 고려하고 이



(a) $l_{arc} = 3\text{mm}$



(b) $l_{arc} = 6\text{mm}$

Fig. 7 Experimental weld pool shapes for various arc length

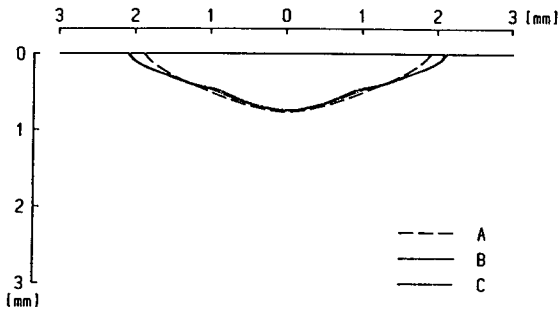


Fig. 8 Comparison of fusion boundaries due to combined forces excluding drag force with various surface tension temperature coefficients $d\sigma/dT$ after 1 sec welding ($r_i=5\text{mm}$)
 A: $d\sigma/dT = -10^{-5} \text{ N/m}^\circ\text{C}$
 B: $d\sigma/dT = -10^{-4} \text{ N/m}^\circ\text{C}$
 C: $d\sigma/dT = -2 \times 10^{-4} \text{ N/m}^\circ\text{C}$

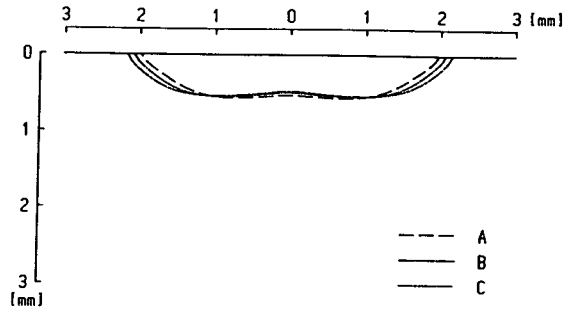
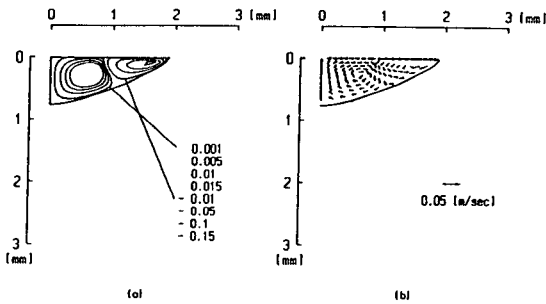
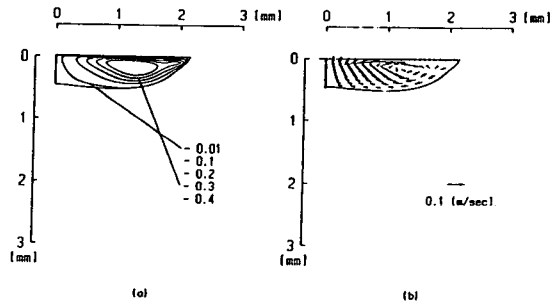


Fig. 10 Comparison of fusion boundaries due to combined forces with various maximum shear stress τ_{max} after 1 sec welding ($r_i=5\text{mm}$, $d\sigma/dT = -10^{-5} \text{ N/m}^\circ\text{C}$, $l_{arc}=6\text{mm}$)
 A: $\tau_{max}=100 \text{ N/mm}^2$
 B: $\tau_{max}=200 \text{ N/mm}^2$
 C: $\tau_{max}=300 \text{ N/mm}^2$



(a) Stream line contours for various stream functions
 (b) Velocity distribution

Fig. 9 Flow pattern due to combined forces excluding drag force after 1 sec welding ($d\sigma/dT = -10^{-5} \text{ N/mm}^\circ\text{C}$)



(a) Stream line contours for various stream functions
 (b) Velocity distribution

Fig. 11 Flow pattern due to combined forces after 1 sec welding ($\tau_{max}=300 \text{ N/mm}^2$)

중 특히 표면장력의 크기를 변화하여 고려한 경우의 용융부의 형태이며, Fig. 9는 이 때의 용융부에서의 유동형태를 보여주고 있다. 방향이 서로 반대인 2개의 회전운동이 공존하고 있음을 볼 수 있는데, 하나는 용융부의 가장자리 표면에서, 그리고 다른 하나는 용융부의 중심에 위치하고 있는데, 전자는 표면장력에 의한 영향이며, 후자는 전자기력에 의해 형성된 유동으로서, 표면장력이 더욱 커져서 용융부의 가장자리에서 유동이 보다 격렬해 지더라도 이와 반대 방향의 유동이 중심부에 위치하고 있는 한 이 유동은 용융부의 전 영역에 걸쳐서 영향을 주지 못하여 용융부의 형태에는 큰 변화가

없을 것이며, 따라서 앞에서 언급한 Fig. 7(b)와 같은 형태의 용융부는 얻을 수 없을 것임을 예측할 수 있다. Fig. 10은 4개의 힘이 모두 고려된 경우로서 항력으로 인하여 용융부의 표면에 작용하는 최대 전단응력의 변화에 따른 용융부 형태의 변화를 보여 주며, Fig. 11는 이때의 용융부에서의 유동형태를 보여 준다. 앞의 경우와는 달리 표면장력과 항력이 동일한 방향의 유동을 형성하므로써 용융부의 중심에 위치하던 전자기력에 의한 유동이 소멸되고 그 결과 동일한 방향의 유동이 형성되어 용융부의 가장자리에서 용입이 더욱 깊어졌음을 볼 수 있다. 특히 이 때 항력은 표면장력과는 달리 용

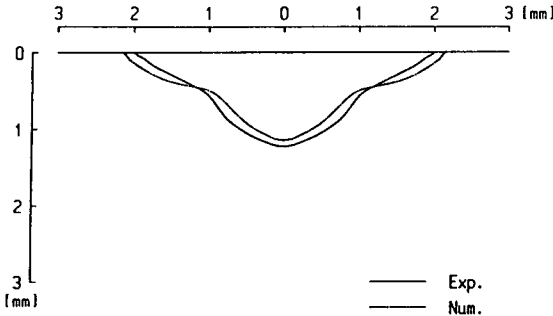


Fig. 12 Comparison of the calculated and measured weld pool shapes ($l_{arc}=3mm$)

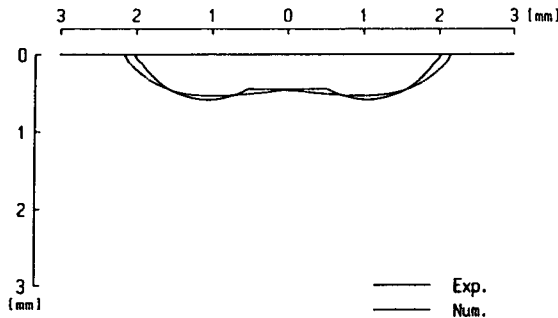


Fig. 13 Comparison of the calculated and measured weld pool shapes ($l_{arc}=6mm$)

용부의 표면 전반에 걸쳐 영향을 주게 되므로 이로 인하여 용융부 중심에서의 전자기력에 의한 유동이 크게 약화되었다. Fig. 12와 Fig. 13은 계산결과와 실험결과를 비교 도시한 그림으로서 아크 길이가 각각 3mm, 6mm에 대한 결과들이다. 두 결과로부터 용융부의 폭은 서로 유사하나 용융부의 형태는 매우 상이함을 뚜렷이 알 수 있다. 이러한 결과는 앞에서 언급한 바와 같이 아크 길이가 길어짐에 따라 열 및 전류 밀도가 떨어지게 되어 전자기력에 의한 영향은 약화되나, 항력의 영향은 더욱 커져서 Fig. 13과 같은 결과를 얻게 된다. 그리고, 이 때 형성된 유동에 의한 용융부의 폭방향으로의 열전달은 매우 활발하나, 열적분포가 매우 약화되어 용융부의 폭에 있어서는 큰 증가를 볼 수 없다. 두 결과가 실험값에 거의 합당하게 서로 잘 일치하고 있음을 알 수 있으며, 다소의 차이가 있더라도 이것은 아크효율이나 열 및 전류의 유효반경에 대한 정확한 값을 얻을 수 없으므로 인한 피할 수 없는 오차일 것으로 사료된다.

6. 결 론

우수한 기계적성질을 갖는 용접부를 얻기 위한 최적의 용접조건의 설정과 최근에는 로봇드등을 이용한 용접공정의 자동화를 위해서는 용접부에서의 열전달 및 유체유동 현상에 대한 연구는 필수적이다. 본 연구에서는 용융부와 고체의 경계면과 같은 불규칙적인 형상을 갖는 이동경계 면에서의 해석상의 어려운 점들과 이동경계면에서 발생하는 상변화에 의한 잠열의 영향을 보다 정확하게 고려하기 위해 일반적인 직교좌표계를 사용하지 않고 경계밀착 좌표계를 사용함으로써 이러한 문제점들을 성공적으로 해결할 수 있었다.

용융부의 형성은 열전도 뿐만 아니라 부력, 전자기력 그리고 자유표면에서의 표면장력 및 플라즈마 제트에 의한 항력등으로 인하여 발생하는 용융속도의 유동에 의해 많은 영향을 받았으며, 특히 용융부의 표면에서 작용하는 표면장력은 용융부표면에서의 온도구배에 의해 발생하는 힘이며, 항력은 아크내에서의 플라즈마의 유동에 의한 힘으로서, 용융부의 표면을 통하여 용융부 내에서의 전단응력을 유도함으로써 유동을 형성하는 점에서는 두 힘이 유사하다고 할 수 있겠으나, 항력의 경우에는 그 힘의 영향이 용융부의 중심에서도 나타나기 때문에 여기에 위치하는 전자기력에 의한 유동이 소멸되어 용융부의 중심에서보다 가장자리에서 오히려 용입이 깊어지는 결과가 되었다. 또한 이러한 용융부의 형태는 본 실험에서도 특히 아크 길이가 6mm인 경우에 그러하였는데 이것은 아크 길이가 길어짐에 따라 아크의 유효반경이 커지고 항력의 분포가 넓어졌기 때문이라고 하겠다.

따라서, 수치해석과 실험을 통한 본 연구에서 용융부의 표면에 작용하는 플라즈마 제트에 의한 항력은 용융부 내부의 유동을 유발하는 매우 큰 구동력임을 알 수 있었으며, 아울러 앞으로 이러한 항력의 분포에 대한 보다 정확한 정보가 필요할 것으로 생각된다.

후 기

본 연구는 한국과학재단에서 지원하는 국제공동연구과제의 일부로서 수행되었으며, 이에 재단과 관계자 여러분에게 감사드립니다.

참 고 문 헌

- (1) Oreper, G.M., Szekely, J. and Eagar, T.W., 1986, "The Role of Transient Convection In Arc Weldpools", Metall. Trans., Vol. 17B, No. 4, pp. 735~744.
- (2) Kim, S.D. Na, S.J., 1989, "A Study on Heat and Mass Flow in Stationary Gas Tungsten Arc Welding Using the Numerical Mapping Method", Proc. Inst. Mech. Eng. Part B: J. of Engineering Manufacture, Vol. 203, pp. 233~242.
- (3) Savage, W.F., Nippes, E.F. and Agusa, K., 1979, "Effect of Arc Force on Defect Formation in GTA Welding", Weld. J., Vol. 58, No. 7, pp. 212s~224s.
- (4) Wilson, D.G., Solomin A.D. and Boggs, P.T., 1978, "Moving Boundary Problems", Academic Press.
- (5) Pavelic, V., Tanbakuchi, L.R., Oyehara, O.A. and Myers, P.S., 1979, "Experimental and Computed Temperature Histories in Gas Tungsten Arc Welding of Thin Plates", Weld. J., Vol. 48, No. 7, pp. 295s~305s.
- (6) Sparrow, E.M., Patankar, S.V. and Ramadhyani, S., 1977, "Analysis of Melting in the Presence of Natural Convection in the Melt Region", J. of Heat Transfer, Vol. 99, No. 4, pp. 520~526.
- (7) David, S.A., 1982, "Trends in Welding Research in the United States", ASM, Metals Park, OH.
- (8) Metals Handbook, Ninth Edition, U.S.A., ASM, 1978, Vol. 1, pp. 145~151.
- (9) Matsunawa, A., Yikoya, S. and Asako, Y., 1988, "Convection in Weld Pool and Its Effect on Penetration Shape in Stationary Arc Welds", J. of Japan Welding Soc., Vol. 6, No. 4, pp. 455~462.
- (10) Thomas, P.D. and Middlecoff, J.F., 1980, "Direct Control of the Grid Point Distribution in Meshes Generated by Elliptic Equations", AIAA. J., Vol. 18, No. 6, pp. 652~656.