

이행형 토치에서의 아크 플라즈마의 물리적 거동에 관한 연구

論 文
45~3~13

A Study on the Physical Behavior of Arc Plasmas in Transferred-Type Torch

金外東* · 高光哲** · 姜衡富***
(Oe-Dong Kim · Kwang-Cheol Ko · Hyung-Boo Kang)

Abstract - This study presents an analytical method of solving the behaviors of arc plasma in a nozzle constricting transferred-type torch and purposes to obtain the basic data for the design of a plasma torch, which can be obtained from the temperature, pressure, velocities and voltage distributions. We have to solve some conservation equations simultaneously and need to know the exact thermal gas properties in order to obtain the correct behaviors of arc plasma. It is also necessary to give the relevant physical or geometric boundary conditions. For the simplicity of analysis, we assumed that (a) the plasma flow is laminar, (b) the local thermodynamic equilibrium, i.e. LTE, prevails over the entire arc column region. The electrode sheath effects were neglected and the nozzle area was excluded from the analysis by assuming that the current flow into the nozzle is zero. We solved the momentum transfer equation including the self-magnetic pinch effect, and obtained the temperature distribution from the energy conservation equation. From this temperature, we could get arc voltage distribution.

Key Words : transferred-type torch, arc plasma, local thermodynamic equilibrium, pinch effect, thermal gas property

1. 서 론

약 70년전 Gerdien이 플라즈마 제트 장치를 개발한 이후 아크 방전을 이용한 플라즈마 토치는 플라즈마 절단, 용접 및 플라즈마 용사등의 많은 금속 처리 공정에 이용되고 있다[1, 2]. 그럼에도 불구하고 토치의 실제적인 설계에 있어서는 전극 재료의 문제, 아크의 유체역학적, 전기역학적 문제등의 복잡한 함수 관계로 인해 그 최적화된 설계가 어렵다. 그러나 비교적 간단한 원리와 구조에서도 큰 성능을 발휘하고 산업체에서의 그 수요가 점점 늘어나고 있는 실정인으로서 이에 대한 연구는 더욱 필요하게 되었다[3].

지금까지 Argon 가스에 대한 정확한 열특성 데이터를 바탕으로 GTAW(TIG 용접)에서의 자유 연소 아크(free-burning arc)에 대한 많은 이론적인 연구가 이루어졌다[4~8]. 기본적으로 음극의 방출 전류밀도 및 음극의 온도를 가정하고 있으며 아크의 국부적 열평형 상태를 가정하여 아크 특성을 온도의 함수로 취급하고 있다. 또한 자기 핀치 효과(self-magnetic pinch effect) 및 점성 효과(viscosity effect)를 고려하여 엄밀한 해를 얻어내고 있다. 이러한 용접 아크에 대한 해석 이론을 확장하여 절단 플라즈마 토치에 대한 해석을 할 수 있다.

본 논문에서는 플라즈마 아크 방식(음극과 노즐 사이에 파일럿(pilot) 아크를 발생시킨 후 모재로 이행시키는 방식)의 노즐 제한 이행형 플라즈마 토치를 설정하여 기본 방정식으로부터

어떻게 아크 플라즈마의 온도, 압력, 속도 및 전압 분포가 이론적으로 계산되는 가를 제시하였다. 계산을 간단하게 하기 위하여 음극 및 양극 시스의 영향을 계산에서 제외하였고, 수냉 노즐을 채택하여 노즐은 열적으로 절연되어 있다고 가정하였다. 또한 노즐로 유입되는 전류는 영이라고 가정하여 노즐을 해석 영역에서 제외하였다. 음극 방출 전류밀도 및 경계 온도등을 적절히 경계조건으로 취하여 입력 전류 50A, Argon 플라즈마 가스에 대한 수치 해석을 하였고, 토치 성능을 좌우하는 구속 노즐 반경 및 구속 노즐 길이를 변화시키면서 아크 플라즈마의 물리적 거동을 살펴보았다.

2. 아크 플라즈마 이론

아크 칼럼의 거동은 몇가지 비선형 보존식이 복잡하게 결합되어 있다. 토치는 축대칭이므로 좌표계는 원통 좌표계를 사용하며, 좌표계 (r, z) 에서의 보존 방정식들은 다음과 같다.

(1) 질량 보존식

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \quad (1)$$

(2) 반경방향 운동량 보존식

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z v_r) = -\frac{\partial P}{\partial r} - j_z B_\theta \quad (2)$$
$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r\eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \eta \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right\} - 2\eta \frac{v_r}{r^2}$$

* 正 會 員 : LG電子 中央研究所 研究員

** 正 會 員 : 漢陽大 工大 電氣工學科 助教授 · 工博

*** 正 會 員 : 漢陽大 工大 電氣工學科 教授 · 工博

接受日字 : 1995年 12月 11日

最終完了 : 1996年 1月 30日

(3) 축방향 운동량 보존식

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) = - \frac{\partial P}{\partial z} + j_r B_\theta + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right) + \rho g \quad (3)$$

(4) 에너지 보존식

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r c_p T) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z c_p T) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} - U \quad (4)$$

(5) 전류 연속식

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma \frac{\partial V}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\sigma \frac{\partial V}{\partial z}) = 0 \quad (5)$$

(6) Ohm의 법칙

$$j_r = -\sigma \frac{\partial V}{\partial r} \quad j_z = -\sigma \frac{\partial V}{\partial z} \quad (6)$$

(7) Maxwell 자계 방정식

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) = \mu_0 j_z \quad (7)$$

여기서 P 는 압력, v_r 는 반경방향 속도, v_z 는 축방향 속도, T 는 온도, j_r, j_z 는 각각 반경방향, 축방향 전류밀도이고 V 는 전압이다. 각 방정식에 포함된 플라즈마의 재료 특성은 질량밀도(mass density) ρ , 점성도(viscosity) η , 정압 비열(specific heat at constant pressure) c_p , 열전도도(thermal conductivity) λ , 전기전도도(electrical conductivity) σ , 방사 손실(radiation loss) U 등이고, 일반적으로 재료 특성을 전송 계수(transport coefficient)라고 하며 모두 국부적 열평형 온도 T 의 함수이다. 식 (7)의 상수 μ_0 는 자유 공간의 투자율(permeability)이다.

질량밀도는 식 (8)~(10)의 세 가지 방정식들을 연립하여 계산한 입자밀도로부터 식 (2-11)를 이용하여 얻을 수 있다.

(1) 질량 보존의 법칙(mass conservation law)

$$n^{(a)} = \sum_r n_r^{(a)} \quad (8)$$

(2) 준중성 상태(quasineutral state)에서의 전자밀도

$$n_e = \sum_{r,a} r n_r^{(a)} \quad (9)$$

(3) 질량 작용의 법칙(mass action law)

$$\frac{n_{r+1} n_e}{n_r} = \frac{2Z_{r+1}}{Z_r} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{e\chi_{r+1}}{kT}\right) \quad (10)$$

여기서 식 (8)의 $n^{(a)}$ 는 주어진 입자종 (a)의 전체 입자 밀도수를 나타내고, $n_r^{(a)}$ 는 입자종 (a)의 원자($r=0$)와 이온화도 r 의 이온($r>1$) 밀도수를 나타낸다. 또한 식 (10)의 Z_{r+1} 과 Z_r 은 각각 ($r+1$)번째, r 번째 이온화 입자의 분배함수이고, χ_{r+1} 은 ($r+1$)번째 이온화 에너지이다.

Argon 플라즈마와 같이 5000~20000K 정도의 온도 분포를 가지는 상태에서는 2가 이온의 밀도는 0.1% 이하이므로 무시할 수 있을 정도로 작다. 따라서 플라즈마를 중성입자(Ar), 1가 이온(Ar⁺), 전자(e)만으로 구성되어 있다고 가정하여도 계산에는 거의 영향이 없다. 중성원자의 질량을 m_g 라고 하면 1가 이온의 질량은 중성원자와 거의 같으므로 Argon 플라즈마의 질량밀도는 식 (11)과 같다.

$$\rho = m_g \sum_r n_r = m_g (n_{Ar} + n_{Ar^+}) \quad (11)$$

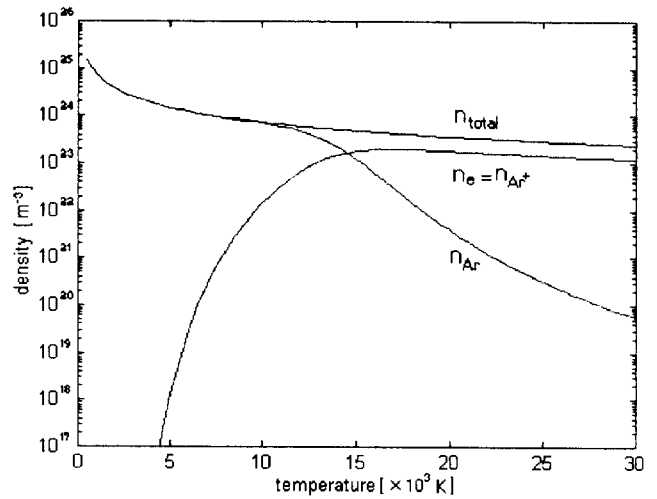


그림 1 대기압 상태에서의 Ar 플라즈마의 입자 밀도
Fig. 1 Particle densities of an argon plasma at atmospheric pressure

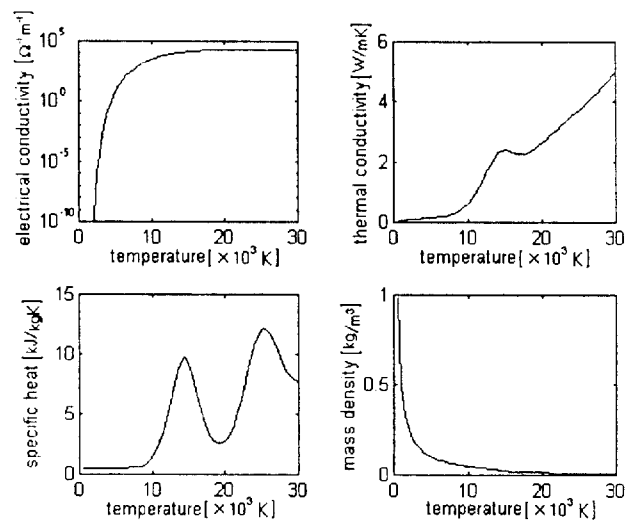


그림 2 대기압 상태에서의 Ar 플라즈마의 전송 계수
Fig. 2 Transport coefficients of an argon plasma at atmospheric pressure

식 (11)에 의해 계산된 입자밀도를 그림 1에 나타내었다. 본 연구에서 사용된 질량밀도 이외의 Argon 가스의 전송계수는 Drellishak[9]의 값을 인용하였다. 그림 2는 대기압 상태에서의 온도에 따른 Argon 가스의 전송계수를 나타낸다. 본 연구에서는 점성 효과 및 방사 손실을 무시하였다.

3. 수치 해석 방법

플라즈마 토치는 그림 3과 같이 음극, 노즐 및 아크 칼럼 영역으로 구성되어 있다. 음극 및 노즐은 해석 영역에서 제외하였고 아크 칼럼 영역의 해석을 간단히 하기 위하여 다음과 같은 가정을 하였다.

- a. 아크는 축대칭이다.
- b. 아크는 국부적 열평형 상태에 있다.
- c. 플라즈마 흐름은 층류(laminar flow)이다.
- d. 아크 플라즈마는 Ar, Ar⁺, 전자로 구성되어 있다.
- e. Ar 가스의 모든 재료 특성은 온도의 함수이다.
- f. 점성효과 및 광손실은 무시한다.

3.1 경계조건

그림 3은 해석 영역 모델과 경계면을 나타내고 있다(어두운 부분은 음극과 전극을 나타낸다). 아크 전압 V의 분포를 구하기 위해 양극 표면에서의 전압을 0으로 놓았고, 경계면 DE에서 $\partial V/\partial r=0$ 으로 놓아 전류가 경계면을 흐르지 못하도록 하였다. 음극 표면 경계면 GH에서는 $j_z = -j_z(r)$ (단, $j_z(r)$ 는 4.1절에 주어진다)를 경계 조건으로 취하였다. 축대칭이므로 $r=0$ 에서 $\partial V/\partial r=0$ 으로 놓는다. 또한 노즐 경계면의 수직 방향 전류밀도를 영으로 놓아 노즐을 해석영역에서 제외하였다.

플라즈마 온도를 해석하기 위해서 아크 영역의 국부적 열평형 상태를 가정하고 있다. 음극 표면의 온도는 가정한 전류밀도 분포로부터 Richardson-Dushman 공식을 적용하여 임의의 분포를 가정하였다. 노즐은 수냉으로 열절연 상태에 있다고 보아 그 영향을 최소화시키기 위해 낮은 온도를 가정하였다. 각 변수에 대한 경계 조건을 표 1에 나타내었다. 노즐면과 경계면 BC의 압력은 대기압으로 취하여 핀치에 의한 압력 상승만 고려하였다.

3.2 아크 전압 및 아크 온도의 이산화 방정식

식 (1)~(7)의 편미분 방정식이 그림 4와 같은 사각형 격자 구조에 대해 Patankar의 제어체적법[10]을 사용하여 이산화되었다. 아크의 온도, 압력 및 전압은 실선의 교점 P, W, E, N, S에서 표현된다. 점선은 제어체적면을 나타내며 실선과 점선의 교점 w, e점에서 v_r, j_r 을, s, n점에서 v_z, j_z 를 정의하였다.

먼저 아크 전압을 무소 제어체적에 대하여 이산화하였다. 식 (5)의 전류 연속식의 좌변을 각 제어체적 $dv = 2\pi r dr dz$ 에 대하여 적분하면 식 (12)와 같이 된다.

$$\int_v \nabla \cdot \vec{j} dv = 2\pi \int_w^e \int_s^n \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial V}{\partial z} \right) \right\} r dr dz \tag{12}$$

여기서 e,w,n,s는 전류가 유출입되는 제어 체적면이고, 식

표 1 각 변수에 대한 경계 조건

Table 1 Boundary conditions of each variable

	BC	DE	EF	FG	GH
V	$\frac{\partial V}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$	V=0	$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$
T	T=1000K	T=500K	T=1000K	$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$	T = T(r)
j_r	$j_r = 0$	$j_r = 0$	$j_r = 0$	$j_r = 0$	$j_r = 0$
j_z	$j_z = 0$	$j_z = 0$	필요없음	$\frac{\partial j_z}{\partial r} = 0$	$j_z = -j_z(r)$
v_r	$v_r = 0$	$\frac{\partial(r\rho v_r)}{\partial r} = 0$	$v_r = 0$	$v_r = 0$	$v_r = 0$
v_z	$\frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0$	$v_z = 0$	$v_z = 0$	$\frac{\partial v_z}{\partial r} = 0$	$v_z = 0$

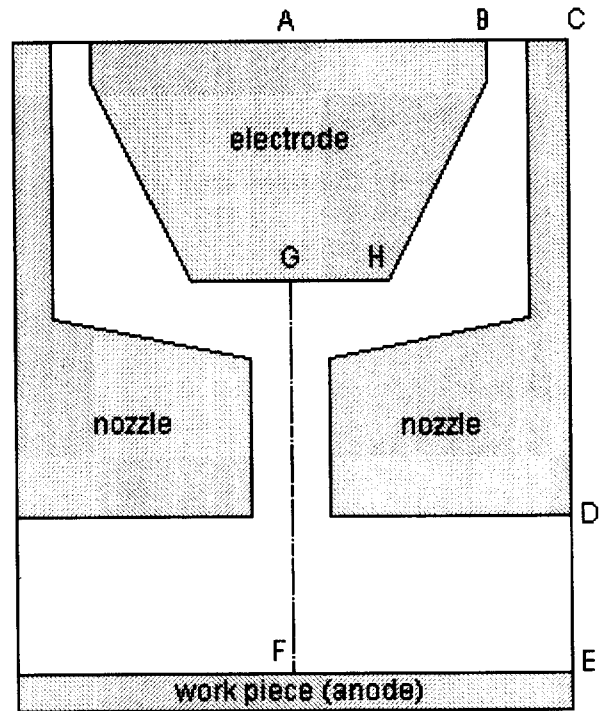


그림 3 플라즈마 토치 해석 영역
Fig. 3 Analytic region of plasma torch

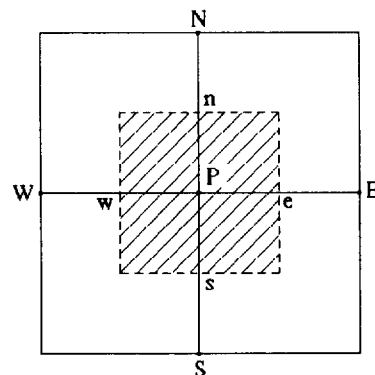


그림 4 격자점의 구조와 제어체적(빛금친 영역)
Fig. 4 Grid configuration and control volume(hatched region)

(12)을 차분식을 도입하여 선형 적분한 다음 각 노드 전압에 대해서 정리하면, 제어체적에 대한 아크 전압의 이산화 방정식은 식 (13)과 같다.

$$a_P V_P = a_W V_W + a_E V_E + a_S V_S + a_N V_N$$

$$a_W = r_w \sigma_w \Delta z, \quad a_E = r_e \sigma_e \Delta z, \quad a_S = r_p \sigma_s \Delta r, \quad a_N = r_p \sigma_n \Delta r$$

$$a_P = a_W + a_E + a_S + a_N \quad (13)$$

다음으로 아크 온도를 이산화 하였다. 식 (4)의 에너지 보존식은 $\hat{v}_z = c_p v_z$ 라고 놓고, 경계면의 플럭스 J_r, J_z 를 사용하면 식 (14)와 같이 된다.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r J_r) + \frac{\partial J_z}{\partial z} = S, \quad S = \frac{j_z^2}{\sigma} \quad (14)$$

$$\text{단, } J_r = \rho \hat{v}_r T - \lambda \frac{\partial T}{\partial r}, \quad J_z = \rho \hat{v}_z T - \lambda \frac{\partial T}{\partial z}$$

이 미분방정식의 해는 Thiert[9]에 의해 제시된 대류를 포함하는 소스항으로 나타낼 수 있고, 이러한 방법으로 구한 아크 온도의 이산화 방정식은 다음과 같다.

$$a_P T_P = a_W T_W + a_E T_E + a_S T_S + a_N T_N + b \quad (15)$$

$$a_W = D_w A(-P_w), \quad P_w = \frac{F_w}{D_w},$$

$$F_w = (r \rho v_z c_p)_w \Delta z, \quad D_w = \frac{r_w \lambda_w \Delta z}{\delta r_w}$$

$$a_E = D_e A(P_e), \quad P_e = \frac{F_e}{D_e},$$

$$F_e = (r \rho v_z c_p)_e \Delta z, \quad D_e = \frac{r_e \lambda_e \Delta z}{\delta r_e}$$

$$a_S = D_s A(P_s), \quad P_s = \frac{F_s}{D_s},$$

$$F_s = (r \rho v_z c_p)_s \Delta z, \quad D_s = \frac{r_s \lambda_s \Delta z}{\delta r_s}$$

$$a_N = D_n A(P_n), \quad P_n = \frac{F_n}{D_n},$$

$$F_n = (r \rho v_z c_p)_n \Delta r, \quad D_n = \frac{r_n \lambda_n \Delta r}{\delta z_n}$$

$$a_P = a_W + a_E + a_S + a_N$$

$$b = r_s S_s \delta z_s [1 - W(P_s)] \Delta r + r_n S_n \delta z_n W(P_n) \Delta r$$

$$\text{단, } A(P) = \frac{P}{\exp(P) - 1}, \quad W(P) = \frac{1 - A(P)}{P}$$

3.3 구속 노즐 내의 온도 및 전류밀도 분포

노즐로 구속되는 아크 플라즈마 영역에서 아크 특성은 축방향으로 특정한 분포를 보인다. 즉 이 경우의 잘 발달된 아크 칼럼의 온도 특성은 반경방향의 1차원 문제로 간단히 되고 광손실을 무시하면 축방향 온도 분포는 식 (16)과 같이 된다.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{j_z^2}{\sigma} = 0 \quad (16)$$

아크 칼럼에서 반경방향 전류밀도는 없고, 축방향 전류밀도는 Ohm의 법칙에 의해 주어지고 축방향 전계 E_z 는 일정하므로 아크 칼럼 내에서의 아크 전류는 식 (17)과 같다.

$$I = 2\pi \int_0^{R_c} r j_z dr = 2\pi E_z \int_0^{R_c} r \sigma dr \quad (17)$$

여기서 R_c 는 구속 노즐 반경이다. 식 (17)로부터 전계값을 구할 수 있고, 이 전계값에 의해 식 (16)의 Joule heating 항은 식 (18)과 같다.

$$\frac{j_z^2}{\sigma} = \frac{\sigma I^2}{4\pi^2} \left(\int_0^{R_c} r \sigma dr \right)^{-2} \quad (18)$$

식 (18)의 Joule heating 항을 적용하여 식 (16)을 수치반복법으로 계산하면 구속 노즐 내에서의 아크 칼럼의 반경방향 온도 분포를 얻을 수 있다.

3.4 수치계산 방법

각 변수들의 미소 제어 체적에 대한 일반화된 이산화식은 식 (19)와 같다.

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (19)$$

여기서 ϕ 의 첨자는 그림 4에 나타난 바와 같다. 이들 선형화된 연립 방정식의 해는 직접해를 구하지 않고 반복을 하면서 임시값을 사용하는 반복법을 사용하였다. 본 연구에서 사용한 수치 계산 반복법은 다음과 같다.

- (1) P, v_r, v_z, T, V 의 임의 초기값을 선택한다.
- (2) 온도 T 에서의 Argon 플라즈마의 재료 특성값을 계산한다.
- (3) 식 (5)로부터 전압 V 를 구한다.
- (4) 식 (6)으로부터 j_r 및 j_z 를 구한다.
- (5) 식 (7)로부터 B_θ 값을 구한다.
- (6) 식 (1)~(3)으로부터 v_r, v_z 및 P 의 새로운 값을 구한다.
- (7) 식 (4)로부터 새로운 T 값을 얻는다.
- (8) 위의 과정을 (2)번 과정부터 되풀이한다.

위의 2)에서 8)의 과정을 수렴할 때까지 반복하여 해를 구하였다. 이 때 해석 영역은 28×47 크기의 불균일 격자점으로 구성하였다.

4. 수치 계산 결과 및 고찰

4.1 해석 플라즈마 토치의 사양과 음극 방출 전류밀도

노즐 제한형 플라즈마 토치의 2차원 영역에 대한 수치 계산에 사용된 플라즈마 토치의 사양은 표 2와 같다.

음극 재료로서의 텅스텐은 녹는점이 매우 높으므로 열전자 방출이 지배적이다. 실험 결과 음극에 지름 약 0.9mm의 확산된 형태의 음극점(hot cathode)이 존재하였고, 이 영역에서는 전류밀도가 거의 일정하다고 할 수 있으므로 음극 방출 최대 전류밀도를

$$j_{\max} = \frac{I}{\pi r_{hc}^2} = \frac{50}{\pi \times 0.45^2} = 7.86 \times 10^7 \text{ [A/m}^2\text{]}$$

표 2 플라즈마 토치의 사양

Table 2 Spec. of plasma torch

입력 전류	50 A
음극 표면 반지름(GH, r_c)	3 mm
음극-노즐 간격	2 mm
토치 높이(DE)	5 mm
플라즈마 가스	아르곤 (Argon)
음극 재료	텅스텐 (W)

라고 놓을 수 있다. 이 최대 전류밀도가 음극 표면에

$$j_c = j_{max} \exp(-r^2/b^2) \tag{20}$$

의 형태로 확산되어 방출된다고 가정하면

$$I = 2\pi \int_0^{r_c} j_c r dr, \quad r_c = 3 \text{ mm} \tag{21}$$

의 관계로부터 b 를 얻을 수 있다. 식 (21)은 $r=0$ 에서 연속 조건을 만족시키고 있으므로 단조 감소 지수 함수 $\exp(-r/b)$ [4, 6] 보다는 더욱 실제적이라는 것을 알 수 있다.

4.2 구속 노즐 내부 아크의 반경 방향 특성

구속 노즐 내부에서의 플라즈마 특성은 3.3절의 이론을 적용할 수 있다. 그림 5는 구속 노즐 반경 변화에 따른 전계의 세기이다. 그림 5의 'O' 표는 계산된 전계의 세기이고, 실선은 곡선 $1.8/R_c$ (단 R_c 는 구속 노즐의 반경)이다. 그림 5에서 반경 0.5mm 이상에서는 두 결과가 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 그러나 반경이 0.4mm인 경우에는 약간 벗어나고 있다. 이 때 아크 압축 효과는 반경이 작을수록 좋을 듯 하나 다음에 설명하는 전류밀도 제한 조건에 의해 제약을 받게 된다.

그림 6은 구속 노즐 반경 변화에 따른 온도 및 전류밀도 분포를 나타내고 있다. 그림 6(a)에서 구속 노즐 반경이 커짐에

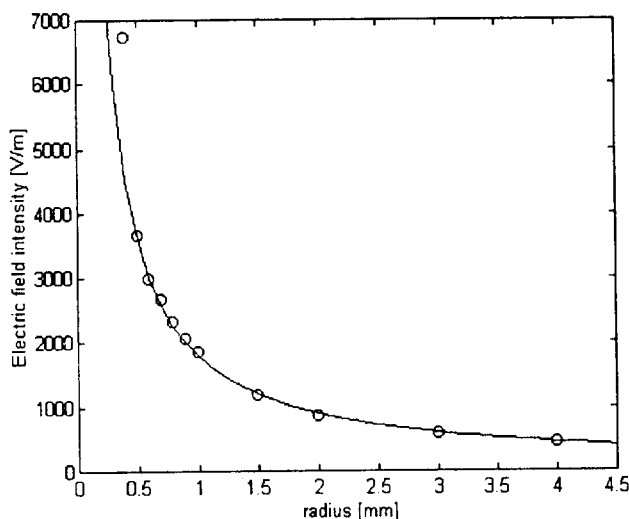


그림 5 구속 노즐 반경 변화에 따른 전계 강도의 의존성
Fig. 5 Dependence of electric field intensity on the constricting nozzle radius

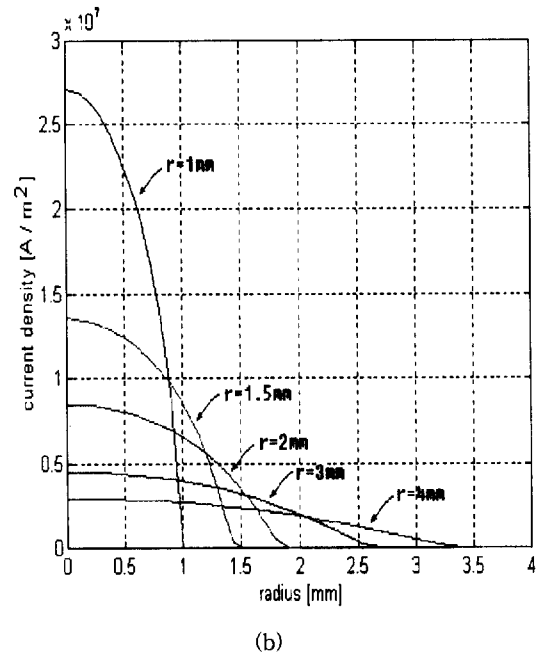
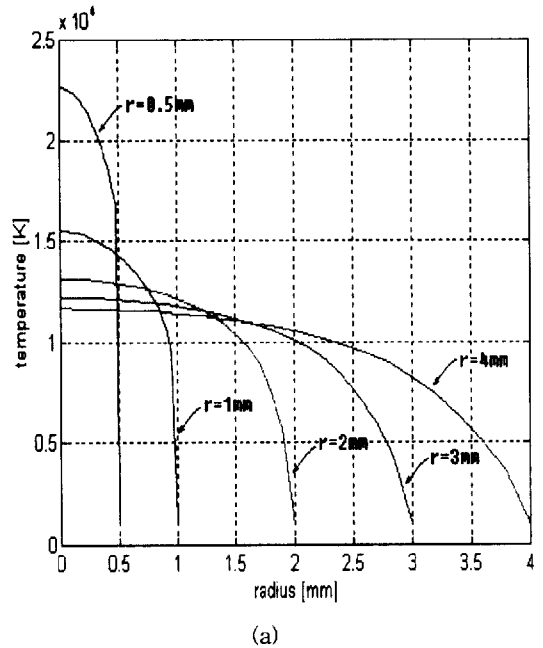


그림 6 구속 노즐 반경 변화에 따른 아크 특성
(a) 온도 분포 (b) 축방향 전류밀도 분포

Fig. 6 Dependence of arc characteristics on the constricting nozzle radius
(a) temperature profiles
(b) axial current density profiles

따라 온도의 최대값이 낮아지고, 벽에서의 확산은 줄어들어온다는 것을 알 수 있다. 그림 6(b)에서 전류밀도는 구속 노즐 반경이 커질수록 매우 낮아지고 있으며, 구속 노즐 반경이 2mm보다 크게 되면 구속 노즐 내부에서 전류가 존재하지 않는 영역이 넓어지고 온도 최대값이 12000K 이하로 떨어지게 됨을 볼 수 있다. 이 경우 열용량이 매우 낮아서 플라즈마의 엔탈피는 상대적으로 낮은 값이 되므로 아크는 에너지를 전달하는 매질로

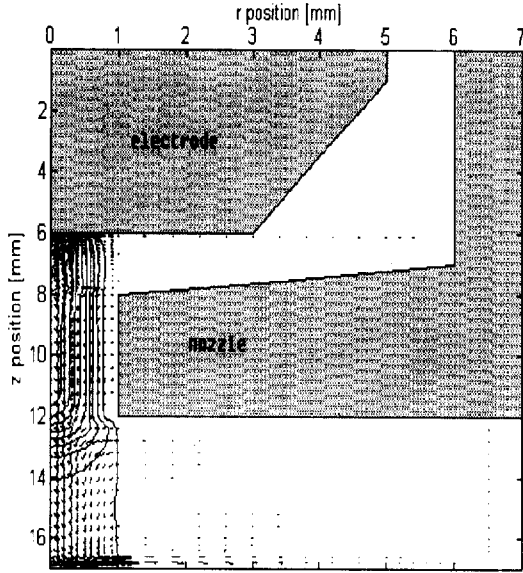
서는 좋지 않다고 볼 수 있다. 또한 2mm 보다 큰 구속 노즐 반경은 아크 수축에 기여하지 못한다는 것을 알 수 있다. 이미 언급했듯이 구속 노즐 반경이 0.5mm 보다 작은 경우는 아크 칼럼 전류밀도가 음극 방출 전류밀도 최대값보다 크게 되어 현실적으로 타당하지 않은 값이므로 전류밀도 제한 조건이 되고 있다.

4.3 아크 칼럼 영역의 분포

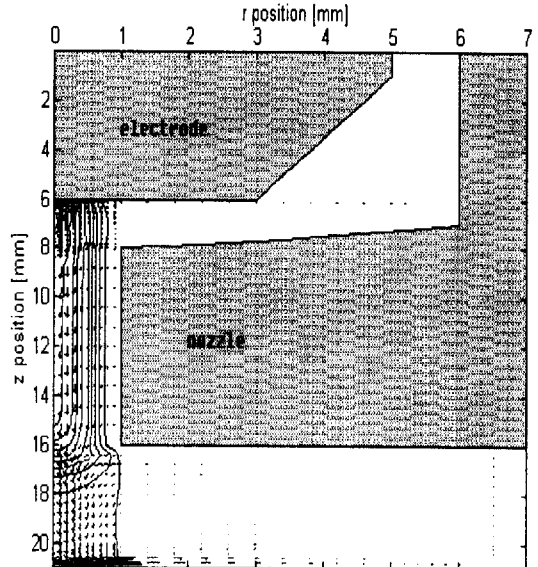
그림 7에서 그림 9까지는 구속 노즐 반경(편의상 R_c) 및 구속 노즐 길이(편의상 L_{noz})의 변화에 따른 압력, 전압 및 온도

분포를 각각 나타내고 있다. 그림 9의 온도 분포에서 'x' 표시는 온도 10000K의 아크 가장자리를 나타낸다.

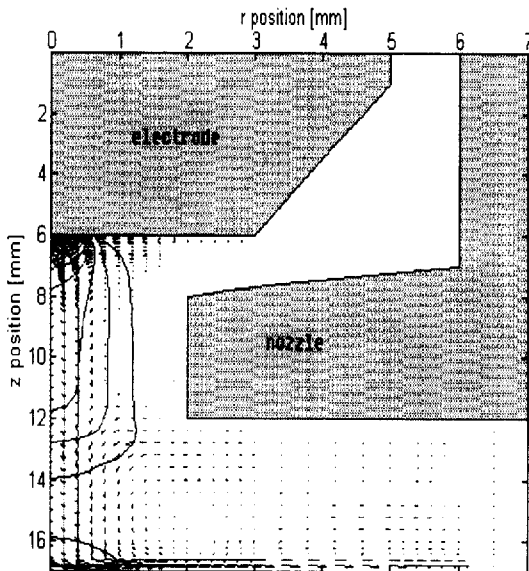
그림 7의 아크 압력 분포에서 압력은 음극점 부근에서 최대 값을 가지고 있음을 볼 수 있다. 음극점 부근에서의 압력 상승으로 플라즈마 가스가 아래로 이동하고 있으며, 아크의 수축으로 인해 아크 경계 영역에서 아크 중심쪽으로 중성 가스가 흡입되는 현상을 볼 수 있다. 또한 노즐 출구 부근에서도 아크가 수축되므로 중성 가스의 흡입 현상을 볼 수 있다. 그림 8의 아크 전압 분포에서 동전압선은 노즐 안쪽으로 밀려들어 구속 노즐 내부에서는 일정한 간격으로 분포하여 전계가 일정해짐을



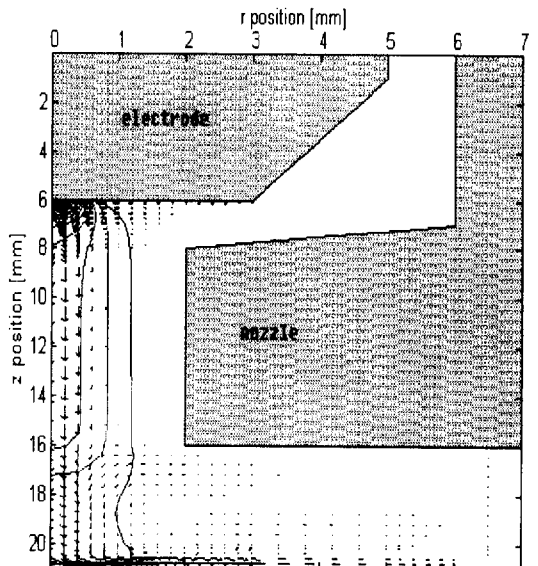
(a) $R_c = 1\text{mm}$ $L_{noz} = 4\text{mm}$



(b) $R_c = 1\text{mm}$ $L_{noz} = 8\text{mm}$



(c) $R_c = 2\text{mm}$ $L_{noz} = 4\text{mm}$



(d) $R_c = 2\text{mm}$ $L_{noz} = 8\text{mm}$

그림 7 압력 및 플라즈마 속도 분포

Fig. 7 Pressure and plasma velocity distribution

볼 수 있다. 이 영역에서 전체의 세기는 노즐 바깥 영역보다는 크게 되므로 대부분의 에너지는 노즐 내부에서 생성이 되고, 이 에너지가 플라즈마 가스에 의해 양극으로 분출됨 알 수 있다. 그림 9의 아크 온도 분포에서 노즐 출구 외부 영역에서는 플라즈마 속도가 구속 노즐 내부에서보다 현저히 떨어지므로 온도가 빠르게 감소하고 있으며, 또한 노즐 외부에서는 확산에 의한 손실이 많이 일어나고 있음을 볼 수 있다.

그림 7에서 플라즈마 속도는 $R_c=1\text{mm}$ 인 경우 노즐 외부에서 약간 상승하고 있는 반면에, $R_c=2\text{mm}$ 인 경우에는 속도는 서서히 감소하고 있다. 또한 반경이 크다고 하여도 플라즈마의 유

동은 1mm 이내의 영역에 제한되는 형상을 보이고 있다. 즉 R_c 가 증가하여 입자들이 빠져나오는 면적이 증가하였지만 실제로 유출되는 유량은 R_c 가 1mm인 경우가 2mm인 경우보다 많음을 볼 수 있었다.

그러나 그림 9의 온도의 측면에서 볼 때 $R_c=2\text{mm}$ 인 경우 온도는 상대적으로 낮으며, 특히 $R_c=2\text{mm}$, $L_{noz}=4\text{mm}$ 인 경우에는 그림 9(a)에서 알 수 있듯이 평균 온도가 12000K 이하로 떨어지고 있음을 볼 수 있다. 즉 이 때의 엔탈피 값은 다른 조건에 비해 매우 낮으므로 일반적으로 좋은 에너지 전달 특성을 보이지 못할 것으로 예상된다. 또한 $R_c=1\text{mm}$ 인 경우에는 약

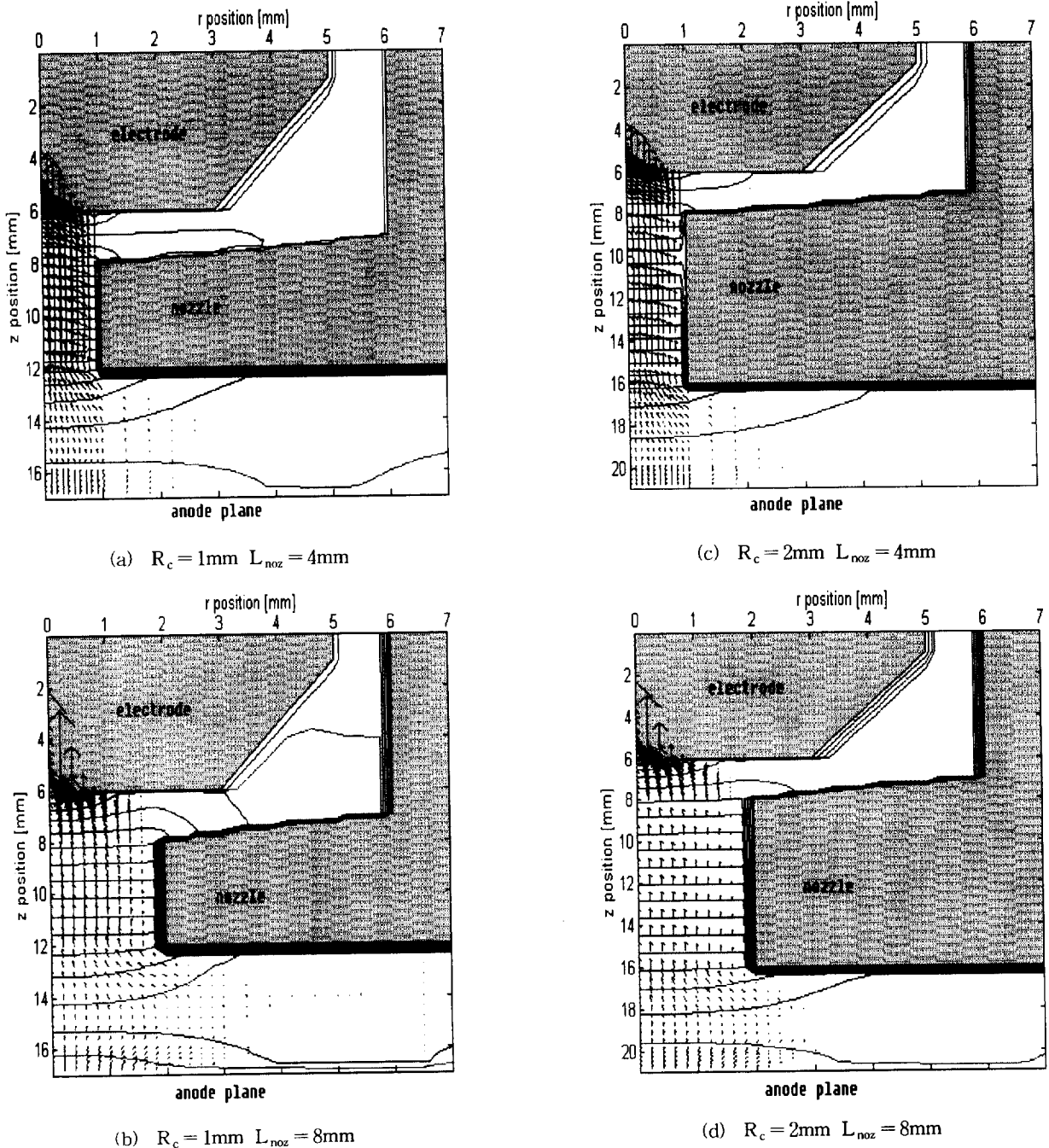


그림 8 전압 및 전류밀도 분포
Fig. 8 Voltage and current density distribution

15000K 등온선이 노즐 출구까지 유지되고 있으나 $R_c=2\text{mm}$ 인 경우에는 음극점에서 가장 온도가 높고 노즐 내부에서부터 빠르게 온도가 떨어지고 있음을 볼 수 있다.

그림 10은 구속 노즐 반경 R_c 및 구속 노즐 길이 L_{noz} 의 변화에 따른 아크 중심 $r=0$ 에서 음극 표면으로부터 모재까지의 축방향 아크 특성 변화를 나타낸 것이다. 그림 10(a), 그림 10(b)에서 노즐 내부 특성 변화를 보면, $R_c=2\text{mm}$, $L_{noz}=4\text{mm}$ 일 때는 온도 및 전류밀도 값이 일차원 해석 결과와 많이 차이가 나고 있지만 이 경우를 제외하고는 일차원 해석 결과와 잘 일치하고 있다. 이러한 결과로부터 구속 노즐 반경과 구속 노즐

길이의 선택에는 밀접한 관련성이 있음을 알 수 있다. 그림 10(c)에서 R_c 가 1mm인 경우 전체의 세기는 노즐 내부에서 거의 일정하나 2mm인 경우는 음극점 부근에서 전체의 세기가 상대적으로 커지고 있다. $R_c=2\text{mm}$, $L_{noz}=8\text{mm}$ 인 경우를 제외하고는 노즐 외부에서의 전체의 세기는 거의 일정함을 볼 수 있다. 그림 10(d)에서 플라즈마 속도는 1mm인 경우 노즐 외부에서 노즐 내부에서 보다 약간 상승하고 있음을 알 수 있다. 여기서도 $R_c=2\text{mm}$ 일 때, $L_{noz}=4\text{mm}$ 인 경우에는 $L_{noz}=8\text{mm}$ 의 결과와는 많이 다를 수 있다.

그림 11은 R_c 및 L_{noz} 변화에 따른 양극면에서의 온도 및 전

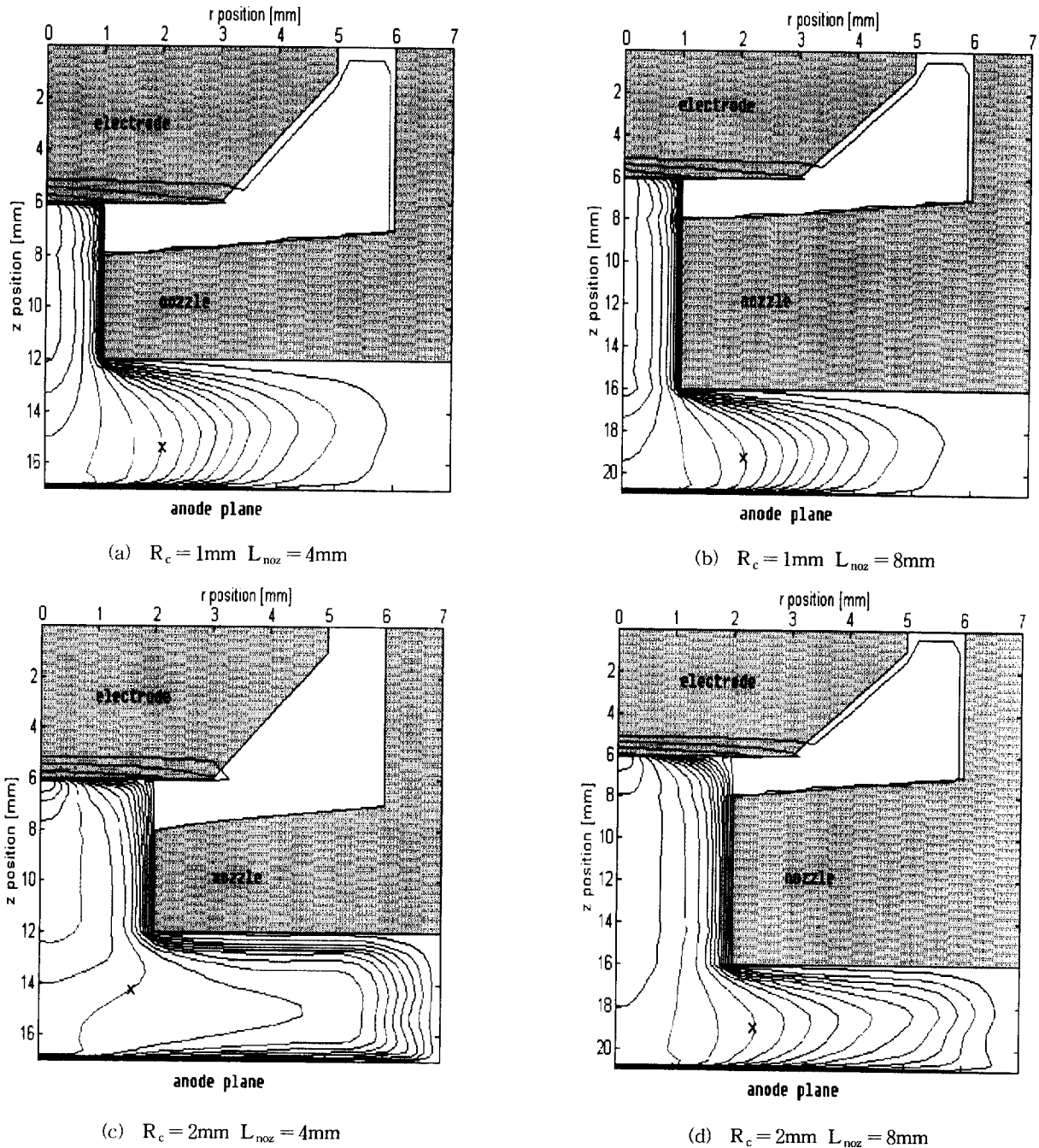


그림 9 온도 분포
Fig. 9 Temperature distribution

류밀도 분포이다. 그림 11(a), 그림 11(b)에서 온도와 전류밀도는 아크 중심으로부터의 거리 약 1mm 이내에서 최대값과 비슷한 크기를 유지하지만, 이 범위를 벗어나면 빠르게 감소하고 있음을 볼 수 있다. 노즐 크기의 변화에도 불구하고 거의 일정한 경향을 보이므로 이 범위를 1mm 이내로 좁히기 위해서는 노즐 설계 인자 변경 외에 다른 설계 인자 또는 변수의 영향을 고려해야 된다고 사료된다. 즉 노즐 내부 및 외부에서의 강제 대류향, 또는 플라즈마 가스의 공급 방식의 변화등이 양극면에

서의 아크의 형상에 영향을 미치는 변수가 될 수 있다. 그림 11(a)와 그림 11(b)에서 알 수 있듯이 $R_c=1mm, L_{noz}=4mm$ 인 경우와 $R_c=1mm, L_{noz}=8mm$ 의 경우 거의 비슷한 전달 특성을 보이고 있다. 그러나 그림 10(c)로부터 아크 칼럼 전압은 후자의 경우가 더욱 크기 때문에 작은 입력 파워에서도 큰 에너지 전달을 보이는 전자의 경우가 우수한 성능을 보인다고 추정할 수 있다.

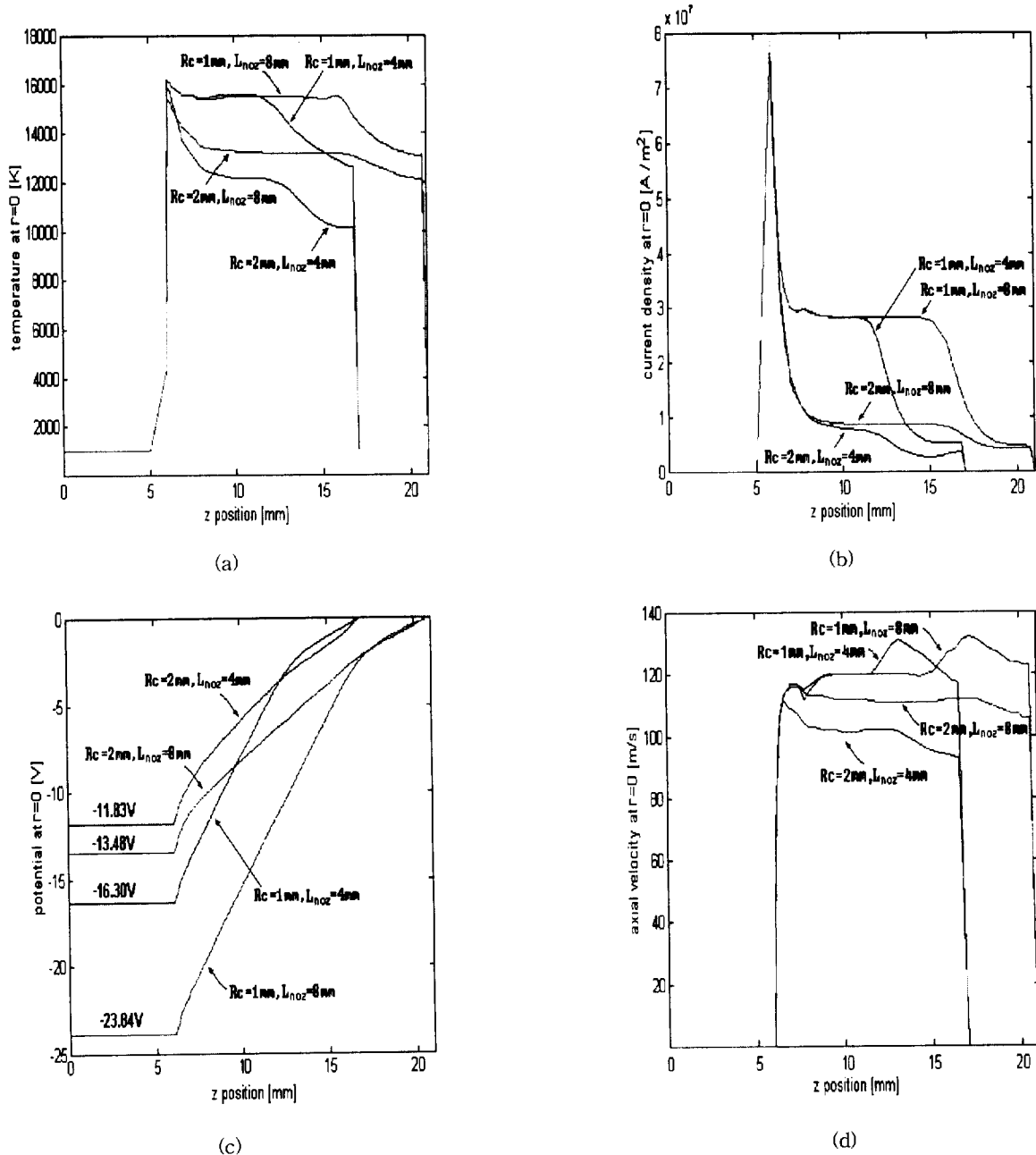
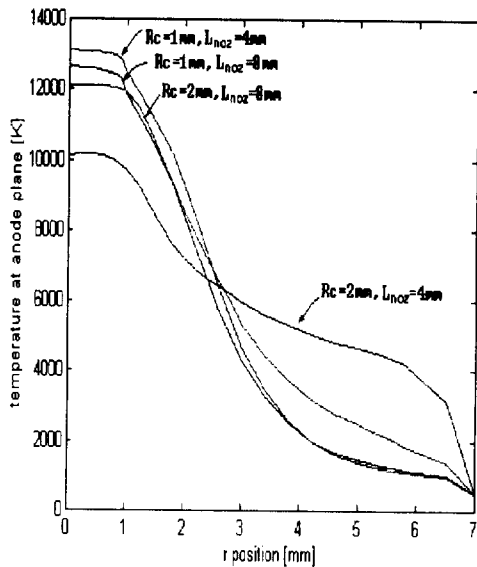


그림 10 축방향 거리에 따른 아크 중심에서의 아크 특성

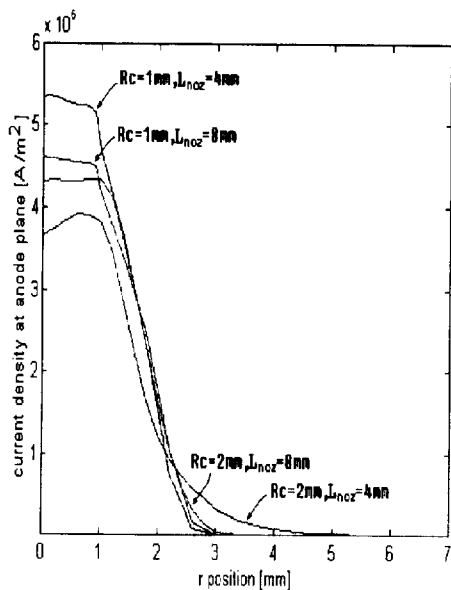
- (a) 온도 분포 (b) 전류밀도 분포
- (c) 전압 분포 (d) 축방향 속도 분포

Fig. 10 Characteristics of arc plasma at arc center along the axial direction

- (a) temperature profiles (b) current density profiles
- (c) voltage drop profiles (d) axial velocity profiles



(a)



(b)

그림 11 반경 방향 거리에 따른 양극면에서의 아크 특성
(a) 온도 분포 (b) 축방향 전류밀도 분포

Fig. 11 Characteristics of arc plasma at anode plane along the radial direction
(a) temperature profiles
(b) axial current density profiles

5. 결 론

노즐 제한형 토치에서의 아크 플라즈마의 물리적 거동을 계산하기 위하여 2차원 영역에 대해서 각 보존 방정식들을 이산화하였고, 입력 전류 50A, Argon 가스에 대하여 수치 해석을 하였다. 그 결과를 요약하면 다음과 같다.

- (1) 구속 노즐 내부에서의 전계는 구속 노즐 반경에 반비례한다.
- (2) 구속 노즐 반경이 0.5mm이하 일 경우 설계 조건으로 부

적합하다. 또한 1.5mm 이상이 되면 노즐 외부에서 아크 플라즈마의 엔탈피가 감소하여 플라즈마 입자의 에너지 전달 효율이 떨어지게 된다.

(3) 2차원 해석에서 플라즈마 가스는 구속 노즐 반경의 크기에 관계없이 약 1mm 이내에 집중되어 흐른다는 것을 알 수 있었다.

(4) 2차원 해석에서 온도 분포는 구속 노즐 길이 보다는 구속 노즐 반경에 더욱 의존하고 있음을 알 수 있었다.

(5) 전체 입력 파워는 구속 노즐 반경이 작을 수록, 구속 노즐 길이가 클수록 증가한다는 것을 알 수 있었다. 이 때 입력 파워는 구속 노즐 길이보다는 구속 노즐 반경에 더욱 의존함을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

- [1] R.M.Gage, "The Principles of the Modern Arc Torch", Welding Journal, p595, 1959
- [2] "プラスマトーチの適用例と今後の展望", J.IEE, Japan, Vol. 107, No.10, pp1019-1022, 1987
- [3] E.Pfender, "Electric Arcs and Arc Gas Heaters", Gaseous Electronics, Vol.1, Chap.5, 1978
- [4] K.C.Hsu et al., "Study of the free-burning high-intensity argon arc", J.Appl.Phys., Vol.45, No.3, pp1293-1301, 1983
- [5] P.Kovitya and J.J.Lowke, "Two-dimensional analysis of free burning arcs in argon", J.Phys. D:Appl.Phys., vol.18, pp53-70, 1985
- [6] P.Kovitya and L.E.Cram, "A two-dimensional model of gas-tungsten welding arcs", Welding Journal, pp34-39, December, 1986
- [7] J.J.Lowke, P.Kovitya and H.P.Schmidt, "Theory of free-burnig arc columns including the influence of the cathode", J.Phys. D:Appl.Phys., Vol.24, pp1600-1606, 1992
- [8] K.S.Drellishak et al., "Partition Functions and Thermodynamic Properties of Argon Plasma", The Physics of Fluids, Vol.6, No.9, pp1280-1288, 1963
- [9] G.D.Thiart, "Finite difference scheme for the numerical solution of fluid flow and heat transfer problems on nonstaggered grids", Numerical Heat Transfer, Part B, Vol.17, pp43-62, 1990
- [10] S. V. Patankar, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", New York, McGraw-Hill, 1980
- [11] J. F. Lancaster, "The Physics of Welding", Pergamon Press, 1984

저 자 소 개



김 외 동 (金 外 東)

1971년 4월 14일생. 1994년 2월 한양대 공대 전기공학과 졸업. 1996년 2월 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 현재 LG전자 중앙연구소 연구원