

高壓 水銀 아크 放電의 軸方向 對流에 관한 研究

A Study of the Axial Convection in the High-Pressure
Mercury Arc Discharge

池哲根* · 廉正德**

(Chol-Kon Chee, Jeong-Dug Ryeom)

요 약

축 방향 대류를 고려한 시변 고압 아크 방전 모델을 제시하고 이를 고압 수은램프에 적용하여 그 타당성을 검증하였다. 그리하여 이 모델을 이용하여 축 방향 대류와 아래 전극 부근에서 나타나는 아크의 수축현상에 대하여 고찰하였다. 그결과 본 논문에서 제시한 모델은 수 [%]의 오차를 갖고 실험 결과와 일치하였으며 아래 전극 부근에서의 아크의 수축 현상도 관찰되었다.

Abstract

This paper presented time dependent high-pressure arc discharge model considering the axial convection and verified the pertinence with application to the high pressure mercury lamp. Using this model, this paper examined the effect of the axial convection and arc contraction of lower electrode region.

This model consisted with the results of experiments in few [%] error, and showed the arc contraction of lower electrode region.

1. 서 론

1878년 탄소 아크등이 최초로 그 빛을 발한 이래 매우 많은 종류의 아크 방전램프가 개발

발전되어 왔는데, 오늘날 아크 방전램프의 주목적은 효율적으로 빛을 발산하는 것으로 되어 있다.

더우기 최근에는 소형의 고풍도 방전 램프의

* 正會員 : 서울대학교 工科大学 電氣工學科 教授 · 工博

** 正會員 : 서울대학교 大學院 電氣工學科 博士課程

接受日字 : 1992年 5月 20日

개발이 이루어져 사무실이나 상점 등의 실내 조명에 사용되고 있는데, 이들 램프는 더 작고 가볍고, 조광(dimming)이 쉬우며 기능이 뛰어나고 전압의 변동에 구애됨에 없이 좋은 제어 기능이 있는 점등 장치를 요구하고 있는 이에 반도 체 소자 등을 이용한 방전등의 전원 장치 및 점등 유지 장치의 개발이 활발히 이루어지고 있는 실정이다.

그런데 부하인 방전 램프의 전기적인 특성은 비선형이고 게다가 시변 특성까지 고려하면 매우 복잡한 특성을 나타내게 된다.²⁾ 그러므로 방전 램프의 동적 특성 모델이 주어진다면 방전등의 설계 개발에 매우 유용할 것이다. 그리고 그 모델은 전기적 특성이 수식화된 모델로 주어지는 것이 타당하다. 또한 최근의 저전력 램프등의 콤팩트 아크 광원과 같은 광원의 소형화 경량화 추세에 비추어 보면 축방향 특성 또한 고려되어야 함이 자명하다.

왜냐하면 고압 아크 방전은 전극 부근에서 아크의 수축이 일어나는데 콤팩트 광원에서는 이 전극 부근 수축 영역이 전체 아크 길이의 상당한 부분을 차지하기 때문이다.⁸⁾

과거에는 주로 축방향으로 균일하다는 전체 하에 관경방향과 시간의 함수로 나타내어지는 모델들을 고안하였다.^{3), 4), 5), 6), 7)}

그러나 그러한 모델들은 축방향 특성을 무시하였으므로 전극 부근 특성에 대해 기술할 수가 없어서 아크의 길이가 짧은 저전력 램프의 특성을 해석하기에는 부적합하다.

한편, Lowke는 자연 대류로 안정화된 아크 불꽃의 모델링을 하였는데 여기서 아크의 축방향 대류 특성의 해석을 시도하였다.⁸⁾

그리고 Zollweg는 수은 램프에 대하여 축방향 대류 특성을 포함한 모델을 제시하였다.¹¹⁾ 그러나 이는 분광 측정법으로 구한 온도 분포에서 도출한 방사 계수를 사용하므로 아크의 방사특성을 설명할 수가 없다. 또한 직류 점등 특성만을 고려하였으므로 아크의 교류 특성을 알 수가 없다.

Stormberg등은 펄스파 점등 수은 아크에서 아크의 축방향 임피던스의 시간에 따른 변화와 적극 부근의 이른바 핫 스팟(hot spot)에서의 온도분포를 측정하였는데 이들은 이 실험에서 아크의 축방향 특성의 해석의 중요성을 강조하였다.¹⁰⁾

이에 본 논문에서는 축방향 대류를 고려한 수직 점등 고압 수은 램프의 시변 아크 모델을 제시하고 축방향 대류와 그로 인한 전극 부근의 아크 수축현상에 대해 논하고자 한다.

2. 고압 아크 방전의 특성

일반적으로 고압 아크 방전에서는 입력 에너지인 전기에너지의 저항 가열에 의해 아크 온도가 상승하고 전도, 대류, 복사 손실에 의해 아크가 냉각되어 그 균형점에서 아크는 유지된다. 여기서 아크의 특성 중에서 본 논문에서 주목적이 되어 있는 대류 특성과 복사 특성에 관해서만 논의하고자 한다.

2.1 대류 특성

통상적으로 수직 점등 아크는 축 중심부에서는 온도가 높아서 윗 방향으로 기체가 상승하고 관벽 부근에서는 냉각된 아크가 하강하는 이중 꺾질 구조의 흐름(lamina flow)를 가정한다.²⁾

그림 1은 축 방향 대류에 의한 기체의 유체 속도를 관경 방향에 따라 나타낸 것이다.²⁾

이 경우 아크의 중간 부위에서는 대류에 의한 손실이 매우 작다. 이는 방전관내에 미소체적을 가정할때 대류로 인하여 이 미소 체적에 들어오는 기체 입자의 온도가 거의 같기 때문이다. 그러나 아래전극 부위에서는 다른 현상이 일어난다. 아래 전극 부근에서는 관벽을 따라 하강하는 기체 입자가 온도가 낮아져서 축 중심부로 유입해 들어오므로 온도 차이가 생기게 된다. 이 온도 차이 만큼 에너지를 보상해주므로 에너지 손실이 일어나게 된다.

(endloss)^{2), 8), 9)}

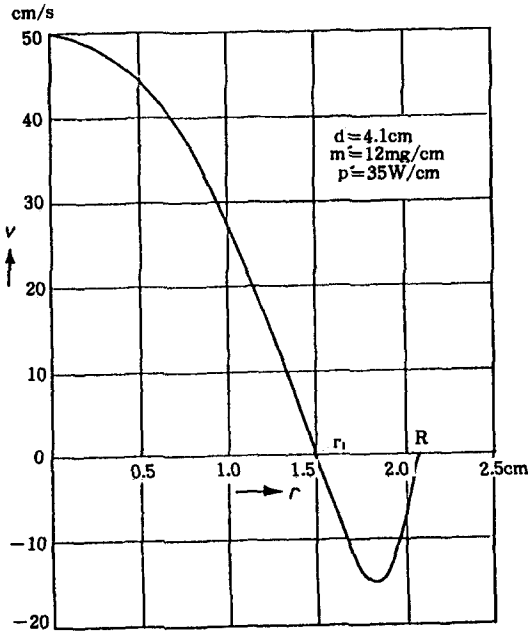


그림 1. 축방향 대류에 의한 기체의 유체속도
Fig. 1. axial convection velocity

2.2 복사 특성

아크 모델에 적용되는 단위 체적, 단위 시간 당 복사 에너지 손실 U_{rad} 는 아크의 양광주 부분의 모델링에 있어서 아주 중요한 요소가 된다. 이 물리량은 각각의 복사 파장에 대하여 방출되는 분광 에너지의 양에서 흡수되는 분광 에너지의 양을 뺀 값의 복사 파장에 대한 적분치로 나타낼 수 있다. 여기서 복사 에너지를 구하기 위해 사용된 단위 시간당 분광 에너지는 단위 시간당 아크의 출력 분광 에너지의 값이 된다.

이 U_{rad} 의 값은 당연히 에너지가 방출되는 아크의 중심부에서는 양의 값을 갖는다. 그러나 공진선 복사가 흡수되는 관벽 부근에서는 음의 값이 될 수 있다.

고압 방전 아크는 충돌 지배 플라즈마 상태

이므로 복사 에너지 및 출력 분광 에너지의 계산 과정은 국부적인 열적 평형에서의 복사 전달 이론을 그대로 적용한다.¹⁰⁾

단위 시간, 단위 체적당 복사 에너지 $U_{rad}(r)$ 은 각 파장에 대한 복사 광속 $F(r)$ 의 적분치의 아크의 관경 방향에 대한 발산으로 표시된다.^{4), 5)}

$$U_{rad} = \nabla \cdot \int F_{\lambda} d\lambda \quad (1)$$

각 파장에 대한 관경 방향의 복사 광속 $F(r)$ 은 총 입체각에 대한 관경 방향의 복사 에너지의 세기(radiation intensity)의 적분치로 나타낼 수 있다.

$$F_{\lambda} = \int I_{\lambda s} d\Omega_s \quad (2)$$

방전 아크의 출력 스펙트럼은 관경방향의 복사 광속의 반경에 대한 적분치로 구할 수가 있다.

관경 방향을 따라 위치 r 에서의 복사에너지의 세기 I_{λ} 의 l 방향의 변화율은 국부적인 열적 평형(LTE)상태에서 방사(emission) 및 흡수(absorption)의 차로 표현될 수 있다.^{4), 5), 11)}

$$\frac{d}{dl} I_{\lambda} = \epsilon_{\lambda} - \kappa_{\lambda} I \quad (3)$$

충돌 지배 플라즈마 하에서는 LTE가 성립하는데 이 경우 방사계수 ϵ_{λ} 와 흡수 계수 κ_{λ} 사이에는 키르히호프(Kirchhoff)의 법칙이 성립한다. 그러므로 방전 아크 내에서 동일 파장에 있어서는 온도만 같다면 방사되는 양과 흡수되는 양은 어디서나 일정하다.

$$\epsilon_{\lambda} = \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) \quad (4)$$

여기서 $B(T)$ 는 Planck 함수로서

$$B_{\lambda}(T) = 2(h \frac{c^2}{\lambda^5}) [\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1]^{-1} \quad (5)$$

이다.

그러므로 식(4)와 식(5)를 식(3)에 대입하여 식(3)을 풀어 복사 에너지의 세기를 구하고

이를 식(2)에 대입하여 관경 방향 flux를 구한다.^{4), 5), 11)} 그리고 복사 에너지의 관벽에서의 반사는 무시한다.

흡수 계수 κ_λ 는 각각의 스펙트럼 선에 대한 흡수 계수 $\kappa_{\lambda m}$ 의 합으로 나타낸다.

$$\kappa_\lambda = \sum \kappa_{\lambda m} \quad (6)$$

이 흡수계수의 계산에는 방사 파장의 선퍼짐이 고려되어야 하는데 고압 아크 방전은 충돌 지배 플라즈마로 볼 수 있으므로 여기서는 충돌 선퍼짐을 적용하였다.

각각의 스펙트럼선에 대한 흡수 계수 $\kappa_{\lambda m}$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.⁴⁾

$$\kappa_{\lambda m} = 2\pi^2 r_0 f_{mn} n_0(T) [1 - \exp(-hc/\lambda kT)] L_{\lambda m}(T) \quad (7)$$

흡수계수는 주파수와 온도의 함수로 표시되며 이때 낮은 레벨의 원자 밀도는 볼츠만(Boltzmann) 공식으로부터 구할 수 있으며 진동자 강도는 각 천이 레벨 별로 주어진 데이터를 이용할 수가 있다.

정규화된 선분포 L 은 선 퍼짐의 종류와 국부적인 플라즈마 상태에 의하여 결정된다. 기체압력이 수기압인 고압 수은 방전의 경우 지연 선퍼짐과 도플러 선퍼짐은 거의 영향을 받지 아니하므로 무시할 수 있고 Stark선 퍼짐과 공진선 퍼짐은 Lorentzian 형태로 표현된다.⁴⁾

$$L_{\lambda m} = \frac{1}{\pi} \frac{\mu_m}{(1/\lambda_m - 1/\lambda)^2 + \mu_m^2} \quad (8)$$

최대치의 절반에서의 절반 선폭(line half-width) μ_m 은 다음과 같다.

$$\mu_m = \frac{\Gamma_0}{4\pi} \lambda_m f_{mn} n(T) \quad (9)$$

여기에서는 중성 수은 원자에 의한 공진선폭만을 고려하여 line shape를 나타내었다.

위의 식들을 계산하기 위해서는 $n_0(T)$ 와 $n(T)$ 의 값을 알아야 하는데 고압 방전 아크에서는 LTE가 성립하므로 Boltzmann분포와

Saha방정식을 이용하여 그 값을 구할 수가 있다.

위의 식들을 이용하여 각각의 스펙트럼 선에 대한 흡수계수를 구하여 이 계수들의 합을 각각의 파장 및 반경 방향 위치에서의 흡수 계수로 한다.

고압 방전 아크의 방사 에너지는 흡수계수를 이용하여 구한다. 이 경우 계산 시간이 상당히 많이 소요되는데 본 논문에서는 각 파장별로 흡수계수를 온도에 대한 회귀식으로 구하여 파일에 저장하여 이용함으로써 상당한 수준의 시간 단축을 실현하였다. 그림 2는 위에서 기술한 방법으로 구한 스펙트럼선의 강도이다.

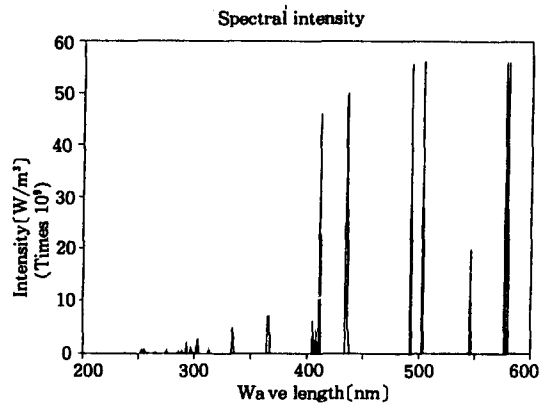


그림 2. 계산된 수은 공진선의 스펙트럼 강도
Fig.2. Calculated spectrum intensity

3. 모델 방정식의 구성

3.1 아크 모델의 전제 조건

본 연구에서 설정되는 아크 모델의 전제 조건은 다음과 같다.

(1) 양광주의 양끝의 공간 전하에 의한 효과는 무시하고 축 대칭 수직 점등 아크를 가정하여 방위각 방향의 radiation flux의 변화를 무시한다.

(2) LTE(local thermodynamic equilibrium)상

태를 가정한다.

이 가정에 의하여 아크 내부의 입자들의 밀도는 Saha 방정식과 Boltzmann 방정식으로부터 얻을 수 있고 이들을 균등한 온도로 취급함으로써 1개의 에너지 평형식을 쓸 수 있다.

(3) 관경 방향의 압력이 일정하다.

이는 매질 중에서의 음파의 속도가 매우 높아서 입력 에너지의 변화에 의한 압력의 변화를 방전관 내에 대단히 빨리 전달하기 때문이다.

(4) 방전관 벽의 열관성이 크므로 관벽 온도는 방전 아크의 변화에 관계없이 항상 일정(1000K)한 것으로 본다.

(5) 방전관 내의 기체는 이상 기체(Ideal Gas)로 보며, 방전관내의 봉입 물질들은 완전히 증발한다고 가정한다. 이것은 기체 상태 방정식과 gas loading식에서 부터 압력과 봉입물질의 밀도의 관계식을 유도하기 위해서 매우 중요하다.

(6) 자기장에 의한 효과는 무시한다.

(7) 아크는 정상 상태 동작으로 가정한다. 이렇게 함으로써 관벽에서의 아크의 온도를 일정하게 놓을 수가 있다.

3.2 모델 방정식

방전 아크를 나타내기 위해서는 국부적인 온도 $T(t, z, r)$, 관경방향 및 축방향의 기체속도 $v_r(t, z, r), v_z(t, z, r)$ 밀도 $\rho(t, z, r)$, 압력 $P(t, z)$, 전류 $I(t)$ 그리고 전계 $E(t, z)$ 등으로 구성되는 다섯개의 중요한 방정식이 있다. 그 방정식들은 다음과 같이 주어진다.

(1) 에너지 평형 방정식(energy balanced equation)

에너지 평형식은 봉입 기체 온도의 단위 체적당 변화율과 단위체적당 입출력 에너지의 변화의 관계를 나타낸다.

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \sigma E^2 - U_{rad} + \nabla \cdot (\kappa \nabla T)$$

$$- \rho C_p \vec{v} \cdot \nabla T + \frac{\partial P}{\partial t} \quad (14)$$

이 방정식의 오른쪽항은 차례로 저항가열, 복사손실, 열전도 손실, 대류 손실 및 단열 가열을 나타낸다.

(2) 연속방정식(continuity equation)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (15)$$

이 방정식은 국부적인 봉입 기체의 밀도와 속도의 발산과의 관계를 나타낸다.

(3) 축방향 운동량 방정식(axial momentum equation)

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\rho (\vec{v} \cdot \nabla) v_z - \frac{\partial P}{\partial z} - \rho g + \nabla \cdot (\eta \nabla v_z) \quad (16)$$

(4) 기체 상태 방정식

$$P = \rho R_{Hg} T \quad (17)$$

여기서 $R_{Hg} = \frac{K}{M_{Hg}} M_{Hg}$: 물(mole)당 수은 원자의 무게

$$m = \int_0^R \rho 2\pi r dr \quad (18)$$

$$M = \int_0^{z_{top}} m dz \quad (19)$$

(5) 오옴의 법칙(Ohm' law)

$$E = I / \int_0^R 2\pi r dr \quad (20)$$

(6) 회로 방정식

$$L \frac{dI}{dt} + R_L I + V_{lamp} = 1.414 V_s \sin(\omega t) \quad (21)$$

여기서 V_{lamp} 는 램프 전압으로 다음과 같이 나타내어 진다.

$$V_{lamp} = I / \int_0^{z_{top}} \int_0^R 2\pi r dr dz + \text{음극전압강하} \quad (22)$$

경계치 조건은 다음과 같다.

① 관벽(wall)에서의 경계 조건

$$T = T_{wall}$$
$$v_z = v_r = 0$$

② 아크 중심부($r=0$)에서의 경계조건

$$\frac{dT}{dr} \Big|_{(r=0)} = 0$$
$$\frac{dv_z}{dr} \Big|_{(r=0)} = 0$$
$$v_r = 0$$

③ 방전관의 양끝단($z=top, bottom$)에서의 경계조건

$$v_z = v_r = 0$$
$$T = T_{wall}$$

4. 모델의 계산 및 결과

4.1 모델 방정식의 계산

모델 방정식을 계산하기 위한 계수들 중에서 전가 전도도는 Morris와 Walker의 실험식을 이용하였으며¹⁴⁾ 열전도도, 정압 비열, 점성계수 등은 Svehla의 자료를 이용하였다.¹⁵⁾

초기치로써는 정상상태에서의 압력과 포물선 온도 분포를 취하여 입력하였으며 축방향 및 관경방향 대류속도와 초기 전류값은 0을 주었다. 그리고 식(15)부터 식(21)까지를 연립하여 계산하였다.

램프 전압이 계산에서 음극 전압 강하를 고려해 주어야 하는데 이는 Stormberg의 연구 결과를 인용하여 아크의 길이에 0.2를 곱한 값을 음극 바로 앞 구간에서의 전계에 곱하여 이를 음극 전압강하로 하였다.

또한 모델 방정식의 계산 가운데 편미분 방정식은 음적 차분법(Implicit Finite Difference Method)을 이용하여 해의 안정을 기하였다.

계산후 얻어지는 온도 분포를 초기치로 입력하였던 온도 분포와 비교하여 허용 오차보다 클 경우에는 계산에서 얻어진 플라즈마 파라메타들을 다시 초기치로 하여 계산 과정을 반복한다. 그리하여 허용 오차이내로 수렴할 때까

지 위의 계산 과정을 반복한다. 방사 에너지항의 계산에서 흡수계수를 각 파장별 온도 별로 회귀식을 세워 파일에 저장하여 사용하였다. 이 경우 기존의 방법보다 계산 속도 면에서 상당한 향상을 보여 주었다.

4.2 모델 방정식의 계산 결과

모델 방정식에 적용한 방전관의 제원은 방전관의 내관의 지름이 18[mm], 길이가 10[cm], 전극의 길이가 각각 1[cm]이고 봉입 수은의 무게는 60[mg]이다. 여기서 충전 기체인 아르곤의 영향은 무시하였다.

그리고 60[Hz] 교류점등시 시간 간격은 200, 축방향, 관경방향은 각각 20등분하여 계산하였다.

위의 계산에서 가장 계산시간이 오래 걸리는 항은 복사 손실을 계산하는 부분인데 여기서는 흡수계수를 각 파장 별로 온도에 대한 4차 다항식으로 회귀시켜 파일에 저장하여 사용하였다. 그 결과 계산 속도가 매우 향상되었다. 이차 편미분 방정식을 풀기 위해서는 해의 안정성 때문에 시간 간격을 매우 크게 잡아야 한다. 그러나 아무리 크게 잡는다 할지라도 계산상의 불안정성은 남아있게 되어 계산도중에 온도 값이 7000[K]를 넘어 발산해버리거나 소멸해 버리게 된다. 이 문제점을 해결하기 위하여 초기치를 고정 시킨 상태에서 계산을 몇번 반복해서 수행한다. 이 경우 각 구간 마다 어느 정도의 해의 수렴이 이루어 지므로 전체적인 불안정성을 제거 시킬수가 있다. 계산 결과 6번 반복할 경우 전체 계산이 안정하게 이루어졌다.

이 방법은 이차 연립 편미방을 푸는데 아주 효과적인 방법으로써 60[Hz]의 경우 시간 구간이 200단계만으로도 1×10^{-3} 의 수렴도를 얻을 수가 있었다.

본 논문에서 제시한 모델 방정식을 계산하여 얻은 램프 전압 전류값과 실험에 의한 측정치와의 비교가 표 4.1에 나타나 있다.

표 4.1. 램프 전압, 전류의 계산값 및 측정치의 실효치

(전원 전압 280[V], 60[Hz], 400[W]고압 수은등

구 분	계산값	측정치	오 차
램프 전압[V]	145.41	140.89	3.21%
램프 전류[A]	2.878	2.912	1.19%

측정에 사용된 램프는 400[W] 고압 수은 램프이고 그 규격은 모델링에 사용한 램프와 동일하다. 점등회로는 유도계수가 18.9[mH]이고 저항값이 11.4[Ω]인 코일과 저항값이 24.3[Ω]인 저항을 직렬로 연결하여 구성하였다.

그림 3과 그림 4는 램프 전압, 램프 전류의 계산값과 측정값을 시간의 함수로 나타낸 것이다. 그리고 그림 5는 아크 중심부의 온도 분포를 시간의 함수로 나타낸 것인데 입력 에너지가 최대인 점에서 전극부의 온도와 양광주 중간 부분의 온도의 차이가 심하게 나는 것을 볼 수가 있다. 이는 전극 손실의 영향으로 전극부의 온도가 상승한 것으로 생각된다. 즉, 아크는 손실된 에너지 만큼 보충하여 평형을 이루게 되므로 아크 중심부에서는 온도가 높아지게 된다. 왜냐하면 아크는 주로 아크 중심부의 에너지가 대류, 전도, 복사에 의해서 아크 주변부로 이동하여 이들 손실과의 평형점에서 온도가 결정되어지게 된다. 그러므로 전극부근에서는 전극 손실에 의한 에너지만큼 아크의 온도는 높아지게 된다. 그림 6과 그림 7은 입력 전류가 최대, 최소일때의 관경 방향 온도 분포를 나타낸다. 그림 6을 보면 입력 에너지가 최대일때 하부전극 부근의 아크는 4600[K]부근에서 나타나는 것을 알 수가 있다. 즉 스펙트럼의 복사 강도는 여기된 원자의 밀도에 비례하고 여기 원자의 밀도는 온도와 관계가 있으므로 4000[K] 이하에서는 여기 원자의 밀도가 극히 적다고 하면 아크는 수축을 하게 된다.²⁾

그림 8, 그림 9는 축방향 온도 분포를 나타낸 것이다. 그림 8에서 보면 하부 전극부(z=1.5cm)의 온도상승을 뚜렷이 알 수가 있다.

그리고 상부 전극에서도 온도 상승이 관찰되는데 이는 축방향 대류로 인한 온도 상승으로 사료된다. 그림 9에서 보면 입력에너지가 최소화될 때는 전극부근의 온도 상승이 거의 없는데 이는 전극 손실로 인한 에너지를 아크 중심부에서 보충하지 못하는 것으로 생각된다.

관벽 안정화 아크에서는 관벽 온도가 일정하므로 대류로 인해 하부 전극부로 유입되어 들어오는 기체 입자의 온도는 일정하다. 그러므로 하부 전극 손실은 시간 및 방전관의 길이에 대하여 무관한 특성을 지닌다. 입력 에너지가 충분히 큰 경우에는 아크는 이 손실을 충분히 보상하고 평형을 찾게된다. 그러나 입력 에너지가 충분하지 않을 때는 평형점을 찾지 못하고 아크는 불안정해진다. 그러므로 전극 손실이 상대적으로 큰 아크 방전일 경우에는 전극 손실에 의한 아크의 불안정성도 고려되어야 한다고 생각된다. 또한 아크의 길이가 짧아지면 전체 에너지 손실에 비해 전극 손실이 차지하는 부분이 상대적으로 커진다. 그러므로 전극 손실이 전체 에너지 평형에 미치는 영향이 증가한다고 추론할 수 있다.

그림 10은 축 방향 대류 속도의 관경 방향 분포이며 그림 1의 Elenbaas의 결과와 잘 일치하고 있다. 그림 11은 축방향 대류 속도의 축방향 분포이며 상부 전극부의 대류 속도가 하부 전극부의 대류속도 보다 크다. 이는 상부 전극부에서는 밀도가 낮아지는데 기인한다고 생각되어진다.

5. 결 론

본 논문은 시변 특성과 축방향 대류를 고려한 고압 아크 방전 모델을 제안하였으며 타당성을 실험 데이터와 비교하여 검증하였다. 그리고 이 모델을 이용하여 고압 아크 방전에서 축방향대류가 아크 특성에 미치는 영향에 대하여 고찰하였다.

고압 아크 방전에 있어서 축 방향 대류는 전

극 손실을 발생시키며 그 결과 하부 전극 부근의 온도 상승을 야기시킨다. 그리고 전극 부근에서 아크를 수축시킨다. 이 전극 손실은 방전관의 길이와 시간에 대하여 무관하므로 결과적으로 저전력 콤팩트 광원일수록 그 영향이 커

지게된다. 그리고 고압 아크 방전에서 축방향 대류는 에너지를 윗 방향으로 전달하는 역할 뿐만아니라 아크의 안정화에도 영향을 미친다고 사료된다.

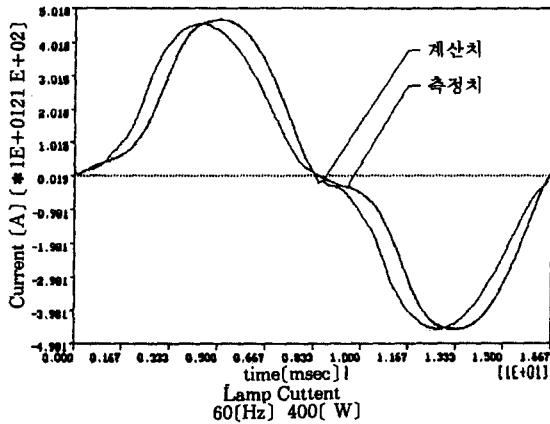


그림 3. 램프 전류 곡선의 계산값과 측정치
Fig. 3. Calculated and measured value of lamp current

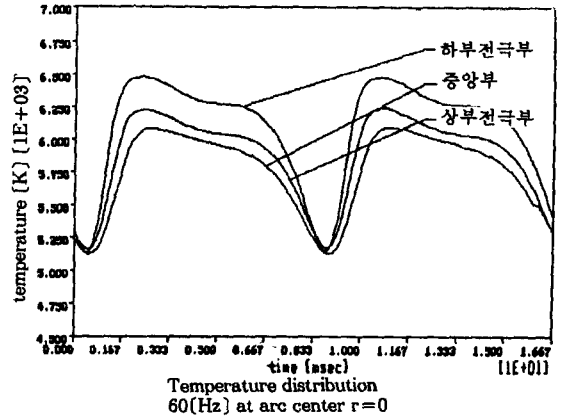


그림 5. 아크 중심부 온도의 시간에 따른 분포
Fig. 5. Temperature profile by varying time at arc center

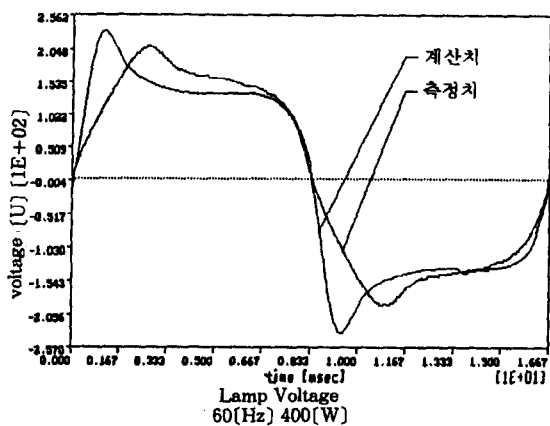


그림 4. 램프 전압 곡선의 계산값과 측정치
Fig. 4. Calculated and measured value of lamp voltage

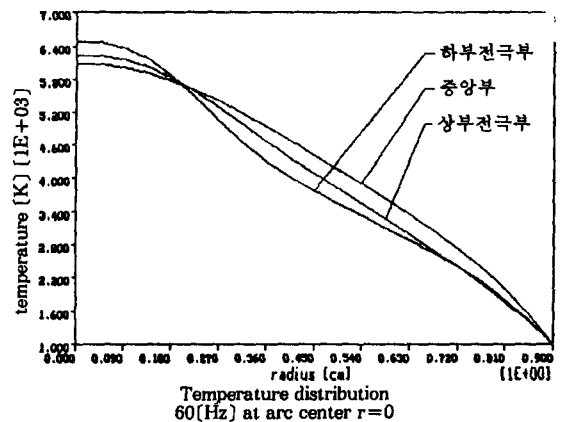


그림 6. 입력 에너지의 최대에서의 아크 온도의 관경 방향 분포
Fig. 6. Radial temperature profile of arc at maximum energy input

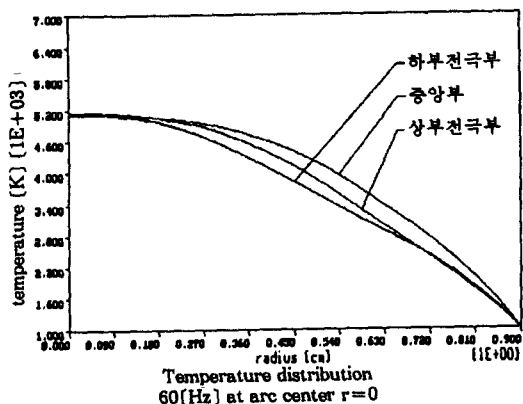


그림 7. 입력 에너지의 최소에서의 아크 온도의 경 방향 분포

Fig. 7. Radial temperature profile of arc at minimum energy input

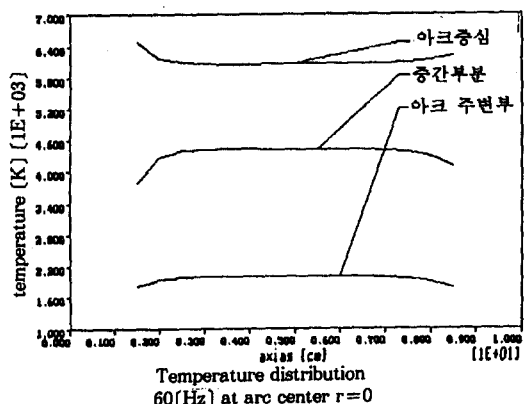


그림 8. 입력 에너지의 최대에서의 아크 온도의 축 방향 분포

Fig. 8. Axial temperature profile of arc at maximum energy input

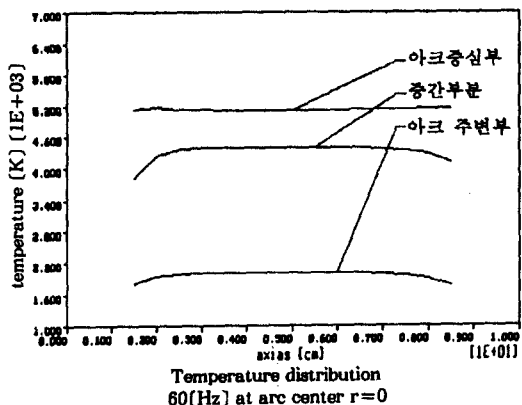


그림 9. 입력 에너지의 최소에서의 아크 온도의 축 방향 분포

Fig. 9. Axial temperature profile of arc at minimum energy input

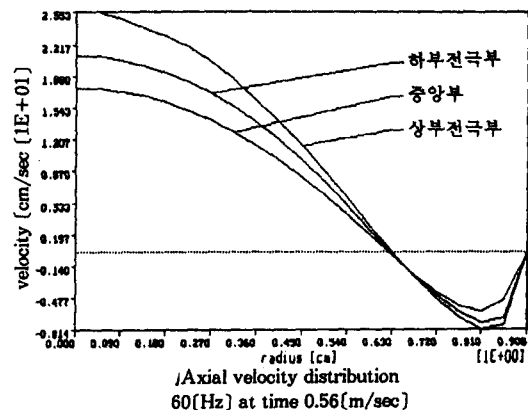


그림 10. 축 방향 대류 속도의 경 방향 분포

Fig. 10. radial distribution of axial convection velocity

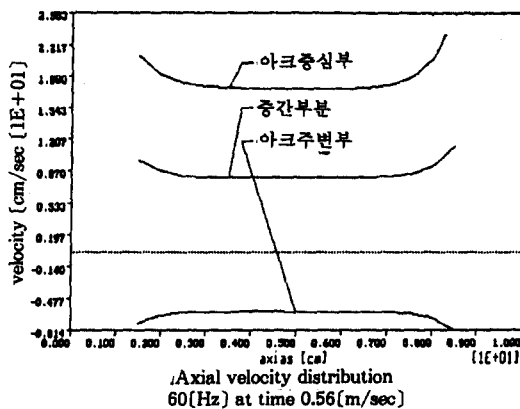


그림 11. 축 방향 대류 속도의 축방향 분포

Fig. 11. Axial distribution of axial convection velocity

기 호 설 명

- T : 아크의 온도
- T_{wall} : 관벽에서의 온도
- P : 봉입 기체의 압력
- u_r : 관경 방향의 대류 속도

u_z : 축 방향의 대류 속도
 I : 램프 전류
 E : 아크의 전계의 세기
 U_{rad} : 총 복사 에너지 손실
 R : 기체 상수(gas constant)
 R_w : 방전관의 내측 반경
 ρ : 봉입 기체의 밀도
 m : 단위 길이당 봉입 기체의 무게
 M : 봉입 기체의 총 질량
 C_p : 정압비열(specific heat)
 κ : 열 전도도(thermal conductivity)
 σ : 전기 전도도(electrical conductivity)
 r_o : 고전적인 전자 반지름(classical electron radius)
 f_{mn} : 진동자 강도(oscillator strength)
 n_o : 기저 상태에 있는 원자의 갯수 밀도
 L : 정규화된 선분포(line profile)
 n : 원자의 갯수 밀도

참 고 문 헌

- 1) 지철근, 전기응용, 문운당, 1988.
- 2) W. Elenbaas, Light Source, Macmillan, 1972, pp. 125~171.
- 3) L. D. Landau, E.M.Lifshitz, Fluid Mechanics, Maxwell, 1987, pp. 44~48.
- 4) H. P. Stormberg, R. Schafer, "Time-dependent behavior of high-pressure mercury discharges", J. Appl. Phys., Vol. 54, No. 8, p. 4338, 1983.
- 5) J. T. Dakin, T. H. Rautenberg, Jr, "Frequency

dependence of the pulsed high-pressure sodium arc", J. Appl. Phys., Vol. 52, No. 2, p. 716, 1981.

- 6) C.L.Chalek, R. E. Kinsinger, "A theoretical investigation of the pulsed high-pressure sodium arc," J. Appl. Phys., Vol. 52, No. 2, p. 716, 1981.
- 7) J. T. Darkin, R. P. Gilliard, J. Appl. Phys., Vol. 62, No. 1, p. 79, 1987.
- 8) J. J. Lowke, "Calculated properties of vertical arcs stabilized by natural convection", J. Appl. Phys., Vol. 62, No. 1, p. 79, 1987.
- 9) J. J. Lowke, R. J. Zollweg, R. W. Liebermann, "Theoretical description of ac arcs in mercury and argon", J. Appl. Phys., Vol. 46, No. 2, p. 650, 1975.
- 10) R. Schafer, H. P. Stormberg, "Time-dependent behavior of the contraction regions of high-pressure mercury arcs", J. Appl. Phys., Vol. 57, No. 7, p. 2512, 1985.
- 11) R. J. Zollweg, "Convection in vertical high-pressure mercury arcs", J. Appl. Phys., Vol. 49, No. 3, p. 1077, 1978.
- 12) H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, pp. 169~pp. 176, 1964.
- 13) J. T. Darkin, T. H. Rautenberg, Jr, E. M. Goldfield, "Anatomy of a vertical metal halide discharge", J. Appl. Phys., Vol. 66, No. 9, p. 4074, 1989.
- 14) J. C. Morris, J. H. Walker, "Electron-neutral transport cross section of mercury", J. Appl. Phys., Vol. 44, No. 10, p. 4558, 1973.
- 15) R. A. Svehla, NASA Technical Report R-132, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., 1962.
- 16) E. R. Mosburg, Jr, M. D. Wilke, "Some New Transition Probabilities for Mercury I", J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., Vol. 19, p. 69, 1978.
- 17) 김 훈, "에너지 평형식을 이용한 고광도 방전 등의 교류 특성 해석에 관한 연구", 서울대학교 박사 학위 논문, pp. 40~pp. 49, 1987.