

## 펄스 플라즈마 제트내에 있는 구리원자의 발광 스펙트럼 정밀 보정

김종욱<sup>†</sup>

성균관대학교 플라즈마응용 표면기술연구센터(CAPST)  
Ⓣ 440-746 경기도 수원시 장안구 천천동 300번지

고동섭

목원대학교 물리학과  
Ⓣ 302-729 대전광역시 서구 도안동 800번지

오승목

한국기계연구원 열유체환경연구부  
Ⓣ 305-343 대전광역시 유성구 장동 171번지  
(2001년 1월 29일 받음, 2001년 4월 10일 수정본 받음)

본 연구는 고온 고압의 전열(electrothermal) 플라즈마내에 존재하는 구리원자의 발광 스펙트럼을 정량적으로 분석하는 방법에 대해 논하였다. 플라즈마는 플라즈마 발생장치내에 설치되어 있는 모세관 양단의 두개의 전극이 방전함으로써 발생하며 고속으로 대기를 향해 전파해 나간다. 플라즈마의 특성을 분석하기 위해서는 플라즈마의 여기온도나 전자밀도와 같은 물리량의 측정이 필요하다. 그러나 여기온도나 전자밀도와 직접적으로 관련이 있는 발광 스펙트럼은, 분광시스템의 파장에 따른 서로 다른 응답 특성 때문에 왜곡되어질 수 있다. 따라서 본 연구에서는 펄스 플라즈마 제트로부터 얻은 구리원자의 발광 스펙트럼을 정밀하게 보정하는 방법을 제시하였다.

분류코드 : SP010.

### I. 서 론

최근에 플라즈마 방사는 rocket의 추진 장치, 전열화학포(electrothermal-chemical gun), 그리고 초음파 질량 가속(hypersonic mass acceleration) 기술 분야에서, 추진제(propellant) 물질들의 연소 효율을 제어하거나 또는 증진시키는 방법으로써 제안되어 왔다.<sup>[1-3]</sup> 전열화학포 추진은 플라즈마를 발생시키는 펄스전원장치를 사용하는데, 이때 발생하는 플라즈마는 화학물질로 이루어진 추진제에 분사되어 전열포의 성능을 향상시키거나 전열포의 제어 시스템을 증진시킨다. 전열화학포에 있어서, 고체 추진제의 연소는 플라즈마에 의해 시작되고, 전열포의 탄약실에 직접 플라즈마가 분사되기 때문에 총 에너지가 증가하게 된다.<sup>[4]</sup>

그러나 많은 연구에도 불구하고 플라즈마와 추진제 표면 사이에서 발생하는 에너지의 전달 구조에 대한 근본적인 원리는 잘 밝혀지지 않고 있다.<sup>[5]</sup> 방사된 플라즈마의 특성을 이해하기 위하여, 플라즈마의 압력, 여기온도(excitation temperature), 그리고 플라즈마내에 존재하는 전자밀도(electron density)와 같은 근본적인 물리량들의 측정이 필요하다. 일련의 연구자들에 의해 플라즈마 발생장치의 포구 섬광이나 혹은 in-bore 측정으로부터 얻어진 결과들이 발표되었다.<sup>[6]</sup> 그러나 이와 같은 장치를 사용하는 경우, 순간적으로 발생하는 플라즈마의 높은 압

력이나 전자밀도 때문에 여기온도와 전자밀도를 측정하는 것이 사실상 쉽지가 않다.

반면에 비접촉 실시간 측정이 가능하며, 발광분광학과 같은 광학적 분광학 방법들이 실험실 플라즈마의 변수들을 결정하는데 더 유용하다. 플라즈마의 여기온도를 측정하기 위하여 일반적으로 구리원자의 발광 스펙트럼 휘선이 사용된다. 그러나 플라즈마의 여기온도나 전자밀도와 직접 관련이 있는 발광 스펙트럼의 휘선은 분광장치의 응답특성이 파장에 따라 상이하기 때문에 데이터가 왜곡될 수 있다. 그러므로 본 연구에서는 모세관의 한쪽 끝으로부터 대기 속으로 전파해 나가는 고온 고압의 펄스 플라즈마 제트로부터 얻어진 구리원자의 발광 스펙트럼을 정밀하게 보정하는 방법을 제안하고자 한다. 특히 실험실 플라즈마 발생장치로부터 발생하는 고온 고압의 전열(electrothermal) 플라즈마의 스펙트럼을 정량적으로 분석하였으며, 분광학 시스템의 상대적인 스펙트럼 응답특성에 대한 오차를 제거하기 위한 상세한 방법을 논의하였다. 또한 CCD 검출기(512-pixel)의 정렬다이오드 양 끝단 영역에서 발생하는 스펙트럼 강도의 심한 유출(spillage)로 인한 오차를 보정하는 방법에 대해서도 논하였다.

### II. 실험 및 결과 분석

#### 2.1. 플라즈마의 여기온도

플라즈마의 여기온도를 측정하기 위하여 주로 “two-line

<sup>†</sup>E-mail: jukim@nature.skku.ac.kr

표 1. 구리원자의 분광학적 매개변수<sup>[19]</sup>

$\lambda$ (nm)	$A (\times 10^8 \text{ s}^{-1})$	$G_u$	$E_u$ (eV)
510.554	0.020	4	3.82
515.324	0.60	4	6.19
521.820	0.75	6	6.19
529.250	0.109	4	7.74
570.020	0.0024	4	3.82
578.213	0.0165	2	3.79

method<sup>[7-9]</sup>나 혹은 “Boltzmann plot method<sup>[10-13]</sup>를 사용한 다. “Boltzmann plot method”에서는 측정하고자 하는 원자의 상대적인 스펙트럼을 계측하면 여기온도  $T_{exc}$ 는 다음과 같은 식으로 산출할 수 있다.

$$\ln\left(\frac{I\lambda}{AG_u}\right) = B - \frac{E_u}{kT_{exc}} \quad (1)$$

여기서  $I$ 는 스펙트럼 휘선의 상대강도이며,  $\lambda$ 는 파장,  $A$ 는 자연방출율,  $G_u$ 는 들뜬상태의 축퇴도(degeneracy),  $B$ 는 상수,  $E_u$ 는 들뜬상태의 에너지이며,<sup>[14-15]</sup> 그리고  $k$ 는 Boltzmann 상수이다. 일반적으로 낮은 온도의 밀한 플라즈마에서 방사되는 뚜렷한 원자 전이선에 대해서는 “Lorentzian line shape” 분석 방법이 사용될 수 있으며, 이때 스펙트럼 휘선의 폭은 전하를 띤 원자들 사이의 간섭현상 때문에 발생하는 충돌선폭확대에 의해서 주로 결정된다.<sup>[16-18]</sup> 따라서 측정하고자 하는 원자의 발광 스펙트럼의 상대적인 강도를 측정하면 식 (1)로부터 플라즈마의 여기온도를 측정할 수 있다.

시스템의 장치 선폭확대(instrumental broadening)를 측정하기 위하여 표준램프를 이용하였다. 표준램프에서 발생하는 락스펙트럼들의 각 선폭은 본질적으로 좁기 때문에 계측된 선폭은 시스템의 장치 선폭확대를 의미한다. 본 연구에서 사용한 측정장비의 고유한 장치 선폭확대는 FWHM이 0.62 nm로 산출되었다. 이 값을 실험적으로 계측한 원자의 스펙트럼 선폭에서 각각 빼주었다. 본 연구에서는 실험실 플라즈마 장치에서 발생하는 고온 고압의 플라즈마 여기온도를 측정하기 위하여, 구리원자의 발광 스펙트럼중에서 그 세기가 강한 5개의 휘선을 사용하였으며, 그 광학적 특성을 표 1에 정리하였다.

**2.2. 펄스 플라즈마 공급원의 설계 및 작동**

펄스 플라즈마 제트 장치의 설계 및 동작 특성에 대한 내용은 Kohel 등<sup>[6]</sup>이 발표한 논문에서 잘 묘사되어 있기 때문에, 여기서는 중요한 사항만 간략히 정리하고자 한다. 먼저 펄스형 성장장치(Pulse Forming Network)로부터 격발신호를 받게되면 3.1 kJ의 전기에너지가 Lexan(Polycarbonate,  $C_6H_{14}O_3$ )으로 만들어진 모세관 안에서 방전되어 플라즈마가 형성된다. 이때 전기에너지는 251  $\mu\text{F}$  용량의 축전기에 저장되어 있으며, 이 축전기의 최대 내압은 5 kV이다.

Lexan으로 이루어진 모세관과 펄스 플라즈마 발생장치는 그림 1과 같다. 플라즈마 공급원으로 사용되는 모세관의 지름과 길이는 각각 3 mm, 30 mm이며 그림 1에 표시된 바와 같이 한쪽 끝만 열려 있다. 고온의 플라즈마에 충분히 견디게 하기

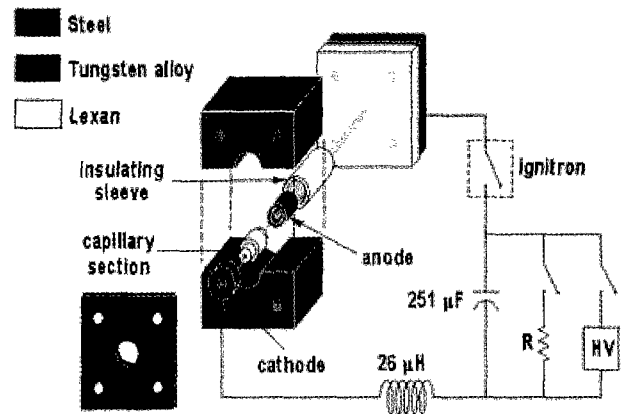


그림 1. 펄스 플라즈마 발생장치 개략도.

위하여, 30%의 구리와 70%의 텅스텐으로 조성된 합금인 Zirconium을 두 전극으로 사용하였다. 도화선으로 사용하는 가느다란 알루미늄 퓨즈선(직경 64  $\mu\text{m}$ )은 모세관 양단에 있는 두 전극 사이에 삽입하였다. 이 도화선에 의해 플라즈마 방전을 일으키며, 이때 발생한 고온 고압의 플라즈마로 인하여 모세관 표면으로부터 물질이 박리되고, 동시에 이온화가 유도되어 주요 플라즈마원으로 작용한다.

이 플라즈마원은 모세관의 열려진 한쪽 끝으로 급격히 팽창되어 대기압하에서 펄스모양의 플라즈마 제트를 형성하게 된다. 3.1 kJ의 전기에너지 방출에 의해 발생한 플라즈마 제트의 최대 전류는 4.6 kA로 측정되었으며, 그 지속시간은 약 250  $\mu\text{s}$ 이었다. 그림 2는 실험실 플라즈마 발생장치로부터 분출하는 고온 고압의 펄스 플라즈마 제트의 한 예를 보여주고 있다. 플라즈마 내부의 밝은 빛은 플라즈마가 고온의 온도를 가지고

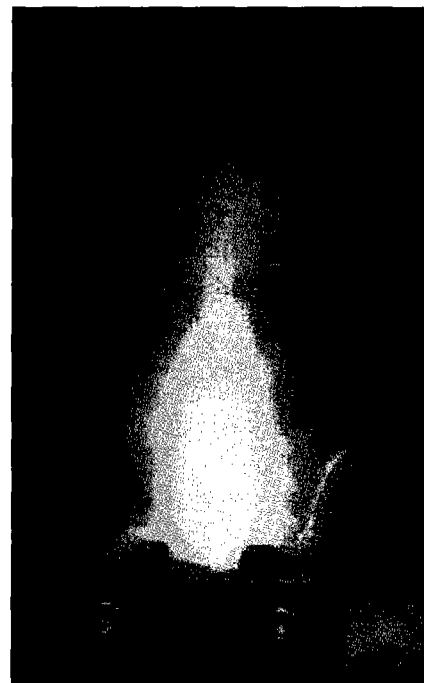


그림 2. 펄스 플라즈마 발생장치로부터 발생하는 고온 고압의 펄스 플라즈마 제트.

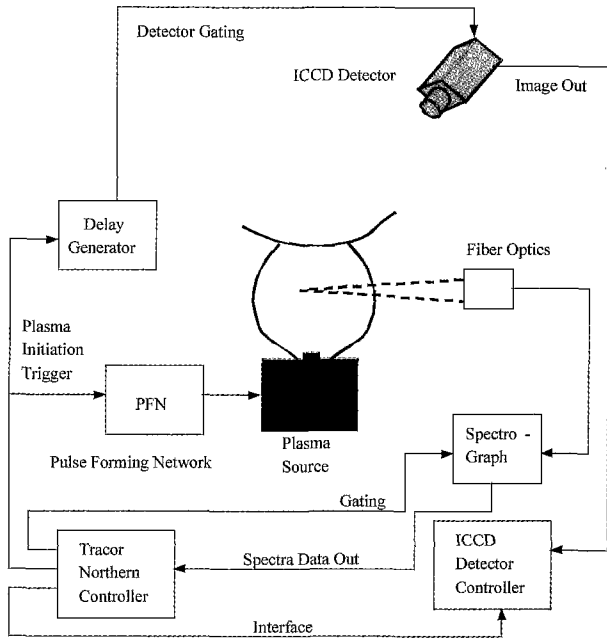


그림 3. 펄스 플라즈마 제트의 분광학적 특성을 조사하기 위한 실험장치의 개략도.

분출되고 있음을 간접적으로 시사하고 있다.

### 2.3. 규격화 요소의 산출

실험실 플라즈마 제트의 분광학적인 특성을 조사하기 위한 실험장치를 그림 3에 나타내었다. 이 계측 장치는 공간 및 시간 분해능이 우수한 optical multichannel analyzer(Tracor-Northern, TN-6143), 512-pixel의 선형 CCD(charge coupled device), 1/4 m 분광계(Spex 1681C)로 구성되어 있다. 절대파장(absolute wavelength)과 분광장비의 시스템 선확대율을 측정하기 위하여 Ne이나 Hg 같은 표준램프를 이용하여 분광계를 보정하였다. 계측 시스템의 파장에 따른 응답특성을 조사하기 위하여 텅스텐 필라멘트 표준램프(SR-61)를 사용하였다. 표준램프는 35 A로 동작시켰다.

표준램프로부터 발산되는 조도가 강하기 때문에 선형 CCD 검출기의 증폭 이득을 최소화하였으며, CCD 검출기의 게이트 폭(gate width)을 1  $\mu$ s, 분광계의 슬릿폭을 100  $\mu$ m로 고정하였다. 또한 CCD 검출기가 포화되지 않도록 ND=300인 흡광 필터를 사용하였다. 계측하고자 하는 광원의 빛은 광섬유를 사용하여 분광계로 전달하였다. 미세이송장치에 광섬유를 부착하여 플라즈마내에서 위치에 따른 계측이 용이하도록 하였다. 이때 공간 분해능은  $0.86 \pm 0.03$  mm이었다.

분광계의 스펙트럼 응답특성을 조사하기 위하여, 분광계의 파장 계측 구간인 280~800 nm 사이에서 표준램프의 스펙트럼을 측정하였다. 이때 파장대에 따라 5종류의 회절격자를 교환하면서 측정하였다. 그림 4에 나타난 바와 같이 측정된 스펙트럼들이 왜곡되어 있음을 알 수 있으며, 특히 CCD 검출기의 양 끝단에서는 스펙트럼의 왜곡이 더욱 심하게 나타난다. 이러한 현상은 특히 500 nm와 700 nm 사이에서 현저하게 나타나고 있다. 이것은 CCD 검출기의 양 끝단 영역에서 전기적

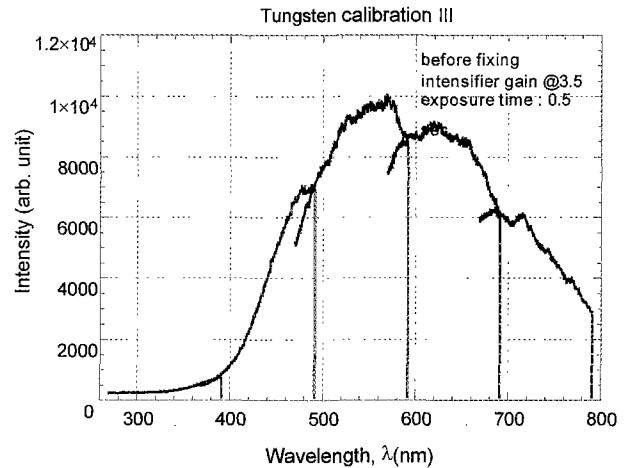


그림 4. 파장에 따른 텅스텐 필라멘트 표준램프(SR-61)의 발광스펙트럼.

유출이 발생하였기 때문인 것으로 생각되며, 양자효율이 높은 파장영역에서 그 효과가 크게 나타나는 것으로 이해하고 있으나, 그 구조적 해석을 위한 연구는 더 필요하다.

결과적으로는 선형 CCD 검출기의 양단에서는 계측한 빛의 세기가 실제 값과 상이하게 된다. 이를 보정하기 위해서 분광계의 회절격자를 회전시키면서 다이오드 정렬기 전 구간에 걸쳐서 표준램프로부터 방사되는 3개의 대표적인 스펙트럼 휘선을 사용하였다. 즉, Hg의 253.7 nm는 자외선 영역에서의 CCD의 응답 특성을, Hg의 546.1 nm는 가시광선 영역의 응답 특성을, 그리고 Ne의 659.9 nm는 가시광선~적외선 영역에서의 CCD 응답특성을 조사하기 위해 사용하였다.

그림 5는 Hg 표준램프에서 방출되는 스펙트럼을 보여주고 있다. 중심파장( $\lambda_c$ )은 546.1 nm이고, 반 띠평(half-bandwidth)은  $\Delta\lambda=2.39$  nm이다. 본 실험에서는  $\lambda_c-\Delta\lambda$ 와  $\lambda_c+\Delta\lambda$  사이에서 면적 적분을 하였으며, 이 값을 보정의 기준치로 사용하였다. 일반적으로 발광 스펙트럼의 휘선은 Lorentz 형으로 잘 표현되지만, 본 실험에서 측정된 스펙트럼의 모양은 Lorentz 형도 아니고 Gauss 형도 아니었다. 따라서 본 실험에서는 측정된 스펙트럼의 휘선을 보간(interpolation)하여 가장 좋은 근사값

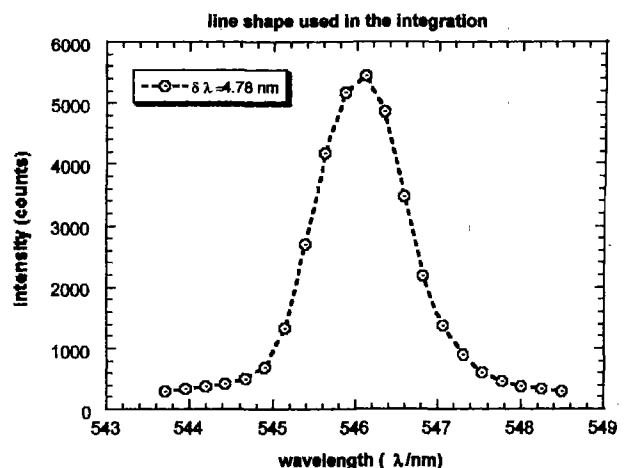


그림 5. 보정램프 Hg-546.1 nm에서 방출되는 스펙트럼.

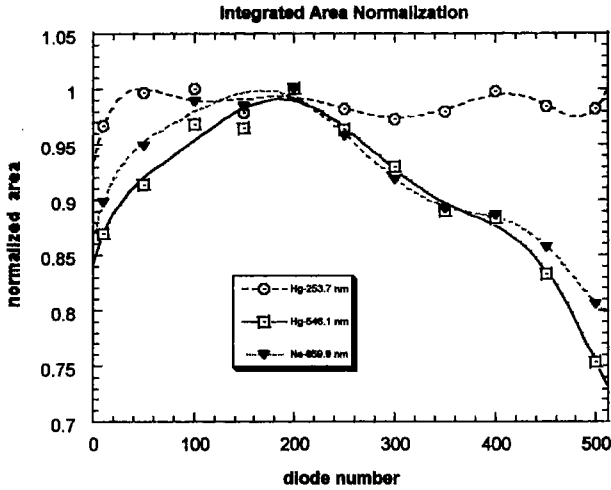


그림 6. 분광계의 선형정렬 CCD 검출기의 다이오드 번호에 따른 각 파장별로 규격화된 면적. Hg-253.7 nm(○), Hg-546.1 nm(□), Ne-659.9 nm(▼)는 측정 데이터이며 선들은 각각 맞춤곡선이다.

을 갖도록 수치분(numerical integration)을 실행하였다. 전술한 3개의 대표적인 스펙트럼의 회선을 이용하여 측정된 값들은 최대값으로 규격화하였으며 그 결과를 그림 6에 정리하였다. 여기서 기호는 측정값을 나타내며, 각 선들은 다항식을 사용한 곡선마춤의 결과를 나타내고 있다. 여기서 각 측정값들은 각각 5번의 측정 결과를 평균하여 제시하였다. 그림 6에 나타난 바와 같이 규격화된 최대 면적은 선형 CCD 검출기의 200번째 화소에서 관측되었다. 자외선을 대표하는 Hg(253.7 nm)의 경우에는 측정값들이 명백하게 CCD 검출기의 전구간에 걸쳐서 일정하게 나타남을 알 수 있었으며 이것은 선형 CCD 검출기의 화소가 자외선에 대해서는 특별한 의존성이 있지 않음을 나타내고 있다.

그러나 가시광선영역과 적외선영역에서는 측정값들이 선형 CCD 검출기의 양 끝단에서 심하게 변하고 있음을 알 수 있다. 예를들면 CCD 검출기의 전반부에 해당하는 20번째 화소에서는 측정값이 최대치와 15%의 차이를 보이고 있으며, 후반부에 해당하는 500번째 화소에서는 25%의 차이를 보여주고 있다. 따라서 서로 다른 상대적 광학적 응답 특성을 가지고 있는 CCD 검출기로부터 얻은 텅스텐 램프의 발광 스펙트럼을 보정하기 위하여, 다음과 같은 규격화 요소(normalization factor)  $F$ 를 사용하였다.

$$F = \frac{A_j}{A_m} \quad (2)$$

여기서  $A_m$ 은 최대 적분면적값이며,  $A_j$ 는 임의의 화소에서의 적분면적값이다. 이제 보정된 스펙트럼  $S_f^c$ 는 다음과 같다.

$$S_f^c(\lambda) = \frac{S_f^r(\lambda)}{F} \quad (3)$$

여기서  $S_f^r$ 은 실제 계측한 스펙트럼이다.

2.4. 최종 보정 요소의 산출

식 (3)을 이용하여 수정한 텅스텐 필라멘트 램프의 발광 스펙트럼을 그림 7에서 굵은 곡선으로 나타내었다. 여기서 400 nm 이하의 영역에서는 Hg(253.7 nm)의 규격화 요소로 보정하였으며, 400~700 nm 사이에서는 Hg(546.1 nm)의 규격화 요소로 보정하였다. 그리고 700 nm 이상의 영역에서는 Ne(659.9 nm) 규격화 요소로 보정하였다. 그림 7의 점선은 이 스펙트럼에 대해 다항식으로 곡선마춤을 한 결과이다.

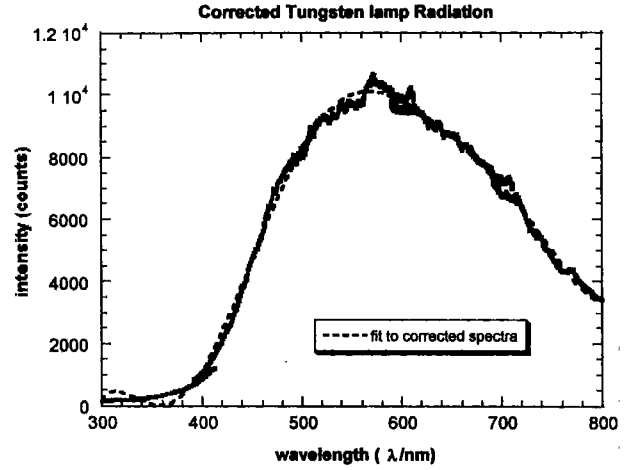


그림 7. 보정된 텅스텐 필라멘트 표준램프(SR-61)의 발광스펙트럼. 굵은 선은 측정된 데이터이며 점선은 맞춤곡선이다.

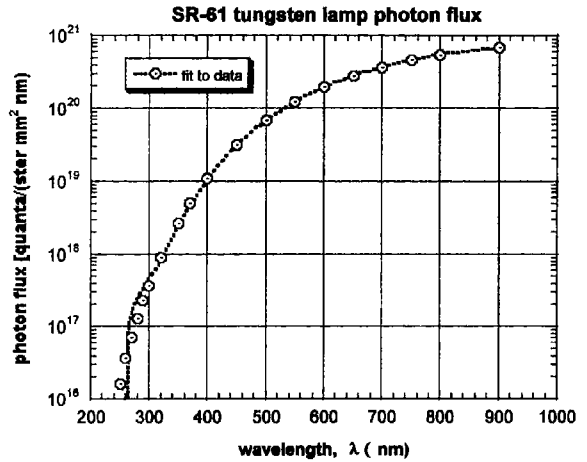


그림 8. 텅스텐 필라멘트 표준램프의 광속 밀도.

본 계측 시스템의 최종적인 보정요소를 산출하기 위해, 통상적인 절차에 따라, 텅스텐 램프(SR-61)의 파장에 따른 복사량(irradiance)를 측정하여 그림 8에 정리하였다. 이 데이터와 그림 7의 결과로부터 최종적인 보정요소를 구하여 그림 9에 나타내었다. 이 보정요소는 계측 시스템의 계측효율로써 표현된다. 자외선 영역에서는 계측한 세기가 매우 낮아, 계측효율의 불확정도가 크기 때문에 400~800 nm 영역에서의 계측효율만을 구하여 정리하였다. 파장이 450~800 nm 사이에서 파장이 증가함에 따라 효율이 감소하며, 450 nm와 800 nm의 효율을 비교하였을 때, 그 비는 약 15.5이었다.

2.5. 구리원자 발광스펙트럼의 수정

실험실 플라즈마 발생장치로부터 방사되는 플라즈마의 여기

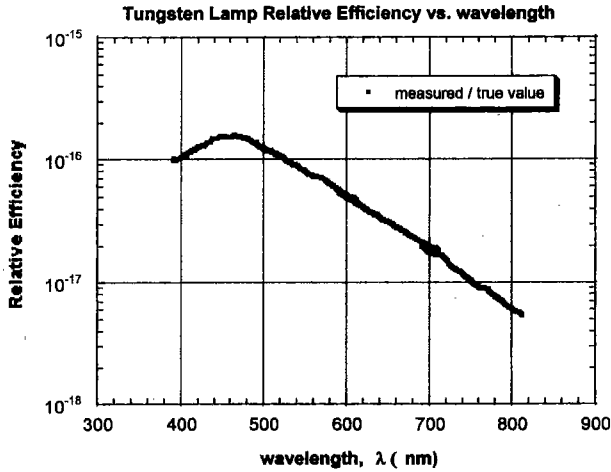


그림 9. 텅스텐 필라멘트 표준램프의 파장에 따른 상대적인 효율.

온도를 측정하기 위하여 본 연구에서는 분광학적으로 뚜렷하게 구별되는 Cu(I) 원자의 발광스펙트럼 선들을 사용하였으며 광섬유와 분광계의 CCD 검출기를 이용하여 플라즈마 제트의 발광 스펙트럼을 465 nm와 585 nm 사이에서 관측하였다. 구리원자들은 플라즈마 발생장치를 구성하고 있는 모세관의 양 끝단에 설치되어 있는 두 전극에서 아크 방전에 의해 생성되며, 수만 도의 고온에 의해 이온화 또는 열적 들뜬상태에 있게 된다. 따라서 구리원자의 발광스펙트럼은 열적 들뜬상태에 있는 이들 원자로부터 발생하게 된다.

실험실 플라즈마 발생장치로부터 발생하는 고온 고압의 펄스형태의 플라즈마 제트의 한 예가 그림 2에 나타나 있으며 그림에서 보는 바와 같이 플라즈마 내부의 밝은 빛의 세기는 이 플라즈마가 고온의 온도를 가지고 분출되고 있음을 간접적으로 시사하고 있다. 실제 측정된 스펙트럼과 함께, 그림 9의 상대효율보정값으로 보정한 스펙트럼을 그림 10에 각각 나타내었다. 열적으로 들뜬상태에 있는 구리원자에서 방출된 스펙

트럼의 봉우리 파장은 각각 510.6, 515.3, 521.8, 529.3, 570.0, 그리고 578.2 nm에 위치하고 있다. 한편 보정후 배경잡음의 세기가 비교적 일정하게 나타나고 있어서, 본 보정 방법이 효용성이 있음을 알 수 있다.

보정된 스펙트럼(A)과 비교해 볼 때, 약 540 nm 이하에서는 보정되지 않은 스펙트럼(B)의 세기가 강한 것으로 측정되었으며, 이와는 반대로 그 이상의 파장 영역에서는 실제 값보다 작게 측정되었다. 플라즈마 제트의 여기온도를 계산하기 위하여 6개의 휘선에 대해 "Boltzmann plot method"를 적용하였다. 보정하지 않은 스펙트럼인 경우에는 약 23,000 K로 계산이 되었으며, 보정된 스펙트럼으로 산출한 온도는 약 25,000 K이었다. 따라서 보정전과 보정후 데이터에서 약 8%의 상대오차가 발생하였으며, 그림 10이 시사하는 바와 같이, 만약 본 시스템을 사용하여 자외선 또는 적외선 영역에서 측정하는 경우, 보정전과 보정후 데이터에서 산출하는 여기온도의 차이가 더 확대될 것으로 이해된다.

### III. 요약 및 결론

본 연구에서는 실험실 플라즈마 발생장치로부터 발생하는 플라즈마 섬광의 발광 스펙트럼을 측정하는데 있어서, 측정값의 정확성을 높이고자 수행하였다. 전반적인 광학시스템의 상대적인 스펙트럼 응답특성을 보정해주기 위하여 텅스텐 필라멘트 표준램프가 이용되었다. 하지만 분광계내의 선형 CCD 검출기의 양 끝단 화소영역에서 발생하는 신호 유출 현상과 파장에 따른 양자효율의 차이 때문에 스펙트럼의 왜곡이 발생하였다. 분광학적 계측에서 발생하는 이와같은 기기오차를 최소화하기 위해서 3개의 보정용 램프로부터 방출되는 스펙트럼선을 이용하여 보정요소를 구하였다. 보정전과 비교하여, 이 보정요소로 플라즈마내에 있는 구리원자 스펙트럼을 보정하여 온도를 산출하였을 때 약 8%의 상대오차를 보였으며, 본 시스템을 사용하는 경우, 자외선 또는 적외선 영역에서는 측정오차가 확대된다는 것을 알 수 있었다.

### 감사의 글

본 연구는 성균관대학교 플라즈마응용 표면기술 연구센터의 지원으로 수행되었습니다. 한편 저자 "고"는 한국기계연구원 "저공해 버스용 대형 LPG 엔진개발"연구의 1차년도 위탁연구 과제(1999. 11~2000. 11)로 지원을 받았습니다.

### 참고문헌

- [1] D. Hewkin and E. Figura, *IEEE Trans. Mag.*, vol 29, p. 561, 1993.
- [2] J. R. Greig, J. R. Earnhart, N. K. Winsor, H. A. McElroy, A. A. Juhasz, G. P. Wren, and W. F. Morrison, *IEEE Trans. Mag.*, vol. 29, p. 555, 1993.
- [3] C. R. Woodley, *IEEE Trans. Mag.*, vol. 29, p. 625, 1993.
- [4] Z. Kaplan, D. Saphire, M. Melnik, Z. Gorelic, J. Ashkenazy, M. Sudai, D. Kimhe, D. Melnik, S. Smith, and A.

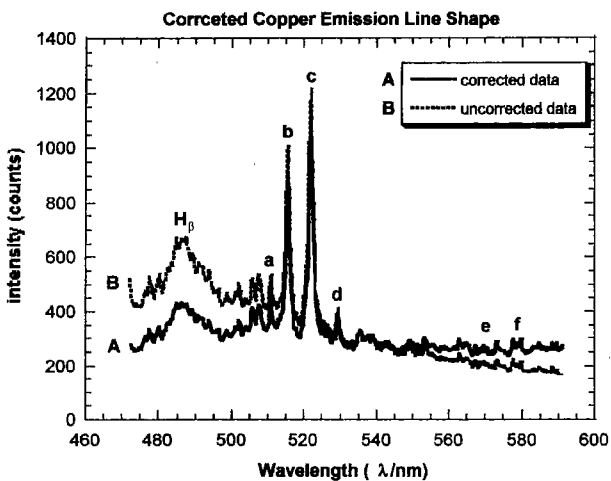


그림 10. 텅스텐 필라멘트 표준램프의 상대효율 보정곡선에 의해 수정된 스펙트럼. 곡선 A는 보정치이며 곡선 B는 측정치이다. 여기서 a는 510.6 nm, b는 515.3 nm, c는 521.8 nm, d는 529.3 nm, e는 570.0 nm, f는 578.2 nm이다.

- Juhasz, *IEEE Trans. Mag.*, vol. 29, p. 573, 1993.
- [5] J. Gilligan, M. Bourham, O. Hankins, O. Aucillo, S. Tallavarjula, and R. Mohanti, *IEEE Trans. Mag.*, vol. 27, p. 231, 1991.
- [6] J. Kohel, L. K. Su, N. T. Clemens, and P. L. Varghese, *IEEE Trans. Mag.*, vol. 35, p. 201, 1999.
- [7] G. F. Kirbright, M. Sargent, and S. Vetter, *Spectrochim. Acta*, 25B, p. 465, 1970.
- [8] W. H. Hood and T. M. Niemczyk, *Appl. Spectros.*, vol. 41, p. 674, 1987.
- [9] D. M. Mehs, and T. M. Niemczyk, *Appl. Spectros.*, vol. 45, p. 1444, 1991.
- [10] Y. I. Lee, S. P. Sawan, T. L. Thiem, Y. Teng, and Y. Sneddon, *Appl. Spectros.*, vol. 46, p. 436, 1992.
- [11] L. M. Faires, B. A. Palmer, R. Jr. Englemen, and T. M. Niemczyk, *Spectrochim. Acta*, 39B, p. 819, 1984.
- [12] H. Uchida, K. Tanbe, Y. Nojiri, H. Haraguchi, and K. Fuwa, *Spectrochim. Acta*, 36B, p. 711, 1981.
- [13] D. J. Kalnicky, V. A. Fassel, and R. N. Kniseley, *Appl. Spectros.*, vol. 31, p. 137, 1977.
- [14] W. Lochte-Holtgreven, in *Plasma Diagnostics*, edited by W. Lochte-Holtgreven (John Wiley & Sons, New York, 1968), pp. 178-183.
- [15] O. Hankins, M. Bourham, J. Earnhart, and J. Gilligan, *IEEE Trans. Mag.*, vol. 29, p. 1158, 1993.
- [16] H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasma* (Academic, New York, 1974).
- [17] D. Oza, R. Greene, and D. Kelleher, *Phys. Rev.*, A 37, p. 531, 1988.
- [18] D. Oza, R. Greene, and D. Kelleher, *Phys. Rev.*, A 38, p. 2544, 1988.
- [19] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 76th ed. (CRC, Boca Raton, 1996).

### Precise correction of the copper emission spectra from the pulsed plasma jet

Jong-Uk Kim<sup>†</sup>

CAPST, Sungkyunkwan University, Suwon 440-746, KOREA

<sup>†</sup>E-mail: jukim@nature.skku.ac.kr

Dong-Seob Ko

Department of Physics, Mokwon University, Taejon 302-729, KOREA

Seungmook Oh

Korea Institute of Machinery & Materials, Taejon 305-600, KOREA

(Received January 29, 2001; Revised manuscript received April 10, 2001)

In the present study, we described in detail a precise correction method of the copper emission spectra obtained from a high-pressure and high-temperature pulsed plasma-jet. The pulsed plasma-jet is initiated from an electro-thermal capillary discharge through a small orifice, and expanded rapidly into an atmosphere. In order to characterize the plasma, fundamental measurements such as the plasma excitation temperature or electron number density are essential. However those spectral lines which are directly related to the excitation temperature or electron number density may be distorted by the spectral response of the optical instruments used. Therefore, in this paper, we discuss some efforts to derive precise correction methods of the copper emission spectra obtained from the pulsed plasma-jet.

Classification code : SP010.