

아르곤4P준위 광방출 분석법(OES)을 이용한 플라즈마의 전자온도 및 준안정 밀도 측정

이영광, 이민형 정진욱

서울시 성동구 행당동 한양대학교 공과대학 전기공학과

Abstract

This paper reviews a simple model and spectroscopic method for extracting plasma electron temperature and argon metastable number density. The model is based on the availability of experimental relative emission intensities of only four argon lines that originate from 4p argon level. In this method, Maxwell-Boltzman distribution for EEDF is assumed and the calculation relies on the accuracy of the cross section. Therefore OES have to be compared with Langmuir probe to establish their practical validity.

1. 서론

광학적 진단법은 전기적 진단법과 함께 에칭이나 증착 같은 플라즈마 공정을 해석하는데 널리 쓰여지며 반도체 장비의 성능을 확인하는 데에도 사용된다. 잘 알려진 대표적인 전기적 진단법인 Langmuir 프로브는 제작이 쉽고 장비에 적용하기가 편리해 오랫동안 광범위하게 사용되어 왔지만, 한편으론 플라즈마가 항상 프로브를 포함하고 있어야 하는 실험상의 문제뿐만 아니라 측정된 값을 이해하기 위해 사용된 모델을 해석하는데 복잡한 이론을 필요로 하게 된다. 이러한 특징은 플라즈마를 해석하는데 원하지 않을 오차를 발생시키기도 하므로, 대안적으로 플라즈마의 특성을 좀 더 정확하고 쉽게 진단하는 다른 방법을 살펴볼 필요성이 있다.

광학적 진단방법에는 흡수 분석법(Absorption Spectroscopy), 레이저 유도 형광법(Laser Induced Fluorescence, LIF), 광방출 분석법(Optical Emission Spectroscopy, OES)등이 있는데, 이 중 OES는 원자나 이온분자의 특성의 감지하는데 가장 많이 쓰여지고 있다.

OES의 특징은 비침투식 분석장치(Spectroscopic Probe)를 사용하여 플라즈마 내의 원자나 이온분자들의 여기 상태에 대한 종들의 온도 및 밀도 등에 대한 정보를 알 수 있다는 것이다. 진단도구로서의 OES는 소스의 다양한 광학적 방출에 의존하기 때문에 소스의 매우 복잡한 물리적 현상도 광학적으로 어느 정도 자유롭게 해석이 가능하다.

2. 실험 방법

2.1 이론

열역학적 평형상태인 플라즈마를 설명하기 위해서는 적절한 모델을 선택해야 한다. 일반적으로 실험실 플라즈마 내의 전자는 Maxwell-Boltzman 분포를 따른다고 가정하며, 이를 바탕으로 광방출 데이터를 플라즈마 모델에 적용하여 유효 전자온도를 구할 수 있어야 한다. 또한, 전자온도와 준안정 준위의 개수 밀도를 동시에 측정하기 위해서는 4개 선(line)의 상대적인 방사 세기 측정이 필요한데, 이 상태의 플라즈마는 간단한 충돌-방사 모델(Collisional-Radiative Model :CR - model)을 적용할 수 있어야 한다.[1]

이러한 모델이 유효한 성질을 갖기 위해서는 플라즈마가 여기 운동이 주로 잘 일어나는 상태여야 하며, 플라즈마 변수(parameter)들은 전체 부피에 걸쳐 균일하고 일정한 값을 유지해야 한다. 그리고

방사 감금(Radiation Trapping)이 잘 일어나지 않도록 기체 압력은 어느 정도 낮아야 하는데, 이는 플라즈마로부터 방출된 광자가 다시 플라즈마로 재흡수 되지 않는 광학적으로 얇은(Optically thin) 상태로 생각할 수 있다. [1][2]

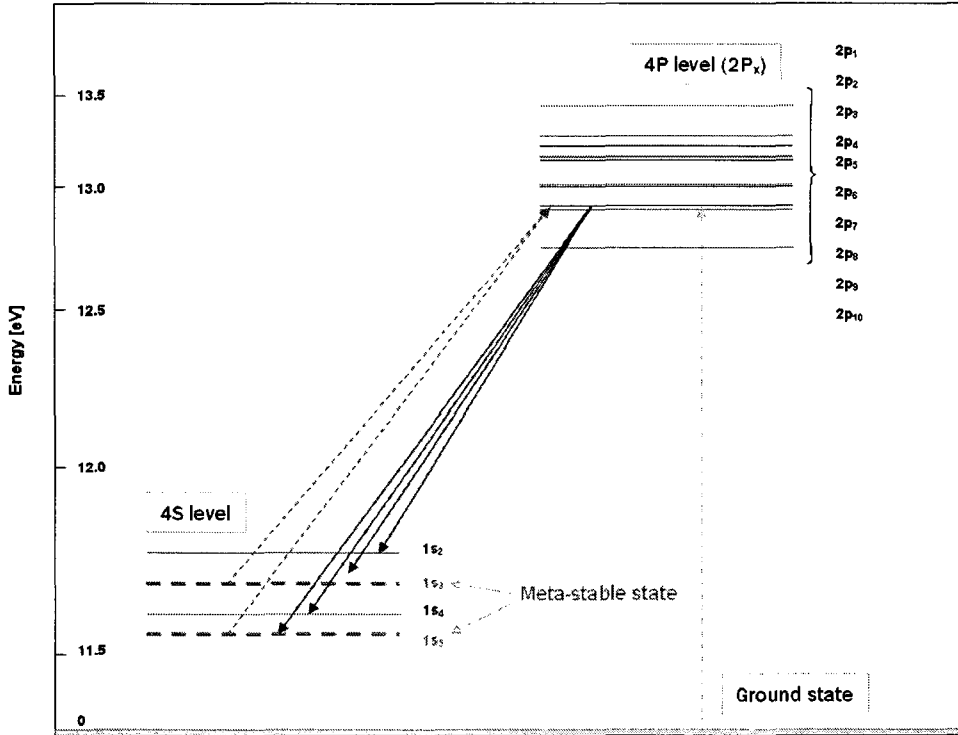


그림 1. Ar의 여기 에너지 레벨

이 모델은 10개의 4P 준위 중 선택된 4개의 여기된 준위밀도에 대한 균형방정식에 바탕으로 두고 있다. 4P준위의 균형방정식은 그림 1에서 보듯이 다음과 같이 표현할 수 있다. [1]

$$n_e n_g k_{g,2p_x} + \sum_{i=3,5} n_e n_{1s_i} k_{1s_i,2p_x} + \sum_i n_{higher,i} A_{i,2p_x} = \sum_{i=5}^2 n_{2p_x} A_{2p_x,1s_i} \quad (1)$$

- n_e : 전자밀도
- n_g : 바닥상태의 기체(Ar)밀도
- $n_{1s_i}, n_{2p_x}, n_{higher,i}$: 각 여기 상태의 기체(Ar)밀도
- $K_{x,y}(T_e)$: 반응상수 ($x \rightarrow y$)
- $A_{x,y}$: 전이확률 ($x \rightarrow y$)

이때, 높은 에너지 준위로부터의 밀도 증가는 매우 작기 때문에 무시할 수가 있다. [1] 또한 식(1) 우변은 다음과 같은 관계식에 의해 준위밀도와 전이확률을 방출세기와 파장으로 대체할 수 있다. [3]

$$n_x = C \frac{I_{x,y} \lambda_{x,y}}{A_{x,y}} \quad (2)$$

- $I_{x,y}$: 광방출 세기($x \rightarrow y$)
- $\lambda_{x,y}$: 방출 파장 ($x \rightarrow y$)
- C: 비율 상수(proportionality constant)

따라서 식 (1), (2)로부터 4개의 선(Line)에 대한 다음과 같이 정리된 연립 방정식들을 얻을 수 있다. [1]

$$\frac{n_g k_{g,2p_b}(T_e) + \sum_{i=3,5} n_{1s_i} k_{1s_i,2p_b}(T_e)}{n_g k_{g,2p_a}(T_e) + \sum_{i=3,5} n_{1s_i} k_{1s_i,2p_a}(T_e)} = \frac{\sum_{i=5}^2 I_{2p_b,1s_i} \lambda_{2p_b,1s_i}}{\sum_{i=5}^2 I_{2p_a,1s_i} \lambda_{2p_a,1s_i}} (= M) \quad (3)$$

$$\frac{n_g k_{g,2p_d}(T_e) + \sum_{i=3,5} n_{1s_i} k_{1s_i,2p_d}(T_e)}{n_g k_{g,2p_c}(T_e) + \sum_{i=3,5} n_{1s_i} k_{1s_i,2p_c}(T_e)} = \frac{\sum_{i=5}^2 I_{2p_d,1s_i} \lambda_{2p_d,1s_i}}{\sum_{i=5}^2 I_{2p_c,1s_i} \lambda_{2p_c,1s_i}} (= N) \quad (4)$$

$$\frac{n_g k_{g,2p_c}(T_e) + \sum_{i=3,5} n_{1s_i} k_{1s_i,2p_c}(T_e)}{n_g k_{g,2p_a}(T_e) + \sum_{i=3,5} n_{1s_i} k_{1s_i,2p_a}(T_e)} = \frac{\sum_{i=5}^2 I_{2p_c,1s_i} \lambda_{2p_c,1s_i}}{\sum_{i=5}^2 I_{2p_a,1s_i} \lambda_{2p_a,1s_i}} (= X) \quad (5)$$

방정식 식(3), (4), (5)의 우변은 방출세기와 파장의 비로 되어 있는 상수(M, N, X)이며, 실제로 이 값들은 OES 측정에 의해 구할 수 있다. 위의 식(3), (4)를 연립해서 풀면 다음과 같이 반응상수로 표현되는 준안정 준위의 개수 밀도를 구할 수 있다.

$$\begin{bmatrix} n_{1s_3} \\ n_{1s_5} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{1s_3,2p_b} - Mk_{1s_3,2p_a} & k_{1s_5,2p_b} - Mk_{1s_5,2p_a} \\ k_{1s_3,2p_d} - Nk_{1s_3,2p_c} & k_{1s_5,2p_d} - Nk_{1s_5,2p_c} \end{bmatrix}^{-1} (-n_g) \begin{bmatrix} k_{g,2p_b} - Mk_{g,2p_a} \\ k_{g,2p_d} - Nk_{g,2p_c} \end{bmatrix} \quad (6)$$

또한 식(5)와 식(6)으로부터 전자온도를 구할 수 있는 하나의 방정식을 최종적으로 이끌어 낼 수 있다.

$$n_g (k_{g,2p_c} - Xk_{g,2p_a}) + n_{1s_3} (k_{1s_3,2p_c} - Xk_{1s_3,2p_a}) + n_{1s_5} (k_{1s_5,2p_c} - Xk_{1s_5,2p_a}) = 0 \quad (7)$$

따라서, 여기서 구한 전자온도를 역으로 (6)식에 대입하면 자동적으로 준안정 준위를 개수 밀도를 결정할 수 있게 된다. 식 (7)의 해인 전자온도를 구하기 위해서는 각각의 반응 상수($K_{x,y}$)를 알아야 하는데 이는 수식적인 적분을 통하여 얻어질 수 있다. [2]

$$K(T_e) = \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \int_0^\infty \sigma(\epsilon) \epsilon^{1/2} g_e(\epsilon) d\epsilon \quad (8)$$

$$g_e(\epsilon) = \frac{2\pi\epsilon^{1/2}}{(\pi T_e)^{3/2}} \exp[-\epsilon/T_e] \quad : \text{EEDF (Electron Energy Density Function)}$$

$\sigma(\epsilon)$: (Direct) Cross Section

앞서 기술한 바와 같이 플라즈마 내의 전자는 Maxwell-Boltzman 분포를 따른다고 가정하며 이상적인 전자에너지밀도 함수(Maxwellian EEDF)는 적용할 수 있다. 한편 충돌단면적(Cross Section : σ)은 에너지의 함수로 표현되는데, 이 값은 여러 사람들에 의해 실험적[4]으로 또는 수치적[5]으로 계산되었으며, 값의 정확성은 아직도 많은 향상과 개선을 필요로 하고 있다. 이번 실험에서는 충돌단면적[4],[5]을 Mathematica 프로그램을 이용하여 수치적분을 실행하여 반응상수를 구하였으며, 일부 값들은 이미 알려진[6] 반응상수 값에 맞춰 적절히 보상된 값을 사용하였다.

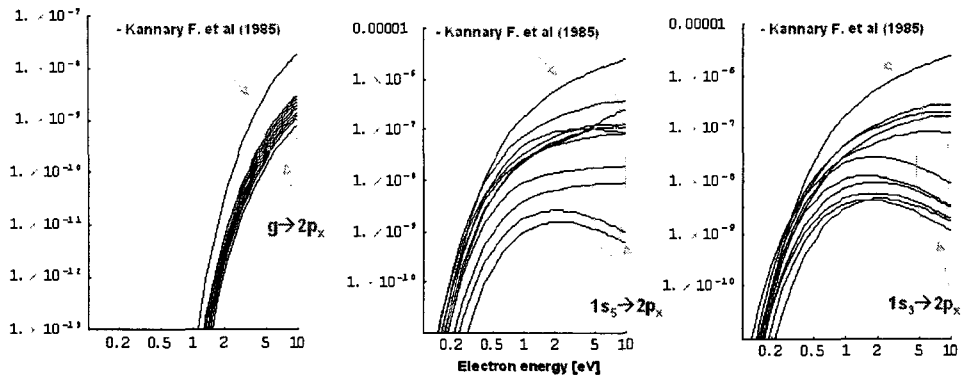


그림 2. 충돌 단면적으로부터 수치적으로 계산된 반응상수

2.2 실험

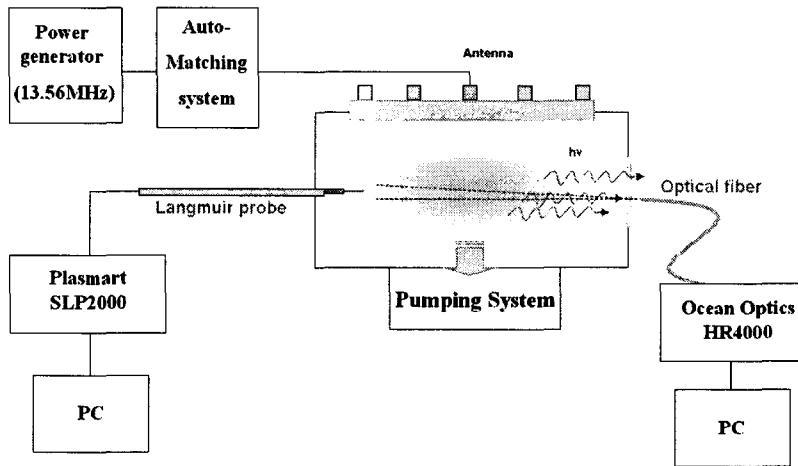


그림 3. 전자온도 및 준안정 개수밀도 측정을 위한 장치도

실험은 데이터 비교를 위해 일반 ICP 챔버에서 Langmuir 프로브와 OES를 함께 설치하여 측정을 실시하였다. Langmuir 프로브는 수평방향으로 이동하면서 전자온도 및 전자밀도를 측정하였고 실험 데이터는 평균값을 사용하였다. OES는 챔버 전체에서 오는 빛을 600 μ m 입구를 가진 광섬유를 이용하여 스펙트럼을 측정하여 위의 계산식에 대입하였다.

3. 실험결과 및 고찰

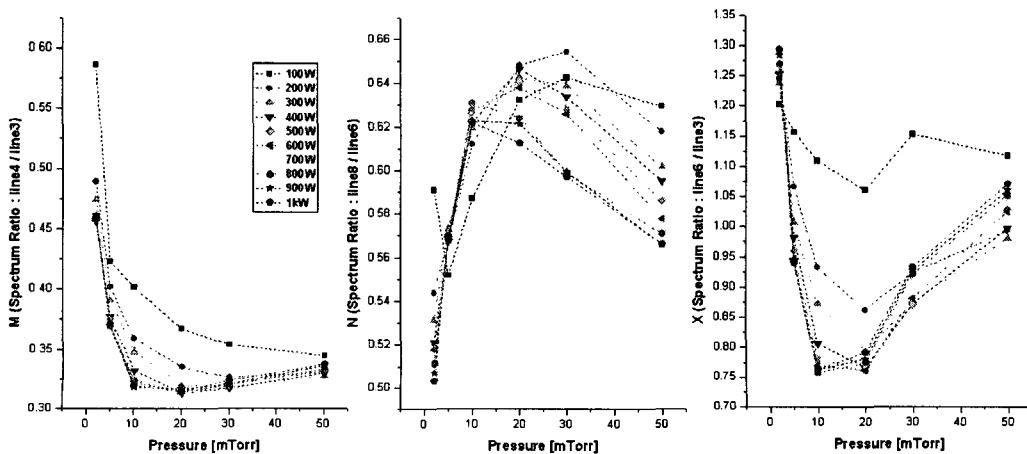


그림 4. OES로 측정된 선(Line)의 스펙트럼 비

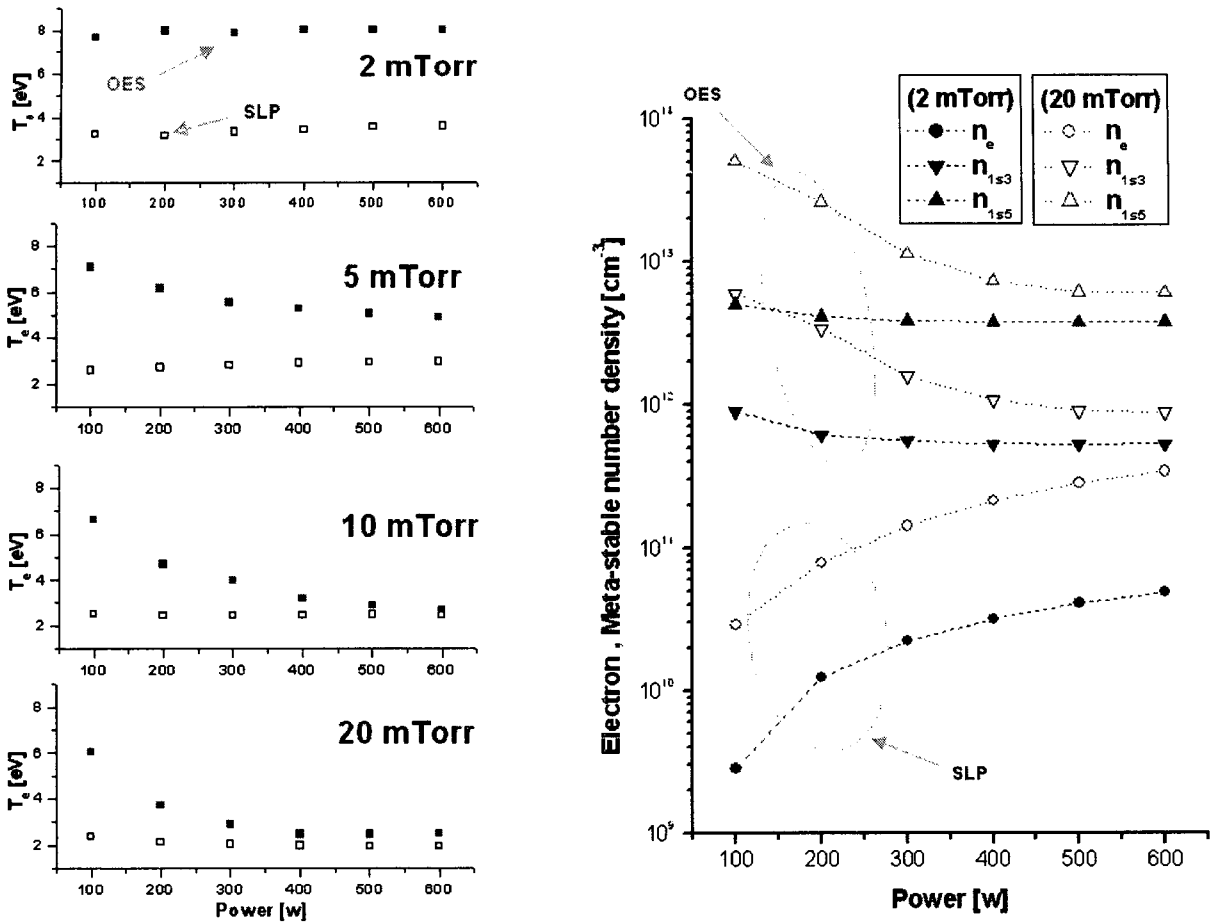


그림 5. 파워에 따른 전자온도 및 준안정 개수밀도의 변화

4. 결론

그림 5에서 보듯이, OES는 전자온도의 경우 압력과 파워가 높아질수록 Langmuir 프로브 측정과 잘 일치하는 결과를 얻을 수 있었다. 또한 파워가 증가함에 따라 전자 밀도는 높아지게 되고 준안정 개수 밀도는 감소하는 경향이 나타나는데, 이것은 준안정 상태의 전자들이 이온화 되어 상대적으로 전자 밀도를 증가시킨 것으로 보여진다. 차후, 계산 적용을 위해 사용된 많은 가정과 근사화로 인한 영향을 줄이기 위해 좀더 많은 연구와 실험이 필요하다.

참고문헌

- [1] D. Mariotti, Y Shimizu, T. Sasaki, N. Koshizaki, Appl. Phys. Lett. 89, 201502, 2006
- [2] V. M. Donnelly, J. Phys. D: Appl. Phys. 37, 217-236, 2004
- [3] I. H. Hutchinson, "Lectures in Plasma Diagnostics", Plasma Fusion Center Massachusetts Institute of Technology (Cambridge: MA), 36-46, 1990
- [4] J. E. Chilton et al, Phys. Rev. A. 57, 267, 1998
- [5] K. Bartschat, V. Zeman, Phys. Rev. A. 59, 2552-2554, 1999
- [6] F. Kannari, M. Obara, T. Fujioka, J. Appl. Phys. 57, 4309-4322, 1985