

방전 플라즈마종의 전계측정을 위한 레이저 계측 기술

최 영 욱*, M.D.Bowden**, 村岡克紀**

(*한국전기연구소 선임연구원, **九州大學 大學院 總合理工學研究科)

1. 서 론

1960년에 루비를 이용하여 처음으로 레이저 발전에 성공한 이래 지금까지 많은 레이저가 개발되어 그 파장은 자외선(~ 100 nm)부터 원적외선(~ 1 mm) 영역까지 확대되어 레이저 자체 연구 뿐만 아니라 물성의 연구에도 차차로 레이저의 활용도가 높아져왔다. 현재 레이저의 응용 분야는 매우 넓어져서 거의 모든 과학기술에 쓰여지고 있다고 해도 과언이 아니다. 그 중에도 레이저 응용계측은 더욱 적용 범위가 넓어서 기초적인 물리·화학은 물론 전기·전자공학, 기계공학, 프로세스공학, 토목·건축공학, 환경공학, 재료과학, 천문학, 지질학, 농학, 의학, 생화학등에 걸쳐 활용되고 있다.

현대의 이공학의 한 분야로서 반도체 프로세스에 이용되는 플라즈마는 그 물리적 성질을 정량적으로 이해하려는 많은 연구자들의 연구대상이 되어왔다. 특히 플라즈마 내부의 이온쉬스 영역에서는 전계에 의해 이온이 가속되어 스파타링 현상이 일어나고 이 현상의 결과로 박막이 생성되므로 체계적인 플라즈마 프로세스 기술의 향상을 이룩하기 위해서는 이 쉬스 내부의 물리적 방전 메커니즘을 정확히 해석하는 것이 필요하다.

쉬스에 대한 이론적 고찰은 1920년대 Langmuir에 의해 시작되었고[1] 그 후 실험적 연구로서 이온 쉬스층의 전계 분포의 측정이 가변파장(200~900 nm) 색소레이저의 출현으로 가능하게 되었다. 그러므로 1980년대에 들어서 본격적으로 레이저를 이용한 방전 플라즈마종의 전계측정 연구가 시작되었다[2]. 이 측정기술은 전계에 의해 원자, 분자의 에너지 준위가 변화하는 Stark 효과를 이용한 것으로 플라즈마의 임피던스 변화를 측정하는 LOG (Laser optogalvanic) 법과 여기된 에너지 상태에서 하준위로 천이 할 때 발생하는 형광을 관찰하는 LIF(Laser induced fluorescence)법이 개발되어 있다. 두 측정법 모두 비접촉인 방법으로 직접 측정이 가능하여 피 측정체의 상태의 요동을 일으키지 않고 있는 그 상태를 측정할 수 있는 첨단 측정기술이다. 특히

LIF법은 시간, 공간적 분해능(~ 10 ns, $\sim 100 \mu\text{m}^3$)이 지극히 우수하여 1 ~ 10 mm의 이온 쉬스 공간내의 전계 분포를 측정해 내는데 손색이 없는 방법이자 유일한 수단으로 알려져 있다. 또 이 측정법은 핵융합로의 벽면에서 발생하는 수소원자의 밀도 측정등 플라즈마 진단 뿐만 아니라 핵융합 연구에도 필수적인 측정법으로 연계되어 활용되고 있다.

본고에서는 현재까지 개발된 레이저 분광법을 이용한 방전 플라즈마종의 전계측정법, 측정에 그리고 연구동향을 소개하고자 한다.

2. Stark 효과와 전계

레이저 분광법으로 전계를 측정하기 위하여는 Stark 효과를 이용한다. Stark 효과는 1913년에 J. Stark가 수소원자에서 처음 발견하였다. Stark 효과라는 것은 전계의 존재로 인하여 원자, 분자의 에너지 준위가 분열하는 것(1차 효과, Stark splitting), 전계의 존재로 인하여 에너지 준위가 쉬프트 되는 것(2차 효과, Stark shift), 전계가 없는 상태에서는 쌍극자 천이가 금지되어 있는 것이 전계의 존재로 인하여 천이가 허용되는 것(Stark mixing)의 3종류가 있다. Stark 효과를 레이저 분광법으로 검출하기 위해서는 가변파장 색소레이저를 사용하여 전계로 인하여 분열되거나 쉬프트, 혼합된 미세한 에너지 준위에 상응하게 레이저의 파장을 조정하여 여기하므로써 이에 따라 관측되는 LOG 또는 LIF 스펙트럼에 대해서 전계에 대비하는 이론적 계산 내지는 교정을 하면 전계가 얻어진다.

Stark 효과의 이론에 의한 계산은 양자역학의 섭동론을 적용하여 1928년 J. S Foster가 수소원자에 대하여 처음으로 하였다[3]. 그 후 He원자에 대해서도 계산이 되었고[4] 이 결과로 Rydberg상태(He원자의 가전자수가 여기되어 원자 핵으로부터 멀어지면서 수소원자의 구조를 닮아 가는 것)에서 He원자의 계산결과는 실제로 수소원자의 계산결과와 거의 일치하는 것을 확인하였다. 식 1은 수소원자에 대한 계산결과식을 나타낸다. 그림 1에 주양자수 11에 대한 전계계

산의 예를 보였다. 그림 1에서 각 곡선은 방위 양자수(위로 부터 $p, n, m, l, k, i, h, g, f, d, s$) 를 나타내며 전계가 증가할수록 방위 양자수간의 에너지가 거의 직선적으로 분열되는 것을 볼 수 있다. 또한 개개의 에너지준위가 전계에 대하여 쉬프트 하는 것도 쉽게 알 수 있다. 이 계산결과는 실제로 측정 한 스펙트럼에서 전계를 산출할 때 이용된다.

$$\frac{3}{2} eE a_0 n \left\{ \frac{(n^2 - l^2)(l^2 - m^2)}{4l^2 - 1} \right\}^{1/2} \quad (1)$$

- e : 1.602×10^{-19}
- E : 전계강도
- n : 주양자수
- l : 방위양자수
- a_0 : Bohr 반경
- m : 자기양자수

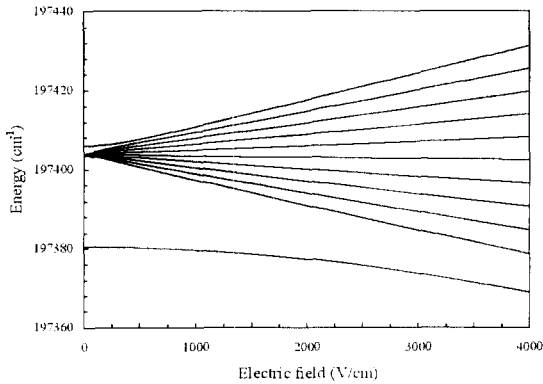


그림 1. Stark 분열의 계산에 (주양자수: 11, singlet)

3. 실험장치

그림 2는 지금까지 대부분의 연구자들이 레이저 분광법 (LOG, LIF) 으로 전계측정에 사용한 실험장치이다[5, 6]. 스테인레스 진공용기와 확산펌프를 사용하여 진공을 10^{-6} Torr 정도로 뽑고 방전가스(He, H, Ar, BCl_3 등)를 유입시키며 일정한 압력으로 유지한 다음 전원(고주파, 직류, 마그네트론 등)을 인가하여 플라즈마를 생성시킨다. 그 후 여기용 레이저(Excimer, N_2 , Yag)를 사용하여 가변파장 색소레이저의 출력을 플라즈마에 입사시킨다. 레이저 광선은 자기양자수의 변화 $\Delta m_j = 0$ 의 선이 되도록 전극면에 대해서 수직으로 직선 편광을 시키고 원통렌즈를 통하여 입사시켜 0.2×10 mm 정도의 빔이 되도록 하여 LIF 측정시 형광검출이 쉽도록 한다. 사용되는 레이저 광선의 스펙트럼 폭은 보통 2~3 pm 이다. LIF 신호는 수직으로 초점렌즈를 통하여 검출하고 분광기를 거쳐 광전자 증배관에서 전기신호로 변환되고 적산기(Boxcar)를 통해 컴퓨터(Gpib)로 입력된다. LOG 신호는 플라즈마의 임피던스 변화를 RC 필터회로 검

출하여 적산기를 통하여 컴퓨터로 입력된다.

그림 3은 엑시머 레이저 여기 색소레이저의 외형을 보이고 있다. 밑부분의 엑시머 레이저의 빔이(308 nm) 윗부분의 색소레이저에 입사되면 각 색소분자의 에너지 흡수와 방출 스펙트럼의 특성에 따라 200 - 900 nm의 레이저 파장이 얻어진다.

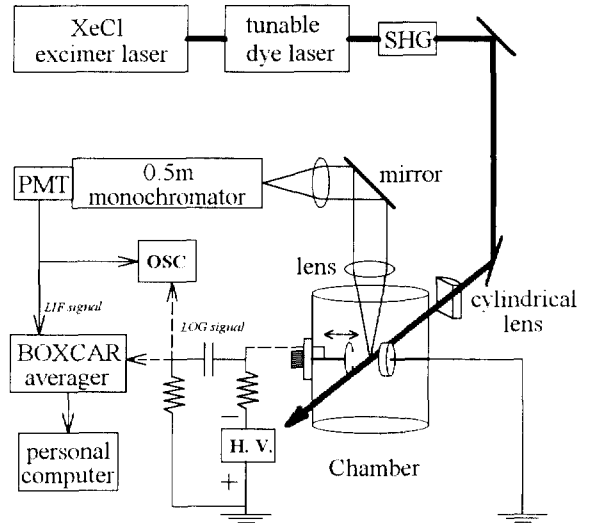


그림 2. 레이저 이용한 전계측정 실험 장치

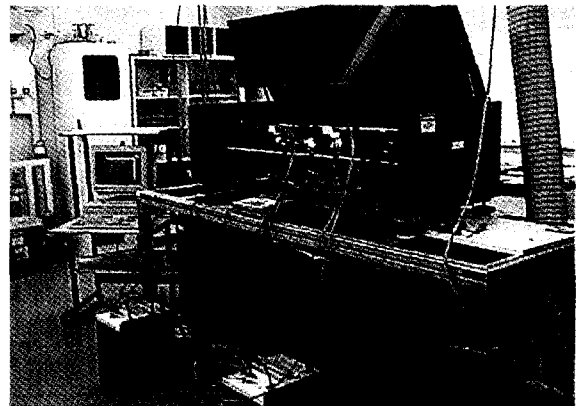


그림 3. 엑시머 레이저 여기 색소레이저 (제작사: Lambda Physics, 엑시머레이저 : LEX 200, 색소레이저 : LPD 3000)

4. LOG 분광법

Optogalvanic 현상은 F. M Penning에 의해서 1928년에 처음으로 관찰되었으나[7] 그 후 60여년이 지나서야 이 물리적 현상을 방전가스중의 전계측정에 이용하게 되었다[2]. Optogalvanic 현상은 입사된 광자에너지(레이저 광선)에 의해 여기된 원자가 다시 하준위로 떨어질 때 장수명의($1 \mu s$ 이상) 방사광으로 인한 전자충돌로 인해 전리가 일어나 방전

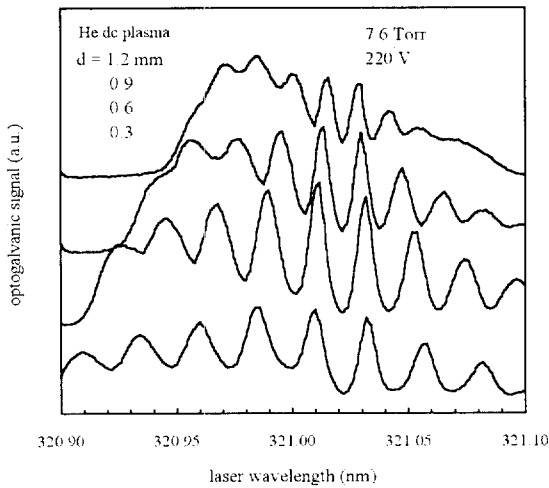


그림 4. LOG법에 의한 Stark효과의 측정에

공간의 임피던스가 변화하는 것이다. 이 임피던스의 변화로 인해 전류 및 전압이 변화하는 것을 전계측정에 이용할 수 있고 그 예를 그림 4에 나타내었다.

가변과장 색소레이저(색소:Rhodamine 101)의 제2고조파 출력을 주양자수 11의 여기준위에 맞추어 320.9 → 321.1 nm의 과장을 스캔(count : 20, frequency : 20 Hz, step : 2 pm, 레이저 광선 총 발사회수 : 4000회)하여 얻은 스펙트럼이다. He 직류 플라즈마(압력 7.6 Torr, 전압 220 V)에 대한 LOG 신호로서 전극으로부터 0.3, 0.6, 0.9, 1.2 mm의 거리에서 측정된 결과이다. 전극에서 멀어질수록 Stark 분열 폭과 전체폭이 좁아져가는 것을 알 수 있다. 이 결과를 그림 1의 계산과 대응하여 전계계산을 하면 1610, 1380, 1140, 910 V/cm가 된다.(오차 10 % 이내) 이와 같은 방법으로 이온 쉬스내의 전계분포를 측정 할 수가 있다.

5. 레이저 유기 형광법(LIF)

레이저 유기 형광법은 원자, 분자, 이온 등의 에너지 준위 차에 공명하는 레이저 광선으로 입자를 여기하여 여기된 입자가 낮은 에너지 준위로 천이할 때 발생하는 형광을 관측하는 것이다. 실제로 이 측정법은 LOG법보다 시간·공간 분해능이 우수한 고도의 측정법이며 전계측정에도 더욱 적합하여 현재에는 주로 이 측정법을 이용한 전계측정법이 개발되어 나가고 있다. 현재까지 개발된 전계 측정법으로는 Stark 혼합(mixing)을 이용한 것과 여기된 원자의 충돌로 인한 Stark 분열 및 쉬프트를 검출하는 방법이 있다.

5.1 Stark 혼합 효과에 의한 전계측정

그림 5는 BCl₃ 방전에 대해서 개발된 Stark 혼합법에 의한 전계측정법의 예이다[8]. 여기서 e, f의 준위는 A형 2중

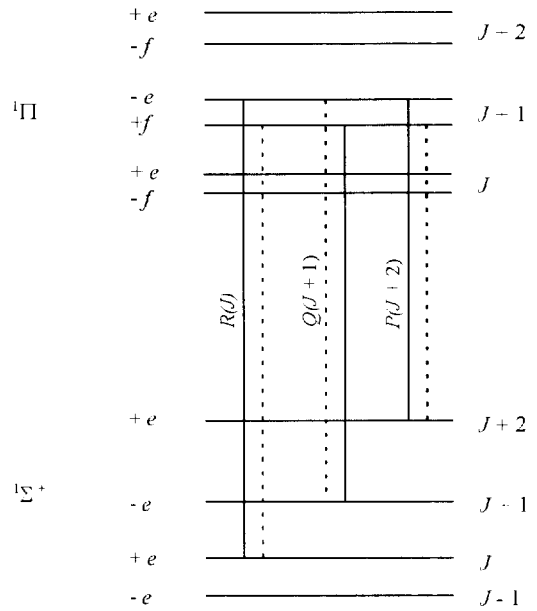


그림 5. 1Π - 1Σ+ 천이도

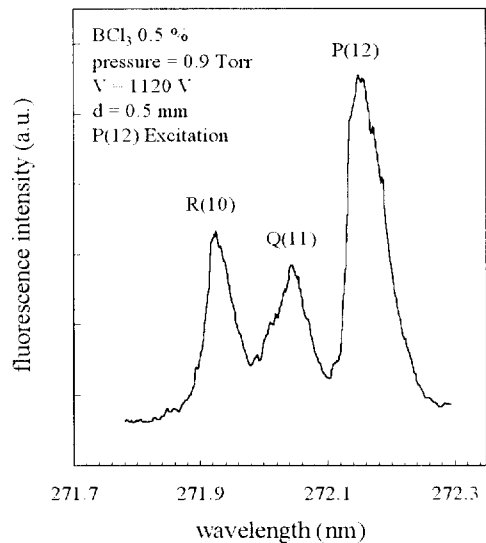


그림 6. 측정된 허용선R(10), P(12)과 금지된 선 Q(11)의 스펙트럼의 예

형분리로 되어있고 서로 다른 패리티를 가지고 있다. 그러나 전계가 걸리면 ef 준위간에 양자상태의 혼합이 일어나 통상적으로 관찰할 수 없는 금지된 천이를 경유한 형광이 발생한다. 여기서 허용선(R)과 금지된선(Q)의 형광의 비로 전계를 구할 수 있다.

그림 6은 Stark 혼합 효과에 의해 금지된 천이선(Q)이 측정된 예를 보이고 있다. 색소레이저(색소:Coumarin 153)의 제2고조파 출력을 BCl₃ 플라즈마에 연속으로 입사시켜 레이저 중심과장인 ~ 272 nm 부근을 분광기로 스캔

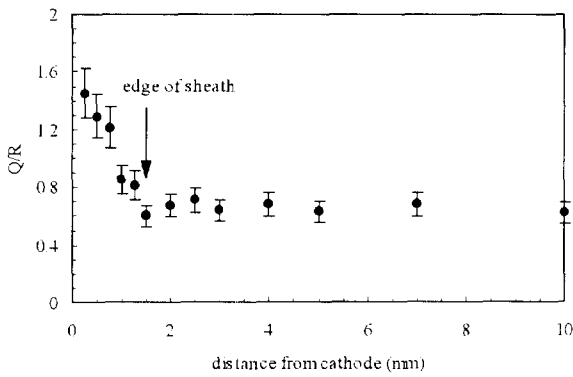


그림 7. 전극으로부터 거리에 대한 Q/R의 값의 변화
($B=450$ gauss, $I=40$ mA, $p=50$ mTorr)

(271.78 → 272.3)하여 얻은 결과이다. Q신호의 크기가 전계 강도를 나타내며 이 비례관계를 이용하여 Q/R의 값을 전계 강도의 산정기준으로 하고 Q/R의 값에 대응하는 전계는 보정실험을 통하여 산출하고 있다[9, 10]. 그림 7은 이 방법으로 BCl_3 마그네트론 방전중의 쉬스에 대한 전계분포를 측정할 예를 보이고 있다. 전극부근의 쉬스 영역에서는 Q/R 값이 급격히 떨어지나 1.6 mm 보다 떨어진 영역에서는 Q/R값이 0.6 정도로 일정하게 측정되었다. 쉬스영역외에서는 전계가 거의 존재하지 않음에도 불구하고 Q/R값이 0로 되지 않는 이유는 정확히 해석되지는 않았지만 자장의 영향으로 추측하고 있다[11, 12].

5.2 Stark 분열 및 쉬프트 효과에 의한 전계측정

5.2.1 He 고주파 방전중의 전계측정

고주파 방전은 전극간에 용량성 결합의 특징을 가져 방전전류가 어떠한 임피던스인 경우에도 흐른다. 그러므로 고주파 방전을 이용한 스퍼터링에서는 금속뿐만 아니라 합금, 절연체, 유기화합물등 상당히 넓은 범위에 걸쳐 박막을 제작할 수 있다. 그러므로 고주파 방전의 쉬스영역에 대한 물리적 현상에 대하여 많은 연구자들의 관심의 대상이 되어 왔다.

그림 8은 He원자에 대하여 개발된 전계측정 원리도이다 [13]. He의 준 안정 상태의 원자를 레이저 광선을 이용하여 높은 준위의 주양자수 에너지 상태로(Rydberg 상태) 여기한다. 여기된 Rydberg 원자는 전계에 매우 민감하여 방위 양자수간의 미세한 에너지준위의 변화를 일으키며 에너지 분열현상이 발생한다. 이 때에 발생하는 선 스펙트럼의 형광은 수명이 길어[14] 직접측정이 불가능하나 여기된 원자가 하준위로 떨어지면서 원자간의 충돌이 발생하는데 이 충돌로 인하여 다수의 선 스펙트럼이 발생한다. 이 선스펙트럼중 강한 형광신호를 가지고 Stark 분열 스펙트럼을 측정할 수 있는 $4d^3D \rightarrow 2p^3P$ (447.1 nm)천이선을 분광기로 검출하여 전계의 측정이 가능하다. 이에 대한 측정 예를

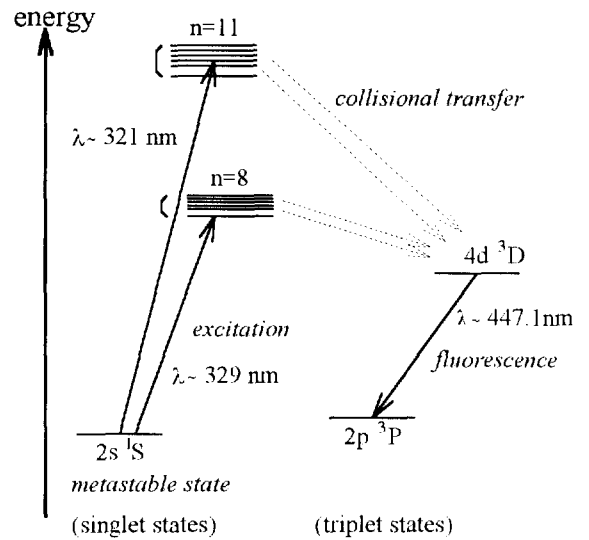


그림 8. He 방전의 전계측정 원리도

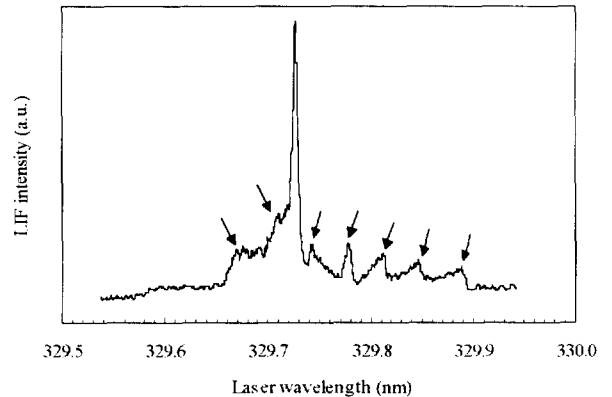


그림 9. 측정된 형광 스펙트럼의 일례 (RF 100 W, $p=850$ mTorr, $d=2.5$ mm, electric field= 200 ± 30 V/mm)

그림 9에 보였다. 여기준위를 주양자수 8로하여 측정한 결과이며 방위 양자수 간의 에너지 분열 현상이 측정된 것을 화살표로 표시하였듯이 선명히 볼 수 있다. 이 전계측정 결과는 고주파 방전(13.56 MHz)의 최대전계에 해당하며[6] 이론에 의한 계산결과와 대비하여 전계를 산출할 수 있다.

그림 10은 He 고주파 방전의 압력 0.2 - 1.6 Torr, 파워 100 W의 경우의 측정결과를 나타낸다. 쉬스중의 전계분포는 거의 직선적이며 파워는 쉬스의 두께에 별로 영향을 미치지 않는다. 이 측정으로부터 쉬스의 두께는 전계가 영으로 되는 점으로 정할 수 있으며[6] 구해진 쉬스의 두께는 타연구자들의 쉬스에 대한 이론식과[15] 시뮬레이션 결과[16]와도 일치하고있다[17].

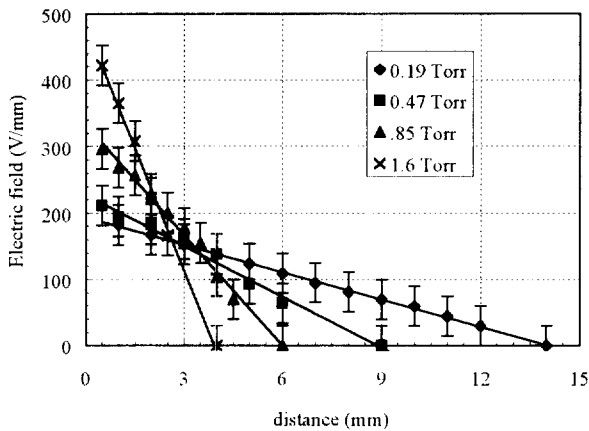


그림 10. He 고주파 방전중의 전계측정 결과 ($p=0.2 - 1.6$ Torr, RF 100 W)

5.2.2 He 직류 마그네트론 방전중의 전계측정

마그네트론 방전은 현재 박막제조에 많이 쓰이고 있으며 보통 200 - 500 gauss의 자속을 가지는 영구자석을 사용하여 스퍼터링 장치를 만들고 있다. 전계와 자계에 의해서 방전이 형성되고 자계에 갇힌 전자의 활발한 운동으로 다른 방전보다 많은 이온이 발생하므로 스퍼터율이 증가하고 자계가 전자를 속박하여 기반에 전자의 충돌을 억제하는 특성을 가지고 있다. 그러므로 이온위스의 방전조건에 따라 스퍼터링 효율이 결정되므로 이에 대한 연구도 여러 연구자에 의해 진행되어 왔다[18, 19].

마그네트론 방전중의 전계측정 연구는 5.1에서 BCl_3 방전에 대해서 먼저 소개하였으나 측정된 스펙트럼의 해석에 약간의 문제가 있었다. 그러므로 He 마그네트론 방전중의 쉬스에 대한 전계측정이 그림 8의 원리를 이용하여 다시 시도되었고 그 결과 이 방법으로는 쉬스 전체영역에 대한 전계분포의 측정이 가능함을 보였다. 그림 11은 마그네트론 방전의 평면도와 측면도를 나타내었다.

원형의 마그네트론 방전의 중심으로부터 16 mm의 점에 초점을 맞추어 전극 면으로부터 거리를 0.25 mm씩 조절하여가

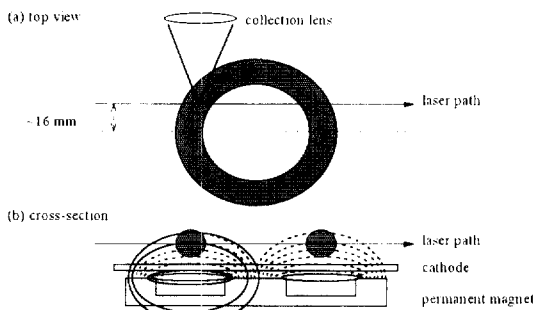


그림 11. 마그네트론 방전의 평면도(a)와 측면도(b)

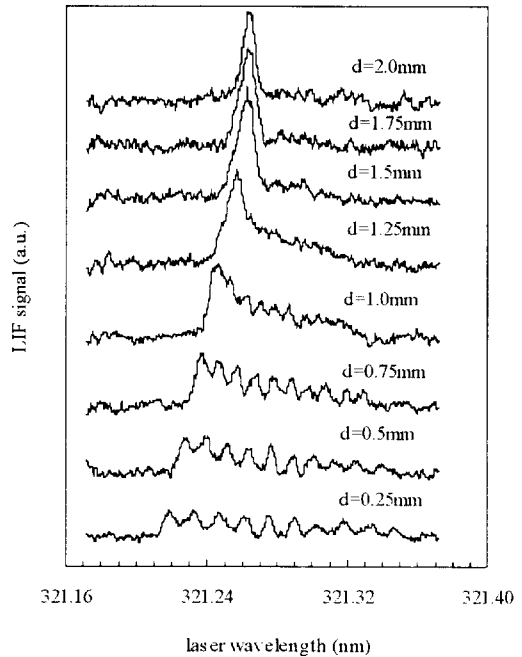


그림 12. 마그네트론 방전중의 전계측정 LIF 스펙트럼 ($B=200$ gauss, $I=20$ mA, $p=850$ mTorr)

며 2 mm까지 측정한 결과를 그림 12에 보였다. 주양자수 11의 준위에서 측정된 것으로 전극으로부터 멀어질수록 Stark 분열 간격과 전체폭이 좁아지는 것을 알 수 있다. 또 Stark 쉬프트가 발생하는 것도 알 수 있다. 이상의 3가지 정보로부터 전계를 산출할 수 있고 전계는 2 mm의 점에서 거의 사라지는 것을 알 수 있다. 측정결과 압력 0.2 - 1.6 Torr, 자속 200 - 400 gauss의 방전 조건에서 쉬스의 두께가 2 mm로 쉬스의 두께는 압력과 자속에 무관한 것으로 보고하고 있다[12].

그림 13은 일정한 압력과 자속에서 방전전류만을 변화시켜 측정한 결과이다. 이 결과로서 마그네트론 방전에서의 쉬스의 두께는 방전전류와 관계가 있는 것을 알 수 있다.

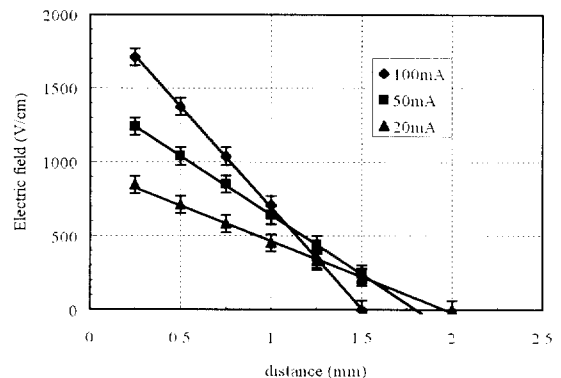


그림 13. 방전전류의 변화에 대한 전계측정 결과 ($B=200$ gauss, $p=470$ mTorr)

5.2.3 Ar 직류 방전중의 전계측정

Ar 가스 방전은 실제로 스퍼터링 장치에 가장 널리 쓰이고 있다. 그러므로 Ar 방전에 대한 연구도 다수의 연구자들의 이론, 시뮬레이션, 실험적 방법을 통하여 진행되어 왔다. Ar 원자구조는 H, He보다 훨씬 복잡하여 그 스펙트럼을 모두 파악할 수는 없다. Rydberg 상태의 에너지 준위에 대하여는 실험연구를 통하여 분석되어 있으나[20-23] 전계가 존재할 경우의 스펙트럼의 해석은 상당히 어려운 문제가 된다. 그러므로 스펙트럼의 난해성으로 인하여 Ar 방전중의 전계측정 연구 진전에 상당한 어려움이 있었다. 그러나 최근에 Ar 원자에 대한 전계측정 메커니즘이 개발되었다[24]. 그림 14에 Ar 원자에 대한 전계측정 원리를 나타내었다. Ar 원자의 준 안정 상태에서 상위의 nf (n :주양자수) 준위로 여기할때 전계강도에 대응하는 LOG 신호로서 Stark 쉬프트 현상이 측정되고 여기된 원자의 충돌로 인하여 발생하는 다수의 선스펙트럼중 전계에 대응하는 LIF 신호가 $4p'[1/2] \rightarrow 4s'[1/2]$ 의 천이선에서 측정된다. 이 메커니즘의 발견으로 LOG 및 LIF 법으로 Ar 방전중의 전계를 측정할 수 있게 되었다. Ar 원자에 대한 이론적 전계계산은 불가능하므로 전계를 구하기 위한 방법으로 Ar/He 혼합 가스에 대한 보정실험을 하고 있다. 그림 15와 16은 $7f$ 준위에서 각각 측정된 LOG, LIF 신호를 보이고 있다. 서로 다른 두 방법으로 측정하였지만 스펙트럼이 동일한 것을 확인할 수 있다.

측정된 스펙트럼중 $7f[5/2]$, $7f[3/2]$ 의 준위는 알려져 있으나 그 외의 준위는 해석이 곤란하다. 이들 두 준위가 전계강도에 의해 쉬프트되고 있는 것을 볼 수 있으며 전계가 영으로 되는 점에서도 나타나므로 이들 준위를 이용하여 보정실험을 하고 있다.

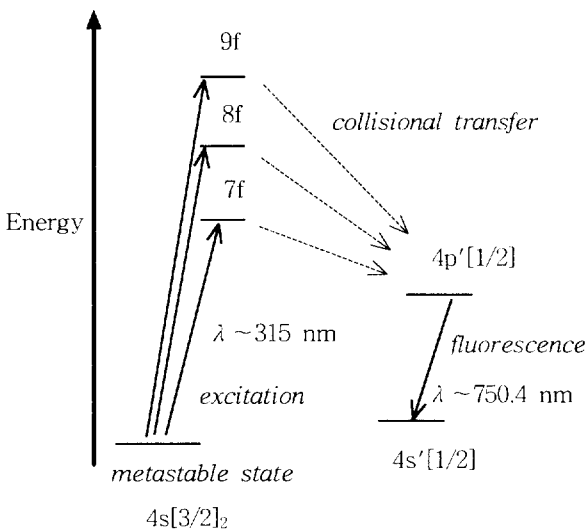


그림 14. Ar 방전의 전계측정 원리도

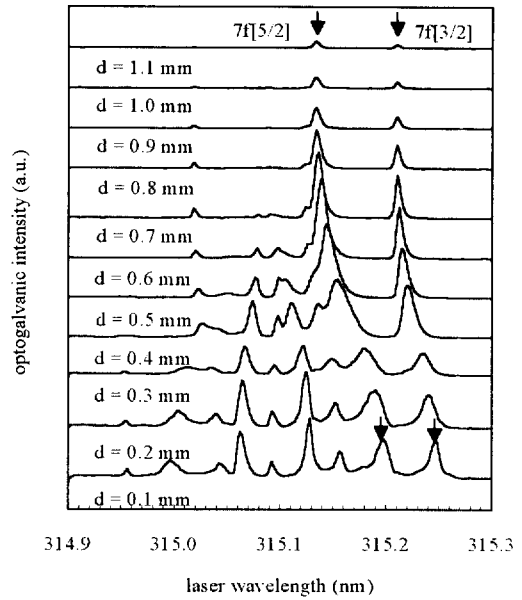


그림 15. Ar 방전에서 측정된 LOG 스펙트럼 ($d=0.1-1.1$ mm, $p=10$ Torr)

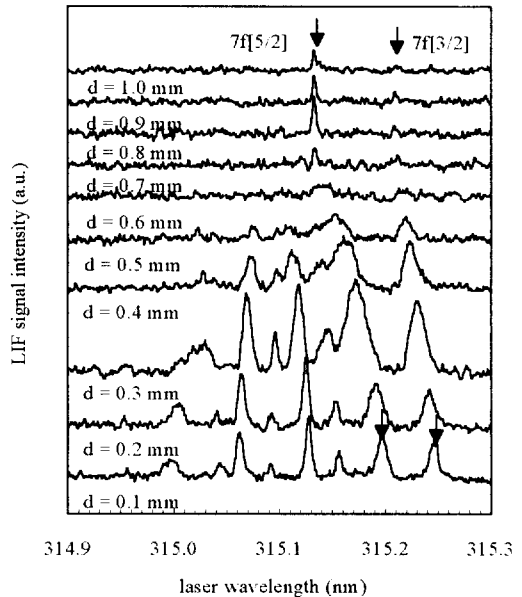


그림 16. Ar 방전에서 측정된 LIF 스펙트럼 ($d=0.1-1.0$ mm, $p=10$ Torr)

5.2.4 H₂ 직류 방전중의 전계측정

그림 17은 수소원자에 대하여 개발된 전계측정 원리도이다[25]. 이 방법은 두 대의 레이저를 이용해 2+1 광자 여기로 하는 데 그 특징이 있다. 먼저 $n=1$ 에서 $n=2$ 로 여기하고(여기파장 : 243 nm) 다시 $n=2$ 에서 $n=6$ 으로 여기하여(여기파장 : 410 nm) 여기된 원자가 하준위로 떨어지면서 충돌로 발생하는 스펙트럼중 H₂ 선($n=3 \rightarrow 2$, 656 nm)에서

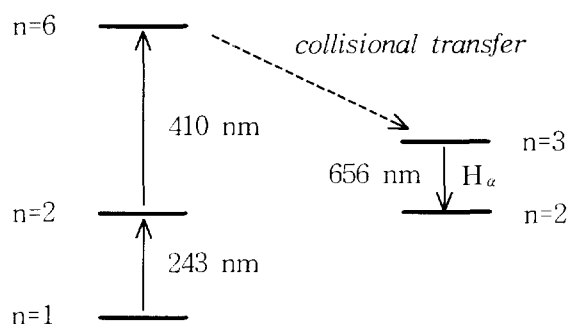


그림 17. H₂ 방전의 전계측정 원리도

n=6 준위의 Stark분열 신호를 관찰하는 것이다

6. 결 론

이상에서 레이저 응용 계측의 하나로서 방전 플라즈마중의 전계측정 기술에 대해서 소개하였다. 이 전계측정 실험 연구는 현재까지 학술적으로 해명하지 못한 이온 쉬스내의 물리적 메커니즘을 밝혀 프로세스 플라즈마 기술의 체계적인 발전의 일익을 담당하는 데 그 의의가 있다 하겠다.

레이저 분광법은 우수한 시·공간 분해능 및 비접촉의 특성을 가져 방전 플라즈마중 쉬스의 전계분포를 정확히 측정할 수 있는 현재까지 개발된 유일한 수단이다. 이 측정법을 이용한 전계측정의 앞으로의 연구로서는 전계측정이 가능한 방전가스류의 확장과 실제적인 스퍼터링 현상 등의 분석을 위해 전계측정 압력의 하한을 개선하여 나가면서 프로세스 플라즈마의 전계측정을 위한 표준적 수법으로 확립하는 것이다.

참 고 문 헌

[1] I. Langmuir, "The interaction of electron and positive ion space charges in cathode sheaths," *Phys. Rev.* Vol. 33, pp. 954 - 989 (1929).
 [2] D. K. Doughty and J. E. Lawler, "Spatially resolved electric field measurements in the cathode fall using optogalvanic detection of Rydberg atoms," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 45, No. 6, pp. 611 - 613 (1984).
 [3] J. Stuart. Foster, "Application of Quantum Mechanics to the Stark Effect in Helium," *Roy. Soc. Proc., A*, Vol. 117, pp. 137-163 (1928).
 [4] A R Edmonds, J Picart, N Tran Minh and R Pullen, "Tables for the computation of radial integrals in the Coulomb approximation," *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, Vol. 12, No. 17, pp. 2781 - 2787 (1979).
 [5] E. A. Den Hartog, D. A. Doughty and J. E. Lawler,

"Laser optogalvanic and fluorescence studies of the cathode region of a glow discharge," *Phys. Rev. A*, Vol. 38, No. 5, pp. 2471 - 2491 (1988).

[6] M. D. Bowden, Y. W. Choi, K. Muraoka and M. Maeda, "Measurements of sheath electric fields in a high pressure helium radio frequency discharge," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 66, No. 9, pp. 1059 - 1061 (1995).
 [7] F. M. Penning, "DEMONSTRATIE VAN EEN NIEUW PHOTOELECTRISCH EFFECT," *Physica* 8, pp. 137 - 140 (1928).
 [8] C. A. Moore, G. P. Davis and R. A. Gottscho, "Sensitive, Nonintrusive, *In-Situ* Measurement of Temporally and Spatially Resolved Plasma Electric Fields," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 52, No. 7, pp. 538 - 541 (1984).
 [9] M. L. Mandich, C. E. Gaebe and R. A. Gottscho, "Time resolved fluorescence from parity mixed rotational energy levels: Collisions vs electric field effects," *J. Chem. Phys.* Vol. 83, No. 7, pp. 3349 - 3357 (1985).
 [10] Y. Yamagata, Y. Kawano, K. Muraoka, M. Maeda and M. Akazaki, "In-situ Calibration for Electric Field Measurements in Glow-Discharge Plasmas by Laser-Induced Fluorescence Using the Optogalvanic Technique," *Jpn J. Appl. Phys.* Vol. 30, No. 1, pp. 166 - 170 (1991).
 [11] M. D. Bowden, T. Nakamura, K. Muraoka, Y. Yamagata, B. W. James and M. Maeda, "Measurements of the cathode sheath in a magnetron sputtering discharge using laser induced fluorescence," *J. Appl. Phys.* Vol. 73, No. 8, pp. 3664 - 3667 (1993).
 [12] Y. W. Choi, M. D. Bowden and K. Muraoka, "A study of sheath electric fields in planar magnetron discharges using laser induced fluorescence spectroscopy," *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 35, No. 11, pp. 5858-5861 (1996).
 [13] K. E. Greenberg and G. A. Hebner, "Electric-field measurements in 13.56 MHz helium discharges," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 73, No. 24, pp. 3282 - 3284 (1993).
 [14] M. Larsson, B. Mannfors and W. R. Pendleton, Jr., "Radiative lifetimes of 1S and 1P Rydberg levels of He," *Phys. Rev. A*, Vol 28, No 6, pp. 3371 - 3377 (1983).
 [15] M. A. Lieberman, "Dynamics of a Collisions, Capacitive RF Sheath," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 17, No. 2, pp. 338 - 341 (1989).
 [16] M. Surendra, D. B. Graves, "Particle Simulations of Radio-Frequency Glow Discharge," *IEEE Trans. Plasma Sci.* Vol. 19, No. 2, pp. 144 - 157 (1991).
 [17] Y. W. Choi, M. D. Bowden and K. Muraoka, "Analysis of sheath electric fields in a radio frequency discharge in helium," *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 35, No. 11A, pp. L1459 - L1461 (1996).

- [18] A. E. Wendt and M. A. Lieberman, "Spatial structure of a planar magnetron discharge," J. Vac. Sci. Technol. A, Vol. 8, No. 2, pp. 902 - 907 (1990).
- [19] T. E. Sheridan, M. J. Geockner and J. Goree, "Model of energetic electron transport in magnetron discharge," J. Vac. Sci. Technol. A, Vol. 8, No. 1, pp. 30 - 37 (1990).
- [20] K. Yoshino, Absorption Spectrum of the Argon Atom in the Vacuum-Ultraviolet Region, J. Opt. Soc. Am., Vol. 60, No. 9, pp. 1220 - 1229 (1970).
- [21] M. Pellarin, J-L. Vialle, M. Carr, J. Lerme and M. Aymar, Even parity series of argon Rydberg states studied by fast-beam collinear laser spectroscopy, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. Vol. 2, pp. 3833 - 3849 (1988).
- [22] P. F. Brevet, M. Pellarin and J. L. Vialle, Stark effect in argon Rydberg states, Phys. Rev. A, Vol. 42, No. 3, pp. 1460 - 1466 (1990).
- [23] S. Bashkin and J. O. Stoner, Jr., Atomic Energy-Level and Grotian Diagrams, (North-Holland Publishing, Amsterdam, 1978), Volume II.
- [24] Y. W. Choi, M. D. Bowden and K. Muraoka, "Electric field measurements in an argon glow discharge using laser spectroscopy," Appl. Phys. Lett., Vol. 69, No. 10, pp. 1361 - 1363 (1996).
- [25] J. P. Booth, M. Fadlallah, J. Derouard and N. Sadeghi, Electric field measurements in discharges by 2+1 photon laser Stark spectroscopy of atomic hydrogen, Appl. Phys. Lett., Vol. 65, No. 7, pp. 819 - 821 (1994).

저 자 소 개



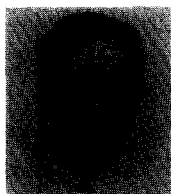
최영욱(崔永旭)

1960년 6월 26일생. 1984년 2월 한양대 공대 전기공학과 졸업. 1994년 3월 九州大學大學院 總合理工學研究科 에너지변환공학과 졸업(석사). 1997년 3월 동 대학원 졸업(공학박). 1984년 3월-91년 10월 한국전기연구소 연구원. 1997년 4월 한국전기연구소 선임연구원. 관심분야 : 방전현상의 레이저 응용 계측, 플라즈마응용, 고전압 펄스 전원 설계.



M.D. Bowden

1965년 2월 11일 오스트레일리아 출생. 1987년 시드니대학 물리학과 졸업(학사). 1991년 동대학 대학원 졸업(박사). 1991-93년 Japan Society for Promotion of Science (JSPS) Post-doctoral Fellowship. 1993 - 九州大學大學院 總合理工學研究科 에너지변환공학과 助手. 관심분야 : 방전현상의 레이저 응용 계측.



村岡克紀(무라오가 카츠노리)

1940년 10월 15日生. 1963년 九州大學 工學部 機械工學科 卒業(學士). 1970년 同大學 大學院 工學博士. 그 후 九州大學 助手, 助教授, 教授를 거쳐 現在 九州大學 大學院 總合理工學研究科長, 九州大學先端科學技術共同研究센터長. 關心分野 : 高溫 플라즈마, 各種 放電 플라즈마 및 프로세싱 플라즈마 研究, 특히 laser 應用計測研究 專門家, 研究論文 200 余編.