

# 플라즈마 전기탐침 진단법

유신재<sup>1</sup>, 장홍영<sup>2</sup>(<sup>1</sup>충남대학교 물리학과 APPLE, <sup>2</sup>카이스트 물리학과)

## 1. 서 론

전기 탐침법(일명 랑뮤어 프로브)은 작은 전기 신호를 이용하여 플라즈마를 간섭(perturbation) 함으로써 플라즈마를 진단하는 방법이다. 작은 전기 신호를 플라즈마에 인가하면 플라즈마는 이에 반응 하여 전기적 신호를 되돌려 주며, 되돌아오는 신호를 분석하면 플라즈마 상태에 대한 다양한 정보(주로 플라즈마 변수들)를 얻을 수 있다. 전기 탐침법은 본질적으로 플라즈마에 탐침을 삽입해야 하는 단점을 가지고 있으며, 프로브의 실질적인 활용이론을 통해 잘 제작된 프로브를 통해 플라즈마 변수를 정확하게 진단해 낼 수 있다. 본 논문에서는 이러한 프로브 활용에 있어서 꼭 염두해 두어야 할 몇 가지 이론과 팁에 대해 기술한다.

## 2. 전기탐침 기초이론

전기탐침은 플라즈마 안에 작은 도체(conductor) 탐침을 삽입한 후, 탐침에 양 전압 혹은 음 전압을 인가 해주며 전류를 읽는 방식을 취한다. 이러한 전기 탐침법을 랑뮤어(Langmuir) 탐침법이라 하는데, 이 방법은 랑뮤어에 의해 최초로 시도되었고, 랑뮤어와 모츠-스미스(Mott-Smith)에 의해 분석법이 발전하였다[1]. 랑뮤어 탐침법을 이용하면 플라즈마 전위, 부유(floating) 전위를 포함하여 플라즈마 내의 전자에 관한 대부분의 정보

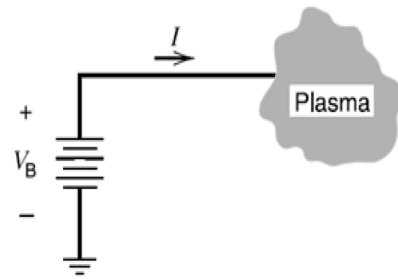


그림 1. 전기탐침의 개략도

(예를 들어 전자 밀도, 전자 온도, 전자 에너지 분포 함수 등)를 얻을 수 있다.

그림 1은 랑뮤어 탐침법의 기본 개념을 나타낸다. 탐침에  $V_B$ 의 전위를 인가해줄 경우, 탐침으로는 이에 대응하여  $I(V_B)$  만큼의 전류가 흐르게 된다. 이때, 이 탐침으로 흐르는 전류  $I(V_B)$ 는 플라즈마에 인가해 준 전기적 섭동 신호  $V_B$ 에 대해 플라즈마가 반응한 결과이며, 일반적으로  $V_B$ 와  $I(V_B)$ 는 그림 2와 같은 전류-전압 특성 곡선(I-V characteristic curve)을 만든다.

그림 2에서, 전위(혹은 전압)  $V_p$ 와  $V_f$ 는 각각 플라즈마 전위와 부유(floating) 전위를 나타낸다. 부유 전위는 탐침으로 흐르는 전류가 없을 때의 전위로 정의 된다(탐침으로 흐르는 총 전류=0). 탐침에 인가하는 전위  $V_B$ 가 플라즈마 전위  $V_p$ 와 같을 경우( $V_B = V_p$ ), 탐침은 플라즈마와 전기적으로 동일한 전위에 있으며, 이 상태에서 탐침을 통해 흐르는 전류는 주로 전자에 의한 전류가 된다(무거운 이온에 비해 가벼운 전자의 이동성이

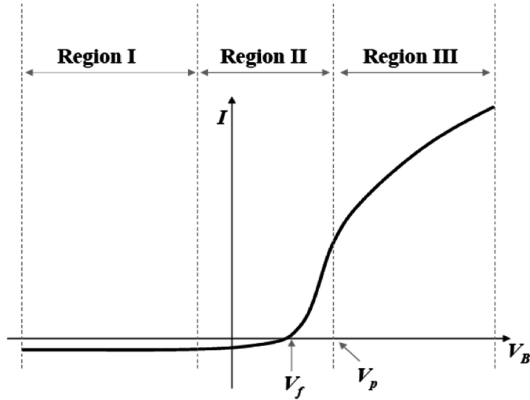


그림 2. 전기탐침의 IV 특성 곡선

월등히 좋기 때문에 탐침으로 전자가 많이 흘러 들어온다. 그리고 이 경우 전류의 방향은 탐침으로부터 플라즈마로 흘러 나가는 방향이 되며, 앞으로의 논의에서는 이 방향을 양의 전류 방향(positive direction)으로 정한다. 만약 탐침의 전위를 플라즈마 전위 이상으로 올리면( $V_B > V_P$ ; 그림 2의 영역 III), 탐침은 플라즈마에 대하여 양의 전위를 가지게 되고 전자를 끌어당기게 된다. 따라서 전자 전류는 추가적으로 증가하는데, 이때 탐침의 전위를 계속 증가 시키면 이에 비례하여 전자 전류도 무한히 증가하는 것이 아니라, 어느 정도 증가하다 점차 포화(saturation) 된다(주변 플라즈마의 전자 밀도가 일정하므로 탐침으로 들어오는 전자의 개수는 탐침 전위를 올려도 크게 증가하지 않는다). 그러나 탐침의 기하 구조에 따라 전자가 흘러드는 유효면적의 증가(쉬스 전압의 증가=쉬스 두께의 증가)로 인하여 전자전류의 완벽한 포화가 일어나지 않는 경우도 있다. 탐침의 전위가 플라즈마 전위 보다 낮아지는 경우( $V_B < V_P$ ; 그림 2의 영역 II), 탐침은 플라즈마에 대하여 음의 전위를 가지므로 전자들의 탐침으로의 입사는 점차 방해 받게 된다. 따라서 이 영역에서는 탐침의 전위가 낮아질수록 전자 전류는 볼츠만 관계(Boltzmann relation)를 따라 감소하게 된다. 탐침의 전위가 계속 낮아져서 부유 전위와 같아지면( $V_B = V_P$ ), 탐침으로 입사되는 전자 전류의 양은 플라즈마로부터 확산 되어온 이온에 의한 이온 전류의 양과 같아지고, 이 경우 탐침을 통해 흐르는 총 전류의 양은 '0'이 된다. 탐침의 전위가 더더욱 낮아져서 부유 전위보다도 작아질 경우( $V_B < V_P$ ; 그림 2의 영역 I), 전자들의 탐침으

로의 입사는 거의 무시할 수 있을 만큼 작아지며, 반대로 탐침은 플라즈마 내의 이온들을 끌어당기게 된다. 이러한 이온 전류는 플라즈마로부터 탐침으로 흘러 들어가는 방향을 가지므로 음의 전류가 되며, 탐침 전위의 감소에 따라 점차 포화된다(마찬가지로 이온이 입사하는 유효면적의 증가로 인해 완벽히 포화되지는 않고 탐침 전위 감소에 따라 이온 전류가 미약하게나마 증가할 수도 있다). 이때 이온 포화 전류는 전자 포화 전류보다 훨씬 크기가 작는데, 이는 이온의 질량이 전자의 질량보다 매우 크기 때문이다. 언급된 바와 같이 탐침의 I-V 특성곡선은 3개의 구간으로 나눌 수 있으며, 영역 I은 이온 포화 구간(ion saturation region), 영역 II는 전자 전이 구간(electron transition region), 영역 III은 전자 포화 구간(electron saturation region)이라 부른다.

그림 3은 탐침의 기하구조에 따른 전자 포화 전류의 차이를 보여준다. 평면 탐침(planar probe)을 사용할 경우, 탐침의 전위  $V_B$ 가 플라즈마 전위  $V_P$ 보다 커진다 하여도, 전자가 흘러드는 유효면적 증가의 효과가 크지 않으며(쉬스 두께 증가에 의한 유효 수집 면적 증가가 1차원 적이다), 따라서 전자 전류는 급격히 포화 되고, 플라즈마 전위의 구분이 쉽다. 그러나 많은 경우 평면 탐침은 탐침의 넓은 표면적 때문에 플라즈마 진단에 적합하지 않을 수 있다(이상적인 평면 구조를 만족하려면 탐침의 표면적 A는  $A \gg s^2$ 라는 조건을 만족해야 한다. 이때, s는 쉬스의 두께를 나타낸다). 이와 반대로 구형 탐침(spherical probe)의 경우, 탐침의 전위  $V_B$ 가 플라

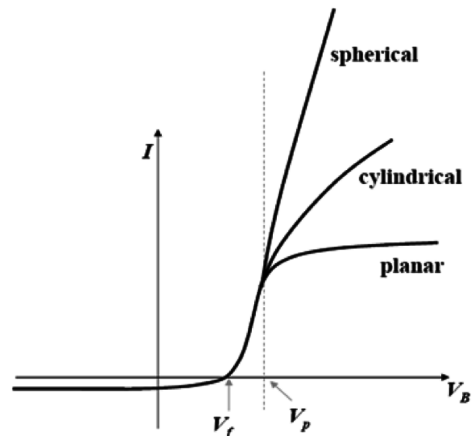


그림 3. 전기탐침 구조에 따른 포화곡선

즈마 전위  $V_p$ 보다 커지면 전자에 대한 유효 수집 면적이 급격히 증가한다. 따라서 전자 전류의 포화가 쉽게 관측되지 않으며 플라즈마 전위를 쉽게 찾을 수 없다. 이러한 이유 때문에 구형 탐침 또한 실제 플라즈마 진단에 잘 적용이 되지 않는다. 가장 보편적으로 플라즈마 진단에 사용되는 탐침은 얇은 도선(반경이 드바이 길이  $\lambda_{De}$ 보다 작은 도선)으로 만들어진 원통형 탐침(cylindrical probe)이 대부분인데, 이러한 탐침은 적절한 전자 포화 특성을 보여주며 만들기 또한 쉽다.

### 3. 전기탐침 설계

앞에서도 언급 했듯이, 탐침 진단은 본질적으로 탐침을 플라즈마에 삽입하는 침입식 방법(intrusive method)이며, 따라서 탐침 진단 자체가 플라즈마를 변형시킬 수도 있다. 이러한 탐침의 삽입 효과를 최소화하려면 플라즈마 내의 이온화, 에너지 균형, 방전 전류 등에 교란을 주지 않을 정도로 탐침의 크기를 작게 제작해야 한다. 만일 크기가 큰 탐침을 사용 한다면, 신호 대 잡음 비(Signal-to-Noise ratio)가 좋은 신호를 얻을 수는 있지만, 이는 통상의 탐침 진단에서 가장 흔히 행해지는 오류이다. 크기가 큰 탐침으로 받은 신호는 플라즈마가 원래 가지고 있던 정보 이외에 탐침에 의해 왜곡된 정보가 포함되기 때문에 잘못된 정보를 준다. 그리고 추가적으로 탐침을 감싸는 부도체 재질의 탐침 덮개 또한 충분히 작아야 한다. 적절한 랑뮤어 탐침 진단을 위한 가장 일반적인 조건은 다음과 같다[3].

$$a, b, \lambda_D \ll \lambda_e \quad (1)$$

여기서  $a$ 와  $b$ 는 각각 탐침과 탐침 덮개의 반경을 나타내며,  $\lambda_D$ 는 드바이 길이,  $\lambda_e$ 는 플라즈마 내에서 전자의 평균 자유 경로(mean free path)를 나타낸다. 이러한 조건이 만족 되지 않을 경우, 탐침으로 흡수되는 전자를 주변에서 유효하게 보충해 주지 못하게 되므로 탐침 주변의 플라즈마 밀도가 감소하게 되고, 이는 측정의 오차로 나타나게 된다. 추가적으로 크기가 매우 큰 탐침을 사용할 경우 전자를 너무 많이 흡수함으로 인해서 플라즈마 전위마저 변하게 된다. 표 1은 낮은 압력

표 1. 랑뮤어프로브의 일반적인 수치들

Parameters	Typical values
Pressure(mTorr)	1-500
Electron density(/cm <sup>3</sup> )	$5 \times 10^8 - 5 \times 10^{11}$
Debye length( $\mu\text{m}$ , $\lambda_D$ )	20-660(for $kT_e \sim 4\text{eV}$ )
Mean free path(mm, $\lambda_e$ )	1.12-560(for $T_N=300\text{K}$ , and $3\text{eV}$ electron)
Probe radius( $\mu\text{m}$ , $a$ )	$\sim 50$
Probe tip holder radius( $\mu\text{m}$ , $b$ )	$\sim 500$
Probe tip length(mm)	20-50

의 알곤 플라즈마에서 사용되는 랑뮤어 탐침의  $a$ ,  $b$ ,  $\lambda_D$  및  $\lambda_e$ 의 일반적인 값들을 나타낸다.

### 4. 탐침곡선에 대한 맞춤곡선 이론

탐침을 통해  $I-V$  특성 곡선을 측정하고 나면 여러 가지 곡선 맞춤 이론(curve fitting theory)을 통해 플라즈마 변수들을 계산 할 수 있다. 본 절에서는 가장 널리 사용되는 원통형 탐침에 대한 곡선 맞춤 이론들에 대해서만 살펴 보도록 한다.

#### 4.1. 궤적 운동 제한 이론(탐침으로 입사하는 전자 혹은 이온의 운동을 타원형 궤적 운동으로 생각하는 이론)

궤적 운동 제한 이론이란 영문으로 'Orbital Motion Limited theory', 약자로 OML 이론이라 하며, 슈스 내에서의 전자나 이온의 충돌이 없는 낮은 압력 조건 ( $\lambda_i$  or  $\lambda_e \gg s$ )에서 사용되는 원통형 탐침에 대해 가장 적절한 곡선 맞춤 이론으로 알려져 있다[1]. OML 이론은 플라즈마 내의 전자는 맥스웰 분포(Maxwellian distribution)를 가지며, 탐침은 무한히 긴 원통형 구조를 가진다고 가정한다( $s \gg a$ (탐침의 반경) and  $s \ll \lambda$ (탐침의 길이)). 일반적으로 낮은 압력의 방전에서는 탐침 표면에서의 슈스 두께  $s$ 가 1mm정도 되므로, 무한히 긴 원통형 탐침을 가정하는 것이 타당하다고 볼 수 있다. OML 이론은 전자 혹은 이온 중 한 종류의 입자만 탐침으로 입사하는 상황을 다루며, 간단한 계산을 통해 원통형 탐침으로 입사하는 전자 혹은 이온의 포화 전류는 다음과 같이 나타낼 수 있다[1, 2].

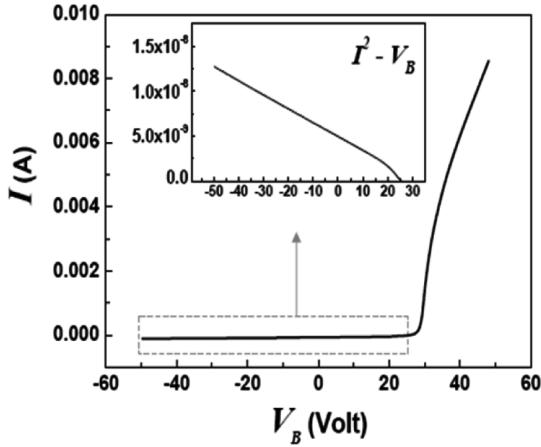


그림 4. 포화곡선의 개형

$$I = 2en_s ad \left( \frac{2e|V_p - V_B|}{M} \right)^{1/2} \quad (2)$$

여기서  $I$ 는 전자 혹은 이온 포화 전류를 나타내며(전자일 경우  $M=m_e$ , 이온일 경우  $M=m_i$ 가 된다), 탐침에 인가해 준 전위의 제곱근에 비례한다. 따라서 탐침을 통해 측정된  $I-V$  특성 곡선을  $I^2-V$  곡선으로 바꾸면 포화 영역에서  $I^2$ 의 값은 그림 4에서 나타난 것처럼 탐침에 인가해 준 전압에 선형적으로 비례하게 된다. 이때, 플라즈마 밀도  $n_s$ (쉬스와 플라즈마의 경계 면에서의 전자 혹은 이온의 밀도)는 포화 영역에서의  $I^2-V$  곡선의 기울기를 통해 구할 수 있다.

$$n_s = \frac{1}{2ead} \sqrt{\frac{M}{2e}} \left( \frac{I^2}{|V_p - V_B|} \right)^{1/2} \quad (3)$$

여기서 주의할 점은 식 3에서 보여주는 것처럼 포화 전류에는 입자의 온도에 관한 정보가 포함되지 않는다는 것이다. 따라서 OML 이론을 이용할 경우 전자 온도에 관한 정보는 얻을 수 없다. 추가로, 몇 가지 기술적 이유 때문에 이온 포화 전류가 전자 포화 전류 보다 OML 이론을 적용하는데 용이 하다는 것을 알아두자.

#### 4.2. 전자 전이 영역에 대한 곡선 맞춤 이론 앞에서 언급 했듯이 전자 전이 영역(그림 2의 영역

II)에서는 전자들이 탐침의 전위에 대해 볼츠만 관계를 만족한다. 따라서 막스웰 분포를 가지는 전자들의 경우, 이 영역에서의 전자 전류를 다음과 같이 나타낼 수 있다. 식 4에 자연 로그를 취하면 식은 다음과 같이 변한다.

$$I_e = I_{e0} \exp\left(\frac{V_B - V_p}{T_e}\right) \quad (4)$$

$$\ln I_e = \ln \left\{ I_{e0} \exp\left(\frac{V_B - V_p}{T_e}\right) \right\} = \frac{1}{T_e}(V_B - V_p) + \ln I_{e0} \quad (5)$$

위의 식에서 보여 지는 것처럼 이 영역에서의 전자 전류에 대한 자연 로그는 탐침의 전위와 선형 비례관계를 가지며, 이때 기울기는 전자 온도의 역수가 된다. 따라서 전자 전이 영역에 대한  $\ln I_e - V$  곡선을 확인해보면 플라즈마 내의 전자 온도를 알 수 있다.

그림 5는  $I-V$  특성 곡선을  $\ln I - V$  곡선으로 변환 시킨 것을 보여준다. 이 곡선은 정확히  $\ln I_e - V$  관계를 나타낸 것이 아니지만 전자 온도를 결정하는데 유용하게 사용할 수 있다. 왜냐하면, 플라즈마 전위 근처(이온 전류의 크기가 매우 작아서 무시될 수 있는 영역, 따라서 이 영역에서는  $I_e \approx I$ 가 된다)에서의 기울기는 전자 온도의 역수로 근사 될 수 있기 때문이다.

### 5. 탐침 회로의 구성

본 절에서는  $I-V$  특성 곡선을 얻는 자세한 실험 방법

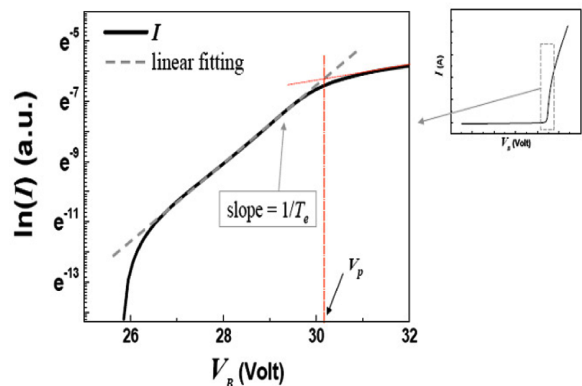


그림 5. 로그로 변환시킨 전이곡선의 모습

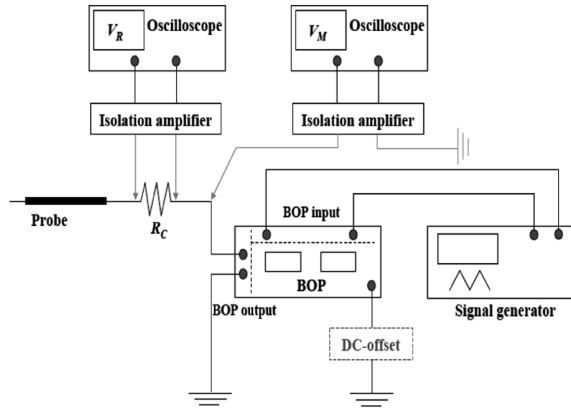


그림 6. 전기탐침 회로 구성의 개략도

에 대해 논의 할 것이다. 그림 6은 전기탐침을 위한 회로 및 장비의 개략적인 구성을 보여준다. 탐침에 전위를 인가하기 위한 작은 신호가 신호 발생기(signal generator)로부터 발생되면, 이는 쌍극성 연산 증폭기(Bipolar operational amplifier: BOP)를 통해 증폭이 되고, 증폭된 전압 신호는 탐침에 인가된다(이 과정에서 필요할 경우 임의의 직류 고정 전압을 연산 증폭기 출력 신호에 더해주기도 한다: dc-offset). 탐침의 전위에 대응하여 탐침으로 흘러 들어오는 전류는 저항  $R_C$ 를 이용하여 측정 할 수 있다. 이때 측정용 저항  $R_C$ 의 양단에 걸리는 전압( $V_R$ )은  $V_R = I R_C$ 의 관계를 만족하며, 실제 탐침에 걸리는 전위  $V_B$ 는 BOP의 출력 단자 전압  $V_M$ 과  $V_B = V_M V_R$ 의 관계를 만족한다. 절연 증폭기(isolation amplifier)는 측정 장비들이 탐침으로부터 들어오는 전류를 왜곡시킴으로 해서 발생하는 오차를 없애기 위하여 사용된다.

여기서 주의할 점은, 측정용 저항  $R_C$ 는 언제나 탐침의 미분 저항값  $R_C$ 보다 충분히 작아야 한다는 점이다 ( $R_C = dV_B/dI$ : 일반적으로  $R_C$ 는 대략  $k\Omega$ 에서  $M\Omega$  정도의 값을 가진다). 왜냐하면 BOP에서 발생된 측정용 전압은 저항  $R_C$ 보다 탐침에 인가 되어야 하기 때문이다 ( $R_C \gg R_C \Rightarrow V_B \gg V_R \Rightarrow V_M \approx V_B$ ).

## 6. 전자에너지분포(EEDF)의 측정

앞 절에서 다룬  $I-V$  특성 곡선에 대한 곡선 맞춤 이론들은 모두 전자의 에너지 분포를 맥스웰 분포로 가정

한다. 그러나 실제 저압에서 발생된 플라즈마의 경우 전자 에너지 분포 함수(Electron Energy Distribution Function: EEDF)가 맥스웰 분포가 아닌 경우가 많다. 예를 들어, 저압의 축전 결합 플라즈마(Capacitively Coupled Plasma: CCP)의 경우, 서로 다른 전자온도를 가지는 두 개의 전자군(electron group)이 섞여있는 이중-맥스웰 분포(bi-Maxwellian distribution)가 보고되고 있다[4]. 이러한 경우,  $I-V$  특성 곡선에 대한 곡선 맞춤 이론들은 사용이 불가능하며, 드루벤스타인 분석법(Druyvesteyn analysis)이 신뢰도 있는 방법이 된다. 또한, 드루벤스타인 분석법을 이용할 경우 측정된  $I-V$  특성 곡선을 이용하여 EEDF 또한 직접 계산해 낼 수 있다. 전자 에너지 분포함수 즉, EEDF는 플라즈마 물리학에서 가장 중요한 변수 중 하나이며, 각 에너지마다 얼마나 많은 수의 전자들이 플라즈마 안에 존재하는가를 나타낸다.

드루벤스타인 분석법은  $I-V$  특성 곡선에 대한 미분을 기본으로 한다.  $I-V$  특성 곡선을 얻은 후, 이를 두 번 미분하면 다음과 같은 드루벤스타인 관계식을 통해 EEDF를 얻을 수 있다[2].

$$g(\varepsilon) = \frac{2m_e}{e^2 A} \left( \frac{2eV}{m_e} \right)^{1/2} \frac{d^2 I_e(V)}{dV^2}, \quad eV \equiv \varepsilon \quad (6)$$

여기서  $e$ 와  $m_e$ 는 각각 전자의 전하량과 질량을 나타내며,  $V = V_p - V_B$ 는 플라즈마 전위에 대한 탐침의 상대 전위를 나타낸다.  $A$ 는 탐침의 표면적이다. 전자 밀도( $N_e$ )나 유효 전자 온도( $T_{eff}$ )와 같은 플라즈마 변수들은 아래와 같은 EEDF의 적분식을 통해 얻을 수 있다.

$$N_e = \int_0^{\varepsilon_{max}} g(\varepsilon) d\varepsilon \quad (7)$$

$$T_{eff} = \frac{2}{3} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2e}{3n_e} \int_0^{\varepsilon_{max}} \varepsilon g(\varepsilon) d\varepsilon \quad (8)$$

여기서  $\varepsilon_{max}$ 는 탐침의 측정 가능 에너지 영역(dynamic range)을 나타낸다. 추가로 그림 7에서 보여주는 것처럼 플라즈마 전위  $V_p$ 는  $I-V$  특성 곡선을 두 번 미분한 곡선이  $x$ 축과 교차하는 점이 된다. 그림 7에

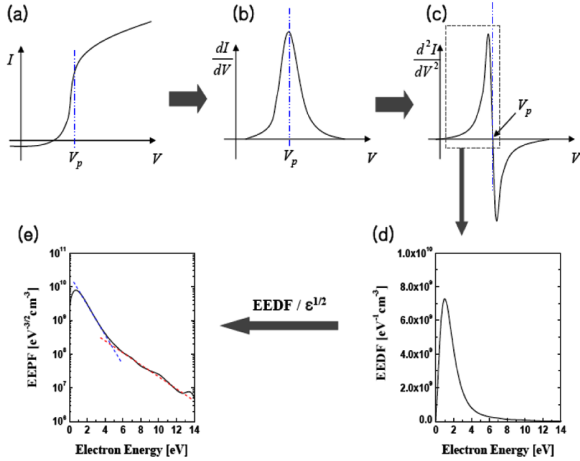


그림 7.  $I-V$  특성 곡선으로부터 EEDF의 계산. 이때, 그림 (a)~(e)는 각각  $I-V$  특성 곡선(a),  $I-V$  특성 곡선의 1차와 2차 미분(b, c), 식 6을 통해 계산된 EEDF (d), 그리고 전자 에너지 확률 함수(Electron Energy Probability Function: EEPF) (e)을 보여준다.

서, 전자 에너지 확률 함수 EEPF는  $g(e)/e^{1/2}$ 로 정의되며, 전자가 주어진 임의의 에너지에 존재할 확률을 나타낸다.

### 7. RF 보상

앞 절에서는 랭뮤어 탐침에 대한 기본 사항들을 다루었으며, 정확한  $I-V$  특성 곡선을 측정하였다면 언급된 이론들을 이용하여 다양한 플라즈마 변수들(전자 밀도, 전자 온도, EEDF 등)을 구할 수 있다. 그러나 실제 RF를 이용하여 발생시킨 플라즈마에서는 플라즈마 전위의 RF 진동 때문에 정확한  $I-V$  특성 곡선을 얻기가 쉽지 않다. RF 방전에서는 플라즈마 전위가 시간에 따라 진동하며, 그 진동수는 플라즈마 발생을 위해 사용한 RF 주파수와 그에 대응하는 조화 진동수들(harmonic frequencies: 쉬스의 비 선형성에 의해 발생한다)로 구성이 된다. 이러한 플라즈마 전위의 RF 진동은 측정된  $I-V$  특성 곡선에 오차를 유발시킨다.

$I-V$  특성 곡선의 왜곡과정은 그림 8에 나타나 있다. 그림 8은 플라즈마 전위  $V_p(t)$ 의 시간적 변화에 따른  $I-V$  특성 곡선의 변화를 보여준다(얇은 실선으로 된  $I-V$  특성 곡선들). 이때, 각  $I-V$  특성 곡선의 변곡점은 그 곡선이 측정된 순간의 플라즈마 전위를 나타낸다. 그

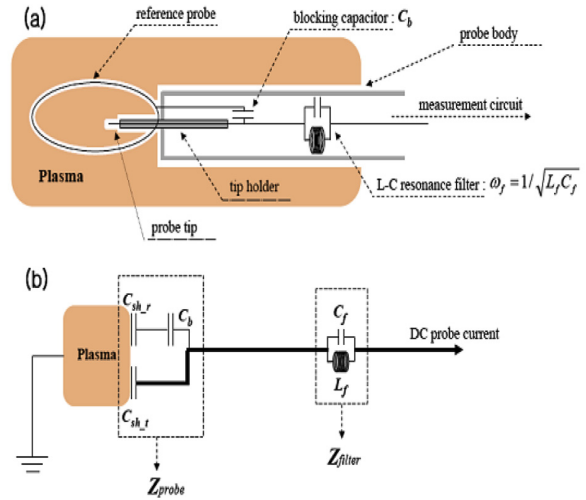


그림 8. (a) RF 보상 랭뮤어 탐침의 개략도 및 (b) 이에 대한 등가회로. 여기서,  $C_{sh,r}$ 과  $C_{sh,t}$ 는 각각 기준탐침 및 탐침끝단(probe tip)에 대한 쉬스 캐패시턴스를 나타내며,  $C$ 와  $L$ 는 RF 필터에 대한 캐패시턴스 및 인덕턴스를 나타낸다. 또한  $Z_{probe}$ 는 탐침(reference probe + tip)에 대한 유효 임피던스를,  $Z_{filter}$ 는 RF 필터에 대한 임피던스를 나타낸다.

림에서 보여준 것처럼  $V_p$ 가 시간에 따라 변하면,  $I-V$  특성 곡선은 수평방향으로 진동 하며, 이러한  $I-V$  특성 곡선의 진동을 시간에 대해 평균해 보면 그림에 나타난 굵은 곡선이 된다. 이 왜곡된 곡선(굵은 실선)은 실제  $I-V$  특성 곡선보다 높은 전자 온도를 가지게 된다.

RF로 인한  $I-V$  특성 왜곡현상을 피하려면 세심한 탐침 디자인이 요구된다. 여러 디자인 방법 중 가장 효율적이고 추천할 만한 방법은 RF 필터와 기준 탐침(reference probe)의 사용이다[3]. 그림 9는 RF 보상 랭뮤어 탐침(RF 필터와 기준 탐침을 장착한 탐침)의 개략도 및 등가회로를 보여준다.

RF 보상 랭뮤어 탐침에서 기준 탐침(dc 막음용 캐패시터  $C_b$ 를 포함한)은 두 가지 역할을 한다. 첫째로, 탐침 전위 공급용 dc 전압( $V_B$ )은 dc 막음용 캐패시터 때문에 기준 탐침에 인가되지 못하며, 작은 측정용 탐침(probe tip)에만 인가된다. 따라서 플라즈마에 대한 전기적 간섭은 최소화되고, 인가된 탐침 전위에 대응하는 탐침 전류는 오직 측정용 탐침을 통해서만 흐른다. 둘째로, 기준 탐침은 탐침의 유효면적을 크게 하여 탐침의 유효 임피던스  $Z_{probe}$ 를 감소시키는 역할을 한다. 이것은 아래의 관계식을 통해 쉽게 확인 할 수 있다.

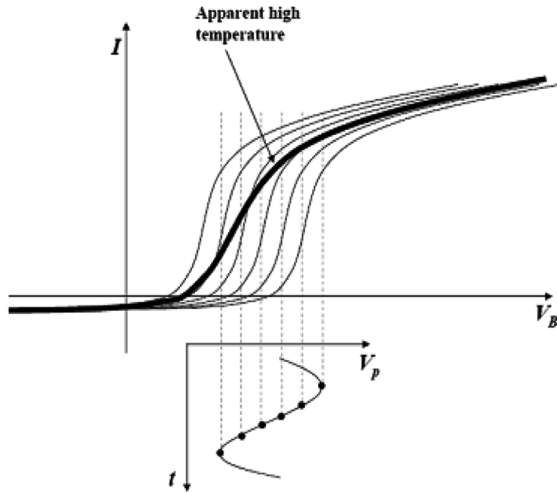


그림 9. rf 방전에서의 I-V 특성 곡선. 두꺼운 실선은 시간 평균된 값을 나타내며, 실제 I-V 특성 곡선(얇은 실선) 보다 높은 전자 온도를 갖게 된다[2].

$$C_{eff} = \frac{C_{sh\_r} C_b}{C_{sh\_r} + C_b} \gg C_{sh\_t} \quad (9)$$

여기서,  $C_{sh\_r}$ 와  $C_{sh\_t}$ 는 각각 기준 탐침 및 탐침끝단 (probe tip)에 대한 쉬스 캐패시턴스를 나타내며,  $C_b$ 는 dc 막음용 캐패시터의 캐패시턴스를,  $Z_{probe\_o}$  및  $Z_{probe}$ 는 탐침(reference probe + tip)에 대한 유효 임피던스를 나타낸다. 일반적으로,  $C_{sh\_t}$ 은 대략 0.1 pF 이하의 값을, 그리고  $C_{sh\_r}$ 과  $C_b$ 는 각각 수십 pF와 수백 pF 정도의 값을 가지게 된다. 간단히 계산을 해보면, 13.56MHz에 대해 탐침에 대한 유효 임피던스 값  $Z_{probe}$ 는 기준 탐침이 없을 경우 대략  $10^3 K\Omega$ 에서 기준 탐침 및 dc 막음용 캐패시터 장착한 경우 대략 수  $K\Omega$  이하로 감소하게 된다.

한편, L-C 병렬 공진 현상을 이용한 RF 필터는 플라즈마 발생을 위한 구동RF 주파수와 그 조화파들에 대해서 매우 높은 임피던스 값을 가지도록 만들어진다. 캐패시터와 인덕터의 병렬 연결은 특정 주파수에서 병렬 공진 현상을 유발하며, 이때 공진 주파수는 이 되고(여기서,  $L$ 와  $C$ 는 필터의 인덕턴스 및 캐패시턴스), 이 주파수에서 필터는 매우 높은 임피던스를 가진다. 따라서 우리가 원하는 주파수에 맞도록 병렬 공진 필터의  $L_f$  및  $C_f$ 의 값을 조절 해 줌으로써 해당 주파수에서 높은 임

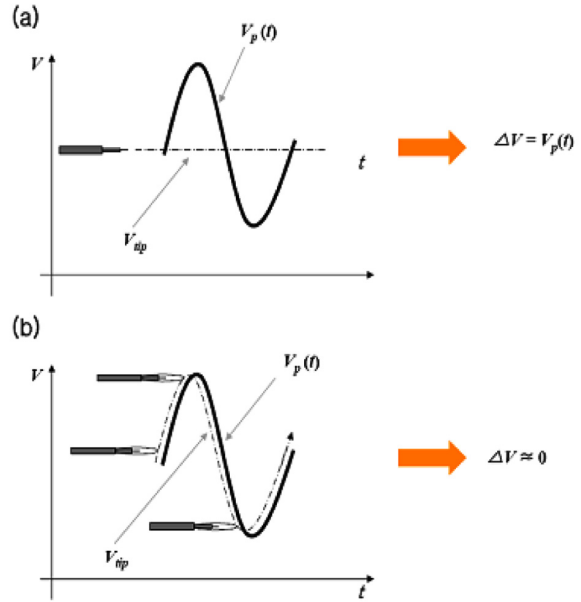


그림 10. 탐침의 전위와 rf로 떨리는 플라즈마 전위( $V_p(t)$ )의 관계. 이때, (a)는 기준 탐침과 rf 필터가 없을 경우, (b)는 있을 경우를 나타낸다. 그리고,  $\Delta V$ 는 탐침 쉬스에 걸리는 rf 전압을 나타낸다.

피던스를 얻을 수 있다. 실제 실험실에서 병렬 공진 RF 필터를 제작한다면, 수십~200K $\Omega$  정도 되는 공진 임피던스( $Z_{filter}$ ) 값을 얻을 수 있다.

위의 논의를 바탕으로 살펴보면, 주어진 RF 주파수에 대해, 탐침과 필터의 임피던스의 비율  $Z_{probe}/Z_{filter}$ 은 기준 탐침 및 dc 막음용 캐패시터를 장착할 경우 매우 작은 값이 된다는 것을 알 수 있다. 따라서 이 경우, 대부분의 RF 전압은 탐침 보다는 RF 필터에 걸리게 된다(즉, 탐침에는 RF 전압이 거의 걸리지 않게 된다). 이것은 그림 10에서 보여주는 것과 같이 탐침의 전위가 플라즈마 전위의 RF 떨림에 거의 “따라서” 쫓아간다는 것과 물리적으로 동일하며, 이렇게 되면 탐침은 시간에 관계없이 플라즈마 전위의 RF 떨림을 느낄 수 없게 된다.

보상 탐침 및 RF 필터를 사용한 RF 보상 랑뮤어 탐침을 이용한 측정이 적절히 이루어 졌는가에 대한 판단은 탐침 쉬스에 걸리는 전압  $\Delta V$ 와 전자 온도의 크기를 비교해보면 알 수 있다.  $\Delta V$ 가 다음 조건을 만족해야 함이 Godyak과 동료들에 의해 제시 되었다[3].

$$\Delta V \leq 0.5T_e \quad (10)$$

참고문헌

- [ 1 ] H. Mott-Smith and I. Langmuir, *Phys. Rev.* **28**, 27 (1926).
- [ 2 ] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Wiley, New York (2005).
- [ 3 ] V. A. Godyak, R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich, *Plasma Sources Sci. echnol.* **1**, 36 (1992).
- [ 4 ] V. A. Godyak and R. B. Piejak, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 996 (1990).

저 자 약 력

유 신 재



- 1999년: 충남대학교 물리학과 학사
- 2002년: 카이스트 물리학과 석사
- 2005년: 카이스트 물리학과 박사
- 2005-2006년: KAIST 자연과학연구소 Pos. Doc
- 2006-2007년: POSTECH 기초과학연구소 Pos. Doc
- 2007-2014년: 한국표준과학연구원 선임연구원
- 2013-2014년: KRISS Distinguished Research Scientist
- 2014-현재: 충남대학교 물리학과 교수