

석사학위논문

Master's Thesis

직류 글로우 플라즈마 내에 트랩된  
티끌입자의 전하량 측정

Measurement of dust particle charge  
in DC glow plasmas

박호용 (朴皓用 Park, Hoyong)

물리학과

Department of Physics

한국과학기술원

Korea Advanced Institute of Science and Technology

2005

직류 글로우 플라즈마 내에 트랩된  
티끌입자의 전하량 측정

Measurement of dust particle charge  
in DC glow plasmas

Measurement of dust particle charge  
in DC glow plasmas

Advisor : Professor Wonho Choe

by

Park, Hoyong

Department of Physics

Korea Advanced Institute of Science and Technology

A thesis submitted to the faculty of the Korea Advanced Institute of Science and Technology in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science in the Department of Physics

Daejeon, Korea

2004. 12. 20.

Approved by

---

Professor Wonho Choe

Advisor

# 직류 글로우 플라즈마 내에 트랩된 티끌입자의 전하량 측정

박 호 용

위 논문은 한국과학기술원 석사학위논문으로 학위논문심사  
위원회에서 심사 통과하였음.

2004년 12월 20일

심사위원장 최 원 호 (인)

심사위원 장 충 석 (인)

심사위원 장 홍 영 (인)

MPH 박 호 용. Park Hoyong. Measurement of dust particle charge in DC glow plasmas.  
20033288 직류 글로우 플라즈마 내에 트랩된 티끌입자의 전하량 측정. Department of  
Physics . 2005. 48p. Advisor Prof. Wonho Choe.

### **Abstract**

The dust particles introduced into plasma are charged by the influx of electrons and ions, and the dust charge is one of the most fundamental and important parameters in the dynamical behavior of the particle inside the plasma. In this thesis work, measurement of micrometer sized SiO<sub>2</sub> and melamine formaldehyde particles externally injected into a dc glow argon discharge was conducted. Prior to measuring the dust charge, particle levitation and trapping was achieved in such a way that the amount of the injected particles gave little effect on the plasma. The charge measurement was done by the force balance acted upon the levitated particle among the upward electrostatic force and the downward gravity at the levitation position. For doing it, a parabolic sheath model was used to obtain the sheath electric field. On the other hand, the electric field profile around the levitated position was also measured by using an emissive probe. The particle charge was also experimentally obtained by measuring the resonance frequency of the particle oscillation motion driven by an excitation wire inserted into the plasma. Finally, the particle charge was evaluated by using a self-consistent collisional plasma sheath model and the OML (orbital motion limited) theory at the given experimental plasma condition. The particle charge measured by the three different methods turned out to produce about the same order of magnitude, which is several times smaller than that obtained by the modeling.

# 목 차

|                                       |            |
|---------------------------------------|------------|
| <b>Abstract</b>                       | <b>i</b>   |
| <b>목 차</b>                            | <b>iii</b> |
| <b>표 목 차</b>                          | <b>v</b>   |
| <b>그 림 목 차</b>                        | <b>vi</b>  |
| <b>제 1 장 서론</b>                       | <b>1</b>   |
| <b>제 2 장 이론</b>                       | <b>4</b>   |
| 2.1 티끌입자의 대전 현상[32]                   | 4          |
| 2.2 플라즈마 내에서 티끌입자가 받는 힘[32]           | 6          |
| 2.3 DC 덮개(sheath) 이론[11]              | 9          |
| 2.3.1 비 충돌성 덮개 (collisionless sheath) | 9          |
| 2.3.2 충돌성 덮개 (collisional sheath)     | 13         |
| 2.3.3 플라즈마 전위(plasma potential)       | 14         |
| 2.4 전하량 측정 방법                         | 17         |
| <b>제 3 장 실험장치 및 방법</b>                | <b>18</b>  |
| 3.1 실험장치 구성                           | 18         |
| 3.2 플라즈마 진단계                          | 21         |
| 3.2.1 정전탐침 (Langmuir probe)           | 21         |
| 3.2.2 방출탐침 (emissive probe)           | 22         |
| 3.3 공명주파수 측정방법                        | 27         |
| 3.4 실험 방법                             | 28         |
| 3.4.1 모델링을 통한 전하량 측정 실험               | 28         |
| 3.4.2 정전탐침 및 방출탐침을 통한 전하량 측정 실험       | 28         |
| 3.4.3 공명주파수 방법을 이용한 전하량 측정 실험         | 29         |

|                                       |           |
|---------------------------------------|-----------|
| <b>제 4 장 실험결과 및 분석</b>                | <b>33</b> |
| 4.1 자체 모순없는 모델과 OML이론 계산 결과 . . . . . | 33        |
| 4.2 모델링 계산 결과 . . . . .               | 33        |
| 4.3 정전탐침 및 방출탐침 실험 결과 . . . . .       | 34        |
| <b>제 5 장 결론</b>                       | <b>44</b> |
| <b>참고 문헌</b>                          | <b>47</b> |

## 표 목 차

|     |                                      |    |
|-----|--------------------------------------|----|
| 1.1 | 논문에서 사용된 변수와 상수에 대한 설명과 단위 . . . . . | 3  |
| 5.1 | 티끌입자의 전하량 비교 . . . . .               | 46 |



# 그림 목 차

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 2.1 | 벽과 상호작용하는 뒷개와 앞뒷개 현상 . . . . .  | 16 |
| 3.1 | 실험 장치의 구성도 . . . . .  | 19 |
| 3.2 | 방출탐침과 정전탐침의 개략도 . . . . .   | 20 |
| 3.3 | I-V 특성곡선 . . . . .  | 25 |
| 3.4 | I-V 특성곡선 측정 회로도 . . . . .   | 26 |
| 3.5 | 방출탐침에서의 I-V 곡선. 음극판에 -350 V를 인가하였고 압력은 128 mTorr이며 위치는 음극으로부터 19 mm 떨어진 곳에서 텅스텐 와이어에 2.2 V에서부터 2.8 V까지 높임으로써 얻은 I-V곡선이다. 2.2 V에서는 전자방출이 없으며 2.3 V부터 방출이 있음을 알 수 있다. . . . .                                   | 30 |
| 3.6 | 음극에 인가된 전압에 대한 전류파형의 미분값 곡선. 그림 3.5에서 방출이 현저하게 나타나는 2.6 V, 2.7 V, 2.8 V를 택하여 미분을 취했다. 두번째에 나타난 피크값은 노이즈임을 그림에서 보이고 있다. 음극에 인가된 전압은 BOP를 거치지 않고 직접 오실로스코프로 채널1에서 읽어 들였기 때문에 10배를 해 주어야 한다. . . . .             | 31 |
| 3.7 | 영점방출 방법. 그림 3.6에서 가장 큰 피크값을 택하여 전류에 대한 음극에 인가된 전압을 보이고 있다. 플라즈마에서의 전위는 영점방출을 통하여 공간전하 효과를 무시하도록 함으로써 음극에 인가된 전압이 곧 플라즈마 전위가 되므로 방출탐침을 통하여 플라즈마 전위( $\sim -15.163V$ )를 구하였다. . . . .                           | 32 |
| 4.1 | 자체 모순없는 뒷개 모델과 OML 이론으로 계산된 플라즈마 전위. 이 그래프는 자체 모순없는 뒷개 모델과 OML 이론을 가지고 이론적인 플라즈마 전위를 그려서 비교하였다. 정성적으로는 다소 차이를 보이지만 본체에서부터 뒷개까지의 전체적인 플라즈마 전위에 대한 경향성은 일치함을 볼 수 있다. . . . .                                    | 35 |
| 4.2 | 자체 모순없는 뒷개 모델과 OML 이론으로 계산된 전하량. 이 그래프는 티끌 입자에 작용하는 힘 계산 과정에서 이온끌이힘을 무시하지 않았다. 실험을 통하여 측정된 전하량이 티끌입자의 크기에 포물선 모양으로 증가하는 분포에 비해 선형적으로 증가함을 보이고 있다. 또한 실험을 통한 전하량의 크기보다 이론적으로 계산된 전하량의 크기가 상당한 차이를 보인다. . . . . | 36 |
| 4.3 | 플라즈마 전류밀도에 대한 뒷개 크기. 플라즈마 전류밀도는 플라즈마 전류를 음극의 면적(직경 16 mm)으로 나누어서 구했다. . . . .   | 37 |

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 4.4 | 플라즈마 전류밀도에 대한 전하량. OML 이론에 의하면 덮개 경계에 트랩된 티끌입자의 전하량은 플라즈마 밀도에 영향이 없다. 이는 본체(bulk)에서 위치에 따라 변화하는 플라즈마 밀도와는 달리 덮개 경계에서는 플라즈마 밀도의 변화가 없음을 뜻하며 티끌입자는 덮개 경계에서 크게 벗어나지 않는 범위에서 트랩됨을 뜻한다. . . . . | 38 |
| 4.5 | 티끌입자 크기에 대한 전하량. 모델링을 통한 전하량의 크기이며 ( $10^2 \sim 10^3$ )e의 크기를 보인다. . . . .   | 39 |
| 4.6 | 방출탐침을 이용한 플라즈마 전위. 음극으로부터 40 mm인 플라즈마 본체에서부터 덮개 영역까지의 플라즈마 전위분포를 보여주고 있다. 본 연구의 실험조건인 128 mTorr에서 보면 덮개경계의 위치는 대략 25 mm정도임을 알 수 있고, 트랩위치는 20 mm이므로 티끌입자의 트랩이 덮개 내에서 이루어 짐을 알 수 있다. . . . . | 40 |
| 4.7 | 방출탐침을 이용한 티끌입자의 전하량. 이 그래프는 128 mTorr에서 음극에 음극전압 320 V( $0.07 A/m^2$ )에 고정시킨 후 티끌입자의 크기에 대한 전하량을 나타낸 그래프이다. 이는 덮개모델을 이용한 전하량과 비슷한 크기의 전하량을 보인다. . . . .                                    | 41 |
| 4.8 | 변조 주파수에 대한 진동 크기 곡선. 티끌입자는 $2 \mu m$ 이며 압력은 80 mTorr에서 음극으로부터 18.7 mm 떨어진 위치에서 1 Hz ~ 80 Hz 주파수 영역에서 진동 실험을 하였다. . . . .   | 42 |
| 4.9 | 변조 주파수를 이용한 전하량 측정. 티끌입자의 크기에 대한 전하량 그래프이다. 트랩되어 있는 입자에 진동을 가하여 공명되는 주파수로 고유주파수를 이용하여 전하량을 측정하였다. 이 결과 역시 덮개모델 및 방출탐침을 이용한 전하량의 크기와 크게 차이 나지 않음을 알 수 있다. . . . .                           | 43 |
| 5.1 | 방출탐침을 삽입하기 전과 삽입 한 후의 티끌입자 트랩위치. 80 mTorr, 320 V에서 티끌입자를 트랩시킨 후 탐침을 플라즈마 내로 삽입하였다. . . . .   | 45 |
| 5.2 | 시도된 여러 측정법으로 구한 전하량 비교. . . . .  | 46 |

# 제 1 장 서론

이온, 전자(음이온) 외에도 전하를 띄고 있는 nm크기에서  $\mu\text{m}$ 크기의 티끌입자들이 포함된 플라즈마를 티끌 플라즈마라 한다. 이러한 티끌입자는 플라즈마 내에서 대전되고, 이러한 전하를 가진 거시적인 티끌입자는 이온, 전자와 함께 티끌 플라즈마를 구성하게 된다.

플라즈마 내에서의 티끌입자에 대한 연구는 20세기의 플라즈마 물리학의 선구자들인 Irving Langmuir, Lyman Spitzer, Hannes Alfvén들에 의해 논의되었다. 1924년 논문에서 Langmuir는 아크방전에서 텅스텐 증기의 작은 물방울이 음극에서 튀어나와 플라즈마로 들어가는 현상을 profound effects[1]라고 묘사했다. 이를 전자가 물방울에 붙는 신비한 효과라고 언급했으며, 이로 인해 물방울들이 음으로 대전되어 방전 내의 전기장의 영향을 받게 된다고 밝혔다. 이것이 티끌 플라즈마의 첫 발견이었다. 그 후 1941년 Spitzer는 이온화된 기체 속에서 이온에 비해 빠른 전자들의 움직임에 의해 단순하게 티끌입자가 음의 전하를 가진다고 최초로 발표함으로써 Langmuir 이론을 뒷받침 하였으며 그 후에도 수많은 연구 논문들이 기하급수적으로 늘어났다.[2] 1981년 Smith는 인공위성으로부터 분석한 데이터로 토성 B-고리를 구성하는 티끌입자를 발견하였다.[3] 80년 후반 이후에 들어서 공정용 플라즈마, 핵융합 플라즈마와 같이 실험실에서도 방전을 통해 발생하는 플라즈마에서도 티끌입자는 발견되었다.[4,5] 이렇듯 플라즈마 연구에서 상당한 분야에 티끌 플라즈마가 중요성을 띄게 되었으며 이에 대한 연구의 필요성을 느끼게 되었다. 본 연구는 티끌 플라즈마의 산업적인 중요성을 동기로 시작하였으며 DC 글로우 플라즈마에서 티끌입자의 거동 제어를 위한 중요한 변수인 티끌입자의 전하량에 관한 연구를 하였다.

반도체 공정에서 살펴보면 유한한 크기의 반도체 칩에 많은 반도체 소자를 집적화 하는 것이 요즘 연구의 큰 이슈로 되어 있는데 고집적화가 되면서 hot electron, gate oxide, dopant의 fluctuation, leakage 등의 문제점들이 향후 모두 극복된다고 하면 반도체 소자의 크기가 대략 20 ~ 30 nm정도가 될 것이다. 최근에 60 nm 회로선폭 기술을 이용한 반도체 칩 개발에 성공하였고 아직까지는 공정 시 티끌에 대한 큰 문제점이 없지만 더욱 고집적화가 이루어져서 30 nm급의 반도체 공정에서는 필히 티끌입자의 영향으로 인한 문제점이 거두될 것이다. 실제로, 80년대 중반 Roth는 처음으로  $\text{SiH}_4$  플라즈마 내에서 티끌입자의 생성을 확인하였고, 이후 Selwyn의 보고에 의해서 식각과 스퍼터링 공정에서도 티끌입자의 생성을 보고하였다. 따라서 여러 플라즈마 공정에서 생성되는 티끌입자의 거동을 연구하고 이 결과를 토대로 티끌입자를 효율적으로 제어하는 일의 중요성이 갈수록 커질 것이다.

티끌 플라즈마 내에서 티끌입자를 효율적으로 제어하는데 있어서 플라즈마 경계 근처에서의 플라즈마 전위와 대전된 티끌입자의 밀도에 대한 연구가 필요하며 오래 전부터 연구되어 왔다.[6] 이 중 플라즈마 전위에 대해서 살펴보면 경계 전위 분포에 대한 가장 두드

러진 특징은 전자와 이온 손실 플럭스가 균형을 이루는 플라즈마 경계에 형성되는 플라즈마 덮개(sheath)이다.[7] 따라서 기체방전에서 음으로 대전되는 입자의 전하량은 표면에서의 전자와 이온의 플럭스 균형에 의해서 결정되므로 전자와 이온 손실 플럭스가 균형을 이루는 플라즈마 덮개에서의 가장 중요한 변수 중의 하나는 티끌입자의 전하량이다.

본 연구에서는 덮개영역에 부유하는 티끌입자의 위치를 측정함으로써 전하량을 구하는 방법을 사용하였다. 덮개영역에 부유하는 티끌입자에 가해지는 주요 힘들은 중력(gravity)과 정전기력(electrostatic force), 이온끌이힘(ion drag force), 열 영동력(thermophoretic force) 등이 있다. 티끌입자가의 크기가 수 마이크로미터이면 이온끌이힘과 열 영동력의 크기는 상대적으로 나머지 두 힘에 비해 작아서 평형상태에서의 티끌입자에 가해지는 힘은 중력과 정전기력으로 티끌입자는 덮개영역에 부유하게 된다.[8] 중력과 정전기력 알짜 힘의 합이 영(0)인 조건인 힘 균형 방정식을 이용하여 티끌의 무게와 부유 높이를 측정함으로써 티끌입자의 전하량을 구할 수 있다.[9]

부유하는 티끌입자의 전하량을 구하기 앞서 덮개 전위함수(sheath potential function)를 알아야 한다. 전위함수가 구해지면 플라즈마 덮개에 부유된 티끌입자의 전하량은 부유된 위치를 측정함으로써 힘 균형 방정식을 통해 구해지는 것이다. 다른 방법으로는 앞서 언급했던 트랩위치를 측정함으로써 덮개 모델을 사용한 트랩위치에서의 전기장을 계산하여 전하량을 측정하는 방법과는 달리 트랩위치에서의 티끌입자의 전기장을 방출탐침을 이용하여 직접 측정하였으며, 또한 트랩위치에서의 티끌입자 공명주파수를 이용하여 전하량을 측정하였다.

본 논문에서는 힘 균형 방정식으로 부터 구해지는 전하량의 측정으로 티끌입자의 부유위치가 덮개(sheath)임을 밝히며 포물선 전위모델을 통한 전하량과 방출탐침(emissive probe)을 이용한 전하량 및 공명주파수를 이용한 전하량을 각각 비교하였다. 전하량을 측정하는 방법으로 크게 트랩에 의한, 방출탐침을 이용한, 공명 주파수를 이용하여 세 가지의 방법으로 전하량을 측정하여 보았다. 또한 자체 모순없는 플라즈마 모델과 OML이론으로 전하량을 계산하여 실험적인 전하량의 크기와 비교하였다.

본 논문의 구성을 살펴보면 먼저 2장에서는 이론으로써 티끌 플라즈마 내에 부유하는 티끌입자의 대전 현상과 입자에 작용하는 여러 힘들에 대해 간략히 소개했고, 본 논문의 연구 배경이 되는 DC 덮개이론과 전하량 측정방법들의 여러 가지 경우에 대해서 언급하였으며, 덮개이론에서는 비 충돌성 덮개와 충돌성 덮개에서의 플라즈마 조건들이 어떻게 다른지를 보였다. 또한 본 연구의 핵심이 되는 플라즈마 전위에 대해서 간략히 이론을 다루었다. 3장에서는 본 연구에 사용된 실험장치와 실험조건들을 언급하였으며, 실험방법 및 절차에 대해서 언급하였다. 4장에서는 실험결과를 분석함으로써 본 연구의 주제인 전하량 측정결과를 보였다. 마지막으로 5장에서는 실험 시 유의사항이나 결과에 대한 분석 및 전하량 측정에 대한 간략한 팁을 다루었다.

| 변수 및 상수        | 설명           | 단위       |
|----------------|--------------|----------|
| $n_i, n_e$     | 이온, 전자 밀도    | $m^3$    |
| $m_i(M), m_e$  | 이온, 전자 질량    | kg       |
| $u_i$          | 이온 유속        | m/s      |
| $\lambda_i$    | 이온의 평균자유행로   | m        |
| $\lambda_n$    | 중성입자의 평균자유행로 | m        |
| $\lambda_{De}$ | 드바이 길이       | m        |
| $kT_e$         | 전자온도         | eV       |
| $\phi$         | 전위           | V        |
| E              | 전기장          | V/m      |
| $u_B$          | 봄 속도         | m/s      |
| a              | 티끌입자의 반경     | m        |
| $\rho_d$       | 티끌입자의 질량밀도   | $kg/m^3$ |
| S              | 덮개 크기        | m        |
| $V_0$          | 음극 전압        | V        |
| $J_0$          | 플라즈마 전류밀도    | $A/m^2$  |
| $V_B$          | 탐침 전압        | V        |
| $V_p$          | 플라즈마 전위      | V        |
| $F_g$          | 중력           | N        |
| $F_{es}$       | 정전기력         | N        |
| $F_{id}$       | 이온끌이힘        | N        |

Table 1.1: 논문에 사용된 변수와 상수에 대한 설명과 단위

## 제 2 장 이론

### 2.1 티끌입자의 대전 현상[32]

플라즈마 내에 유입된 티끌입자는 주변 전자와 이온의 입사로 인해서 전하를 띠게 된다. 즉, 전자와 이온이 티끌입자와 비탄성 충돌하여 티끌입자의 표면에 달라붙게 되는 것이다. 따라서, 전자-티끌입자, 이온-티끌입자의 산란 단면적을 구함으로써 대전이 되는 과정을 이해할 수 있다. 전자나 이온이 티끌입자의 표면에 닿으면 포획되는 것으로 가정하였고, 티끌입자 주변에 형성되는 덮개 (sheath) 영역의 두께보다 티끌입자의 크기가 매우 작기 때문에 공간전하 효과 (space charge effect)는 무시한다.

티끌입자의 전하량을  $Q$ , 티끌입자에 입사하는 단위 시간당 전자 및 이온의 개수를 각각  $\nu_e, \nu_i$ 라고 하면, 티끌입자의 전하량은 다음의 미분 방정식으로 표현된다.

$$\frac{dQ}{dt} = e \{ \nu_i(Q) - \nu_e(Q) \}. \quad (2.1)$$

전자 또는 이온과 티끌입자 간에는 Coulomb 상호작용 (Coulomb interaction)만 있다고 가정하면, 전하  $q$ , 질량  $m$ 인 입자와 전하  $Q$ , 질량  $M$ 인 입자간의 충돌이므로, 티끌입자의 질량은 전자, 이온에 비해서 매우 크기 때문에 티끌입자는 충돌을 겪는 동안 정지해 있다고 볼 수 있다. 반경이  $a$ 인 티끌입자에 입사하는 입자의 초기속도를  $v$ , 충돌변수  $b$ 라고 하면, 입사하는 입자의 에너지와 각운동량은 에너지 보존 법칙과 각운동량 보존법칙에 의해 각각,

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2) + \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (2.2)$$

$$mbv = mr^2\dot{\phi}, \quad (2.3)$$

로 쓸 수 있다. 여기서  $r$ 과  $\phi$ 는 원통형 좌표계  $(r, \phi, z)$ 에서 반경과 각이다. 질량  $m$ , 전하  $q$ 의 입자가 티끌입자에 포획될 조건은

$$\dot{r} = 0 \text{ 그리고, } r = a,$$

이므로 위의 식으로부터 충돌변수  $b$ 를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$b = a \sqrt{1 - \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 a} \frac{1}{\frac{1}{2}mv^2}}. \quad (2.4)$$

앞서 계산한 식 (2.4)를 바탕으로 티끌입자 전하량이 음 또는 양의 값일 때, 전자와 이온과의 충돌단면적을 계산하면, 먼저 전자의 경우  $Q < 0$  일 때

$$\sigma(\epsilon) = \begin{cases} \pi a^2 \left(1 + \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a} \frac{1}{\epsilon}\right) & \text{if } \epsilon > -\frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a} \\ 0 & \text{if } \epsilon < -\frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a} \end{cases} \quad \text{단, } \epsilon = \frac{1}{2}mv^2, \quad (2.5)$$

이고  $Q > 0$ 일 경우는

$$\sigma(\epsilon) = \pi a^2 \left(1 + \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a} \frac{1}{\epsilon}\right) \quad (2.6)$$

이다. 반면, 이온의 경우는  $Q < 0$ 일 때,

$$\sigma(\epsilon) = \pi a^2 \left(1 - \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a} \frac{1}{\epsilon}\right), \quad (2.7)$$

이며,  $Q > 0$ 일 경우는,

$$\sigma(\epsilon) = \begin{cases} \pi a^2 \left(1 - \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a} \frac{1}{\epsilon}\right) & \text{if } \epsilon > \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a}, \\ 0 & \text{if } \epsilon < \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a}. \end{cases} \quad \text{where } \epsilon = \frac{1}{2}mv^2. \quad (2.8)$$

지금까지 계산한 충돌단면적으로부터 충돌주파수를 구하면, 곧 바로 대전식 식 (2.1)으로부터 전하량을 계산할 수 있다. 전자 또는 이온과 티끌입자의 충돌주파수는 각각 다음과 같고,

$$\nu_{e,i} = n_{e,i} \langle \sigma_{e,i}(v)v \rangle_v. \quad (2.9)$$

먼저 전자와 이온의 속도분포를 Maxwellian으로 가정하고 각각의 온도를  $T_e, T_i$ 로 놓으면, 충돌주파수는

$$\nu_{e,i} = n_{e,i} \left(\frac{m_{e,i}}{2\pi kT_{e,i}}\right)^{3/2} \int_0^\infty dv \sigma_{e,i}(v)v \exp\left(\frac{-m_{e,i}v^2}{2kT_{e,i}}\right) 4\pi v^2 \quad (2.10)$$

가 되는데  $\epsilon = mv^2/2$ 로 독립변수를 바꾸면,

$$\nu_{e,i} = n_{e,i} \sqrt{\frac{8}{\pi m_{e,i} kT_{e,i}^3}} \int_0^\infty d\epsilon \sigma_{e,i}(\epsilon)\epsilon \exp\left(\frac{-\epsilon}{kT_{e,i}}\right) \quad (2.11)$$

가 된다. 만약 전자와 이온의 속도 분포함수가 Maxwellian 분포가 아닐 경우는 각각의 속도 분포함수를 이용하여 계산하면 된다. 식 (2.11)을 이용하여, 전자와 이온의 충돌주파수를 계산하면, 다음과 같다.

$$\begin{cases} \nu_e = \pi a^2 n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a kT_e}\right) \\ \nu_i = \pi a^2 n_i \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a kT_i}\right) \end{cases} \quad \text{if } Q < 0. \quad (2.12)$$

$$\begin{cases} \nu_e = \pi a^2 n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a k T_e}\right) \\ \nu_i = \pi a^2 n_i \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i}} \exp\left(-\frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a k T_i}\right) \end{cases} \text{ if } Q > 0. \quad (2.13)$$

식 (2.12)-(2.13)은 전자와 이온의 속도 분포함수를 Maxwellian 분포로 가정하여 계산된 것이다. 이 경우는 이온의 유속이 매우 작은 중심부 플라즈마 내에 위치한 티끌입자의 경우에 해당하는 것으로, 만약 티끌입자가 이온의 유속이 상당히 큰 플라즈마-덮개 경계영역에 위치할 경우에는 약간의 수정이 요구된다. 즉, 플라즈마 덮개영역의 경우는 이온의 속도 분포함수가 거의 단 에너지이거나 부유 Maxwellian 분포를 가지기 때문에 이 분포함수를 이용해서 이온-티끌입자의 충돌주파수를 계산해야 한다. 이온유속이 이온의 열 속도에 비해 상당히 큰 보통의 경우는 다음 식으로 간단히 근사할 수 있다.

$$\begin{cases} \nu_e = \pi a^2 n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a k T_e}\right) \\ \nu_i = \pi a^2 n_i \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i} + u_i^2} \left(1 - \frac{eQ}{2\pi\epsilon_0 a m_i \left(u_i^2 + \frac{8kT_i}{\pi m_i}\right)}\right) \end{cases} \text{ if } Q < 0. \quad (2.14)$$

$$\begin{cases} \nu_e = \pi a^2 n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a k T_e}\right) \\ \nu_i = \pi a^2 n_i \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i} + u_i^2} \exp\left(-\frac{eQ}{2\pi\epsilon_0 a m_i \left(u_i^2 + \frac{8kT_i}{\pi m_i}\right)}\right) \end{cases} \text{ if } Q > 0. \quad (2.15)$$

여기서  $u_i$ 는 이온의 유속을 나타낸다. 이렇게 구한 충돌 주파수를 바탕으로 식 (2.1)에 의해 플라즈마 내에서 티끌입자가 띠는 전하량을 구할 수 있다.

## 2.2 플라즈마 내에서 티끌입자가 받는 힘[32]

플라즈마 내에 있는 티끌입자는 여러가지 힘을 겪게 된다. 특히, 앞서 서술한 대전과정에 의해 대전된 전하는 하전 입자로서의 특성 때문에 플라즈마 입자와 정전기적인 상호작용을 하게 되어 이온끌림력과 같은 새로운 힘을 받게 된다.

### 중력 (Gravitational force)

유한한 질량으로 인해 티끌입자는 플라즈마 밖에서와 같이 중력의 영향을 받는데,  $m_d$ 와  $\rho_d$ 를 티끌입자의 질량과 질량밀도라고 하면, 중력은 다음으로 표현된다.

$$\mathbf{F}_g = m_d \mathbf{g} = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_d \mathbf{g}. \quad (2.16)$$

본 논문에서 중력방향은 양전극으로부터 음전극으로 향하는 방향이다.



### 정전기력 (Electrostatic force)

정전기력은 가장 중요한 힘 중 하나로, 플라즈마 내부에 존재하는 전기장에 의해 대전된 티끌입자가 받는 힘이다. 정전기력은 간단히 다음으로 표현된다.

$$\mathbf{F}_{es} = Q\mathbf{E}. \quad (2.17)$$

정전기력은 티끌입자의 트랩을 가능하게하는 힘으로 전기장 값이 상당히 큰 플라즈마-덮개영역에서 두드러지게 작용한다. 또한, 이 힘은 티끌입자의 전하량에 비례하는데, 이 전하량은 앞서 서술한 대전과정 모델로부터 그 값을 구할 수 있으나, 여러 플라즈마 변수에 의존하기 때문에 경향성을 쉽게 말하기가 어렵다. 이 힘이 작용하는 방향은 음 전극 혹은 양 전극으로부터 플라즈마 중심으로 향하는 방향이다.

### 이온끌이힘 (Ion drag force)

이온끌이힘은 속도를 갖는 양이온이 음으로 대전된 티끌입자와 Coulomb 상호작용을 통해 티끌입자를 이온의 운동방향으로 끌고 나가는 힘이다. 그 방향은 플라즈마 중심으로부터 음 전극 혹은 양 전극으로 향하는 방향이다. 앞서 서술한 힘과 다르게 이온끌이힘의 경우는 양이온과 음의 티끌입자 사이의 충돌단면적을 계산함으로써 좀 더 복잡한 형태로 유도된다. 일반적으로 이온끌이힘은 다음으로 표현될 수 있다.

$$\mathbf{F}_{id} = m_i n_i \int \mathbf{v} v f_i(\mathbf{v}) \{ \sigma_c(v) + \sigma_s(v) \} d^3 v. \quad (2.18)$$

여기서,  $f_i(\mathbf{v})$  이온의 속도 분포함수이고,  $\sigma_c(v)$ 와  $\sigma_s(v)$ 는 각각 이온-티끌입자간의 포집 충돌단면적 (collection scattering cross section)과 궤적 충돌단면적 (orbital scattering cross section)이다. 식을 전개하기 전에 몇 가지 변수 및 물리량을 미리 정의하도록 하자.

먼저 부유 Maxwellian 분포를 갖는 이온의 속도 분포함수를 다음과 같이 표현하고.

$$f_i(\mathbf{v}) = \left( \frac{m_i}{2\pi k T_i} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{v_x^2 + v_y^2 + (v_z - v_0)^2}{v_t^2} \right) \quad \text{단, } v_t \equiv \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i}}. \quad (2.19)$$

여기에 속도 변수를 무차원 수로 변환하기 위해  $u_0 \equiv v_0/v_t$ ,  $u \equiv v/v_t$ ,  $d^3 u \equiv dv^3/v_t^3$ 를 정의한다. 이로부터,

$$f_i(\mathbf{v}) d^3 v = \pi^{-3/2} \exp \{ -u_x^2 - u_y^2 - (u_z - u_0)^2 \} d^3 u \quad (2.20)$$

가 된다. 포집 및 궤적 충돌단면적을 쉽게 표현하기 위해서, 몇 가지 길이에 해당하는 양과 무차원 변수를 정의하기로 하자. 티끌입자의 전하량  $Q$ 는  $Ze$ 로 표현하기로 하자.

$$\rho_{0t} \equiv \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_i v_t^2}$$

$$\begin{aligned}
\rho_0 &\equiv \rho_0 t u^{-2} \\
\epsilon &\equiv \frac{\rho_0 t}{a} \\
\lambda_D &\equiv \text{Debye 차폐 길이} \\
\delta &\equiv \frac{\rho_0 t}{\lambda_D} \\
\rho_{min} &\equiv a(1 + 2\epsilon u^{-2})^{1/2} \\
\rho_{max} &\equiv \lambda_D(1 + 2\delta u^{-2})^{1/2}
\end{aligned}$$

위의 양들을 사용하면 포집 및 궤도 충돌단면적은 각각

$$\sigma_c(v) = \pi a^2(1 + 2\rho_0/a) = \pi a^2(1 + 2\epsilon u^{-2}), \quad (2.21)$$

$$\sigma_s(v) = 4\pi\rho_0^2 \ln \left\{ \frac{\rho_0^2 + \rho_{max}^2}{\rho_0^2 + \rho_{min}^2} \right\}^{1/2} = 4\pi a^2 \epsilon^2 u^{-4} \ln \left\{ \frac{1 + \delta^{-2}(u^4 + 2\delta u^2)}{1 + \epsilon^{-2}(u^4 + 2\epsilon u^2)} \right\}^{1/2} \quad (2.22)$$

가 된다.

$z$  방향의 이온끌이힘을 계산하기 위해 식 (2.21)-(2.22)의 충돌단면적을 식 (2.18)-(2.20)에 대입하면,

$$\begin{aligned}
F_{id} &= m_i \int v_z v f(v) \{ \sigma_c(v) + \sigma_s(v) \} d^3v \\
&= m_i \pi a^2 v_t^2 \pi^{-3/2} \int d^3u u_z \exp \{ -u_x^2 - u_y^2 - (u_z - u_0)^2 \} \\
&\quad \times \left[ u + 2\epsilon u^{-1} + 4\epsilon^2 u^{-3} \ln \left\{ \frac{1 + \delta^{-2}(u^4 + 2\delta u^2)}{1 + \epsilon^{-2}(u^4 + 2\epsilon u^2)} \right\}^{1/2} \right]. \quad (2.23)
\end{aligned}$$

로 되며, 최종적으로 다음과 같이 간단히 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned}
F_{id} &= n_i m_i \sqrt{\pi} a^2 v_t^2 \int_0^\infty du \frac{e^{-(u^2 + u_0^2)}}{u_0^2} \{ 2u u_0 \cosh(2u_0 u) - \sinh(2u_0 u) \} \\
&\quad \times \left\{ u^2 + 2\epsilon + 4 \frac{\epsilon^2}{u^2} \ln \frac{1 + \delta^{-2}(u^4 + 2\delta u^2)}{1 + \epsilon^{-2}(u^4 + 2\epsilon u^2)} \right\}. \quad (2.24)
\end{aligned}$$

### 기체끌이힘 (Neutral gas drag force)

기체끌이힘은 중성기체 입자와 티끌입자의 상대 속도에 의해 티끌입자가 받는 일종의 저항력이다. 이 기체끌이힘은 티끌입자의 크기와 기체 원자 혹은 분자의 평균자유행로에 크게 의존한다. 기체압력이 낮아서 중성입자의 평균자유행로( $\lambda_n$ )가 티끌입자의 크기에 비해 매우 크고 또, 티끌입자의 중성 입자에 대한 상대 속도가 중성 입자의 열 속도에 비해 매우 작을 경우에는 Epstein에 의해 기체끌이힘을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$F_n = \delta_n \frac{4\pi}{3} n_n m_n v_{tn} a^2 (v_n - v_d), \quad \text{단, } v_{tn} = \sqrt{8kT_n/\pi m_n} \quad (2.25)$$

$\delta_n$ 은 티끌입자의 표면상태에 따라 달라지는 값으로, Epstein의 모델에 따르면, 1.0 – 1.442 정도의 값을 갖는데, 정확한 값을 알기 위해서는 실험적으로 측정을 해야 한다.

### 열 영동력 (Thermophoretic force)

열 영동 현상은 온도구배가 있는 공간 상에 위치하고 있는 입자가 높은 온도 영역에서 낮은 온도 영역으로 이동해 가는 현상이다. 즉, 상대적으로 높은 온도의 중성 종들이 티끌입자에 운동량을 전달함으로써 티끌입자가 쪼게 되는 힘이다. 이러한 열 영동력을 이용할 경우, 플라즈마 내에서 티끌입자의 거동을 제어할 수도 있어 입자를 포집할 경우에 유용하다.

$$F_{th} = -\frac{32}{15} \frac{a^2 k_t}{v_{tn}} \nabla T_n. \quad (2.26)$$

여기서  $k_t$ 는 열 전도율,  $v_{tn}$ 은 중성 입자의 열속도,  $T_n$ 은 중성입자의 온도이다.

## 2.3 DC 덮개(sheath) 이론[11]

DC 덮개란 DC로 음으로 대전된 평판전극(cathode) 근처에 생성된 덮개를 말한다. 플라즈마 경계에서는 움직임이 있는 대전된 입자들을 가두기 위한 전위(potential)가 존재하는데 이 전위가 챔버 벽으로 손실되는 이온과 전자들의 갯수와 균형을 맞추어서 플라즈마는 중성에 버금가는 준중성의 성질을 보인다. 보통의 경우 플라즈마 내부에서 전자의 갯수와 이온의 밀도가 같다면 유속이 빠른 전자들이 벽으로의 손실량이 더 크므로 플라즈마는 벽에 대해 전기적으로 양의 값으로 대전된다. 즉 플라즈마와 벽과의 사이에 존재하는 비중성 전위 영역이 덮개이다.

약하게 이온화된 플라즈마에서 플라즈마는 전기장에 의해 전자를 가열함으로써 유지되는 반면 이온들은 기체 분자들과 평형상태에 있는 상온에 있어서 플라즈마 유지에는 기여를 하지 못한다. 따라서 전형적으로 플라즈마 내에 존재하는 전자의 온도는 수 V인 반면 이온들은 수 mV이다. 이러한 상황에서 Boltzmann factor로 밀도가 감소하는 전자를 생각할 때 전자의 밀도 감소는 벽으로부터 전자를 전기적 힘으로부터 막아주는 드바이 길이(Debye length,  $\lambda_{De}$ )의 크기로 줄어들며, 반면 덮개 전위에 의해 가속되는 이온들을 생각할 때 중성의 대전인 플라즈마에서 비중성인 덮개에서의 가속화로 인한 이온 선속의 보존을 위하여 중성인 앞덮개가 존재하여야 한다.

### 2.3.1 비 충돌성 덮개 (collisionless sheath)

덮개 크기가 이온의 평균자유행로(mean free path,  $\lambda_i$ )보다 더 커서 덮개 내에서 충돌이 없다고 가정할 경우이다. 이 경우 전자는 Maxwellian 분포를 가지며, 이온의 운동은 공간전하 제한(space charge limited) 되어 cold 이온이라 보며, 플라즈마 경계에서 전자와 이온의 밀

도는 같으며, 그림 2.1에서 보듯이  $x = 0$  에서 전위가 0 이라고 하고 그 지점을 통과하는 이온의 속도를  $v_s$  라 가정하면 이온 에너지보존 방정식과 이온 선속 연속방정식은 다음과 같다.

$$\frac{1}{2}Mv^2 = \frac{1}{2}Mv_s^2 - e\phi(x) \quad (2.27)$$

$$n_i(x) = n_{is}v_s \quad (2.28)$$

여기서  $n_{is}$ 는 덮개에서의 이온 밀도,  $n_i$ 는 이온 밀도,  $M$ 은 이온의 질량,  $\phi$ 는  $x=0$ 에서의 전위,  $v_s$ 는 덮개에서의 이온 속도,  $v$ 는 이온 속도이다. 식 (2.27)에서  $v$ 에 대해서 전개하고 식 (2.28)에 대입하면 다음을 얻을 수 있다.

$$n_i = n_{is} \left( 1 - \frac{2e\phi}{Mv_s^2} \right)^{-1/2} \quad (2.29)$$

전자밀도  $n_e$ 는 Boltzmann relation에 의해

$$n_e(x) = n_{es}e^{\phi(x)/T_e} \quad (2.30)$$

라 가정하자. 여기서  $n_{es}$ 는 덮개에서의 전자 밀도,  $T_e$ 는 전자온도이다. 덮개 경계에서  $n_{es} = n_{is} = n_s$ 라 놓은 후에  $n_i$ 와  $n_e$ 를 다음과 같은 포와송 방정식에 대입하면 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0}(n_e - n_i) \quad (2.31)$$

최종적으로 다음과 같은 비충돌 덮개 전위(collisionless sheath potential)을 얻을 수 있는 비선형 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{en_s}{\epsilon_0} \left[ \exp\frac{\phi}{T_e} - \left( 1 - \frac{\phi}{\epsilon_s} \right)^{-1/2} \right] \quad (2.32)$$

여기서  $\epsilon_s = \frac{1}{2}Mv_s^2/e$ 는 초기 이온 에너지이다.

식 (2.32)에  $d\phi/dx$ 를 곱한 다음 적분한 후에  $x$ 에 대해 다시 적분하면 다음과 같은 결과가 나온다.

$$\int_0^\phi \frac{d\phi}{dx} \frac{d}{dx} \left( \frac{d\phi}{dx} \right) dx = \frac{en_s}{\epsilon_0} \int_0^\phi \frac{d\phi}{dx} \left[ \exp\frac{\phi}{T_e} - \left( 1 - \frac{\phi}{\epsilon_s} \right)^{-1/2} \right] dx \quad (2.33)$$

$dx$ 를 소거하고 다시  $\phi$ 에 대해서 적분을 취하면

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d\phi}{dx} \right)^2 = \frac{en_s}{\epsilon_0} \left[ T_e \exp\frac{\phi}{T_e} - T_e + 2\epsilon_s \left( 1 - \frac{\phi}{\epsilon_s} \right)^{1/2} - 2\epsilon_s \right] \quad (2.34)$$

이 된다. 그림 2.1에서 가정하였듯이  $x=0$ 에서  $\phi=0$  과  $d\phi/dx=0$ 임을 이용하면 덮개에서는 전기장이 없는 결과이다. 하지만 식 (2.34)에서 우변이 양수가 되어야 해가 존재하게 되는데 이를 물리적으로 보면 덮개에서는 항상 전자밀도가 이온밀도보다 적음을 뜻한다. 따라서 식 (2.34)은 작은  $\phi$ 에 관한 방정식이 되며 우변을 2차항까지 테일러 전개를 하면 다음과 같은 부등식을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{2} \frac{\phi^2}{T_e} - \frac{1}{4} \frac{\phi^2}{\epsilon_s} \geq 0 \quad (2.35)$$

식 (2.35)에서  $\epsilon_s \geq T_e/2$ 임을 알 수 있으며 이를  $\epsilon_s$ 에 대입하면

$$v_s \geq v_B = \left( \frac{eT_e}{M} \right)^{1/2} \quad (2.36)$$

을 얻는다. 여기서  $v_B$ 는 봄 속도(Bohm velocity)이다. 이 결과가 뜻하는 바는 봄 속도(Bohm velocity)보다 크거나 같은 속도의 이온들이 존재하려면 플라즈마와 덮개 사이에 전기장이 있어야 하는 구간이 있다는 것이다. 이것이 앞덮개가 존재하는 이유이다. 즉 플라즈마 내에서는 중성을 보이며 프와송 방정식으로부터 전기장이 0 이지만 덮개에서의 급격한 전위 하락으로 인한 큰 전기장으로의 연결인 비중성인 곳이 있어서 이온들이 충분히 가속될만한 구간인 전기장은 작지만 분명히 존재하는 중성인 앞덮개 구간이 있다.

### Matrix Sheath

덮개 내의 이온밀도가 일정하다는 가정하에서의 덮개이다.  $n_i$ 와  $n_s$ 가 일정하다고 놓으면 가우스 법칙은 다음과 같다.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{en_s}{\epsilon_0} \quad (2.37)$$

$E = -d\phi/dx$ 임을 이용하면 전위에 대한 아래와 같은 포물선 형태를 쉽게 얻을 수 있다.

$$\phi = -\frac{en_s}{2\epsilon_0} x^2 \quad (2.38)$$

그림 2.1에서  $x=s$ 에서의  $\phi = -V_0$ 라 하면 다음과 같은 Matrix sheath 너비가 나온다.

$$s = \left( \frac{2\epsilon_0 V_0}{en_s} \right)^{1/2} \quad (2.39)$$

여기서  $\lambda_{De} = (\epsilon_0 T_e / T_e)^{1/2}$ 라 하면

$$s = \lambda_{De} \left( \frac{2V_0}{T_e} \right)^{1/2} \quad (2.40)$$

으로 덮개의 너비는 드바이 길이의 수십배에 해당된다.

### Child Law Sheath

그림 2.1에서 보듯이 이온들이 sheath에서 가속되면서 밀도는 감소하게 되어 sheath 내의 이온 밀도가 일정하지 않다는 가정에서의 sheath이다. 식 (2.27)과 식 (2.28)에서 이온의 초기 에너지가 전위에 비해 작다고 가정하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{2}Mv^2 = -e\phi(x) \quad (2.41)$$

$$en_x v(x) = J_0 \quad (2.42)$$

$J_0$ 는 상수 이온 전류밀도이다. 위 식을  $n(x)$ 에 대해서 풀면

$$n(x) = \frac{J_0}{e} \left( -\frac{2e\phi}{M} \right)^{-1/2} \quad (2.43)$$

이다. 위 식을 프와송 방정식에 대입하면

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{J_0}{\epsilon_0} \left( -\frac{2e\phi}{M} \right)^{-1/2} \quad (2.44)$$

와 같은 이온 전류밀도와 전위에 관계하는 프와송 방정식을 얻을 수 있고 위 식에  $d\phi/dx$ 를 곱하고 0부터  $x$ 까지 적분을 취하면 아래와 같은 1차 미분방정식의 제곱식을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d\phi}{dx} \right)^2 = 2\frac{J_0}{\epsilon_0} \left( \frac{2e}{M} \right)^{-1/2} (-\phi)^{1/2} \quad (2.45)$$

식 (2.19)을 음의 제곱근을 취해주고 다시 적분을 하면 다음과 같다.

$$-\phi^{3/4} = \frac{3}{2} \left( \frac{J_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \left( \frac{2e}{M} \right)^{-1/4} x \quad (2.46)$$

그림 2.1에서  $x = s$ 에서의  $\phi = -V_0$ 라 하고  $J_0$ 에 대해 풀면

$$J_0 = \frac{4}{9\epsilon_0} \left( \frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{s^2} \quad (2.47)$$

식 (2.21)이 공간전하 제한(space-charge-limited)된 전류의 Child law이다. 만약  $s$ 가 고정되었다고 하면 위 식은  $V_0$ 는 두 평판 사이의 전위 차이이며  $V_0$ 의 함수인 전류밀도 함수이다. 하지만  $J_0 = en_s v_B$ 라 하면  $s$ 는 sheath의 너비이며,  $V_0$ 는 음극 평판에 가해진 전위이다. 따라서 식 (2.47)에서 sheath의 너비를 구하면 다음과 같다.

$$s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{De} \left( \frac{2V_0}{T_e} \right)^{3/4} \quad (2.48)$$

식 (2.48)을 식 (2.40)과 비교를 하면 Child law sheath가 Matrix sheath보다  $(V_0/T_e)^{1/4}$ 의 값으로 더 큰 값을 알 수 있다.

### 2.3.2 충돌성 덮개 (collisional sheath)

이온 평균자유행로가 덮개 너비보다 작은 경우 식 (2.41)과 같은 Child law를 유도하는데 사용한 에너지 보존은 성립하지 않는다. 따라서 높은 전위를 가지는 덮개에서의 이온의 동력학적 성질과 덮개 끝(sheath edge)에서의 이온속도를 보정하여야 한다. 먼저 높은 전위를 갖는 덮개에서 보면 이온 선속 연속방정식은 덮개 내에서의 이온화가 없다고 가정하면 성립한다.

$$n_i v_i = n_s v_s \quad (2.49)$$

걸어  $n_s$ 와  $v_s$ 는 각각 덮개 끝에서의 밀도와 속도이다.

충돌성 경우에는 이온의 유동도  $\mu_i$ 는 다음과 같다.[7]

$$v_i = \mu_i E \approx \frac{2e\lambda_i}{\pi M |v_i|} E \quad (2.50)$$

여기서  $\lambda_i$ 는 이온 평균자유행로,  $M$ 은 이온 질량이다. 보통  $\mu_i$ 와  $\lambda_i$ 는 속도의 함수이다. 하지만 낮은 압력에서 중성 기체들과 충돌하는 이온의 유효 속도는 이온 열속도(thermal velocity)보다는 이온 표류속도(drift velocity)이다. 즉 이온-중성 원자간의 충돌 비율은  $\nu_m \approx |v_i|/\lambda_i$ 라 표현되어지며 식 (2.50)에서처럼 이온의 유동도는 표현된다. 식 (2.49)과 식 (2.50)으로부터 이온의 밀도를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$n_i = \frac{n_s v_s}{(2e\lambda_i E/\pi M)^{1/2}} \quad (2.51)$$

식 (2.51)을 가우스 법칙에 대입하면

$$\frac{dE}{dx} = \frac{en_s v_s}{\epsilon_0 (2e\lambda_i E/\pi M)^{1/2}} \quad (2.52)$$

식 (2.51)을 변수 분리 한 후에 적분 구간을  $E$ 에서  $E(0)$ 까지 거리  $x$ 에서 0 까지 적분을 취하면 거리에 따른 전기장의 식을 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$E = \left[ \frac{3en_s v_s}{2\epsilon_0 (2e\lambda_i/\pi M)^{1/2}} \right]^{2/3} x^{2/3} \quad (2.53)$$

여기서 덮개 끝에서의 전기장은  $E(0) = 0$ 으로 가정하였다. 다시 식 (2.53)을 적분하여 덮개 끝에서의 전위를  $\phi(0) = 0$ 구하면 다음과 같다.

$$\phi = -\frac{3}{5} \left( \frac{3}{2\epsilon_0} \right)^{2/3} \frac{(en_s v_s)^{2/3}}{(2e\lambda_i/\pi M)^{1/3}} x^{5/3} \quad (2.54)$$

덮개 끝에서의 전류밀도를  $J_0 = en_s v_s$ 라 놓고 음극 전압을  $\phi = -V_0$ , 덮개두께를  $x = s$ 라 놓으면 다음과 같이 덮개 끝에서의 전류밀도에 관한 식이 나온다.

$$J_0 = \left( \frac{2}{3} \right) \left( \frac{5}{3} \right)^{3/2} \epsilon_0 \left( \frac{2e\lambda_i}{\pi M} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{s^{5/2}} \quad (2.55)$$

식 (2.55)이 적당한 압력에서의 Child law에 대한 충돌성 플라즈마 덮개 내의 전류밀도에 관한 식이다.

보다 높은 압력에서의 충돌성 덮개 내에서의 전류밀도는 다음과 같다. [11]

$$J_0 = \frac{9}{8} \epsilon_0 \mu_i \frac{V_0^2}{s^3} \quad (2.56)$$

### 2.3.3 플라즈마 전위(plasma potential)

오래전부터 플라즈마 경계에서의 플라즈마 전위의 분포와 대전된 입자밀도에 대한 연구는 플라즈마 물리학에서 많이 연구되어 왔다. 전위를 이해한다는 것은 플라즈마의 기본적인 현상에 대한 이해를 얻는다는 것이며 나아가서는 공정중에 이온이나 전자들을 활용하는데 있어서 상당히 중요한 변수이다.

#### 덮개 전위(sheath potential)

여러 이론적인 플라즈마 덮개에 대한 연구 논문이나 실험적으로 검증된 보고에서 덮개 전위 함수가 포물선 형태로 근사됨을 보이고 있다. 실험에 있어서 많은 부분이 플라즈마 덮개에서 티끌입자의 대전현상에 대한 이론이 부족하다. 적어도 두개의 덮개-대전(sheath-charging) 이론이 존재[20,21]하지만, 두 개의 이론적 모델은 모두 OML(Orbital Motion Limit) 이론을 만족시키지 못한다.[22] 많은 실험결과들은 덮개에서의 전기장은 선형적으로 변하며 전위는 포물선으로(parabolically) 변하는 가정에서 행해졌다. 또한 이런 가정에서의 결과들을 실험적으로 증명하였으며 수치계산을 통해 위의 가정을 뒷받침 하였다.[9]

$$\phi(x) = ax^2 + bx + c \quad (2.57)$$

위 식의 경계조건들은  $z_{sh}$  가 티끌입자의 트랩위치일 때  $\phi(0) = V_{cathode}$ ,  $\phi(z_{sh}) = 0$ 이며 덮개 끝에서의 전기장은  $E_s = kT_e/e\lambda$ 을 이용한다.[23]

#### 앞-덮개 전위(presheath potential)

덮개 끝은 준중성 플라즈마인 앞덮개 영역과 충돌이 없는 덮개로 나뉘어진다.[12] 플라즈마 이론 시뮬레이션에서는 자주 전체 플라즈마 내에서 공간전하에 대한 설명없이 행해진다. 이는 플라즈마의 전반적인 현상 및 전체 플라즈마 내에서의 자기 모순없는 프와송 방정식 해법을 제시해 주지 못한다. 따라서 준중성인 앞덮개와 충돌이 없는 덮개에 대한 자세한 연구가 필요하다.

점근적인 근사(asymptotic limit,  $\lambda_{De}/\lambda_i \rightarrow 0$ )를 통해 충돌이 있는 플라즈마의 경계가 충돌이 없는 덮개와 준중성인 앞덮개로 분리됨을 보였다.[14] 충돌이 지배적인 플라즈마 경우에 대전된 입자밀도는 작고  $\lambda_{De}$ 가 커서 충돌이 지배적인 플라즈마의 점근 근사의 가정( $\lambda_{De}/\lambda_i \rightarrow 0$ )은 맞지 않는다. 이에 대한 보완으로 충돌 문제에 대한 볼 정의(Bohm



criterion)의 일반적인 모델들이 나왔다.[15,16,17,18] 하지만 앞뿔개와 뿔개의 위치를 임의로 정해서 충돌에 의한 앞뿔개와 뿔개의 구분을 명확히 하지는 못하였으며 이런 오류에 대한 계산된 결과도 나왔다.[19]

따라서 플라즈마 뿔개에 대한 개념의 유효성과 앞뿔개에 대한 뿔 정의(Bohm criterion)의 역할에 대한 논쟁을 종식시키기 위해  $\lambda_{De}/\lambda_i$ 에 대한 명확한 값을 알아야 한다. 유한한 값  $\lambda_{De}/\lambda_i$ 에 대한 뿔개 끝에서의 정의는 "sheath edge singularity"와 결부된다. 즉 뿔개 끝에서의 singularity 문제 때문에 뿔개와 앞뿔개의 해(solution)들은 연결시키지 못했다. 뿔개 끝의 환경에서는 공간전하와 충돌에 대한 문제점들을 설명해주는 "intermediate scale"에서 설명되어야 하며 "intermediate scale"( $\lambda_i^{1/5}\lambda_{De}^{4/5}$ )에서의 점근적인 근사( $\lambda_{De}/\lambda_i \rightarrow 0$ )가 앞뿔개와 뿔개의 해들을 잘 연결하여 준다.[14]

따라서  $\lambda_{De} \ll \lambda_i \ll L(\lambda_{De}/\lambda_i \rightarrow 0)$ 인 플라즈마에서 이온 선속이 앞뿔개에서 보존된다는 가정하에 이온의 속도가 뿔 속도(Bohm velocity)까지 가속되는 구간은 앞뿔개이며 이 구간에서의 플라즈마 전위는 다음과 같다.[10]

$$-\phi(x) = \frac{T_e}{e} \sqrt{\frac{x_0 - x}{L}} \quad (2.58)$$

$x = x_0$ 에서 뿔개 끝이며  $L$ 은 본체 플라즈마 길이이다. 약하게 이온화된 플라즈마에서 이온-중성 충돌길이가  $\lambda_i \ll L/2$ 라면 앞뿔개 두께는  $L \approx \lambda_i$ 이다.  $\lambda_i$ 는 이온의 평균자유행로(ion mean free path)이다.

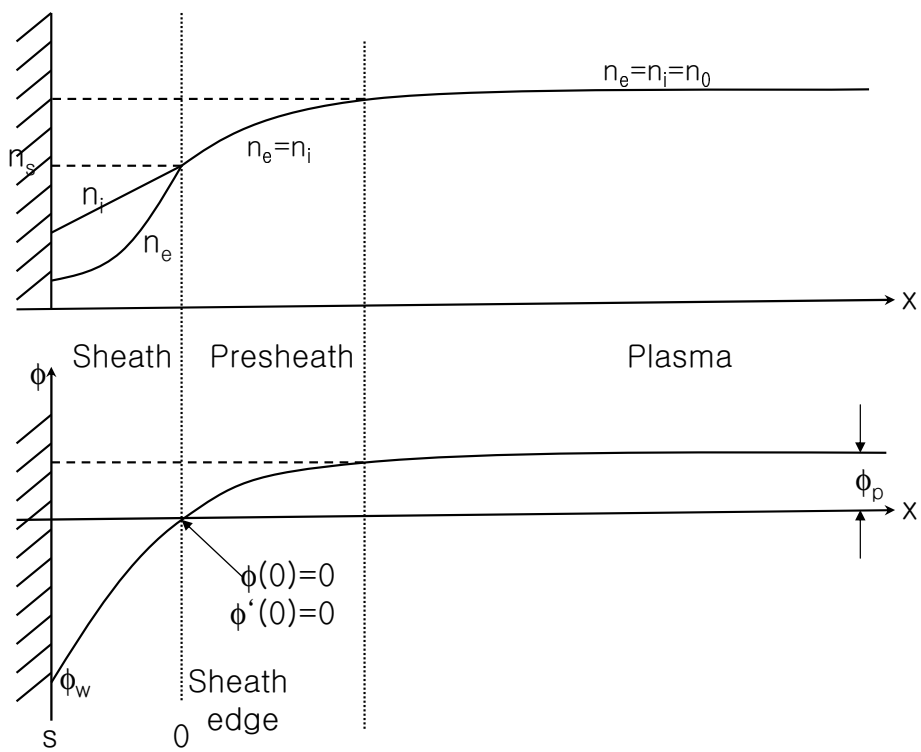


Figure 2.1: 벽과 상호작용하는 뒷개와 앞뒷개 현상

## 2.4 전하량 측정 방법

플라즈마 전위를 결정하고 뒷개와 앞뒷개에 티끌입자가 트랩되었을 때 전하량을 측정하는 실험은 최근에 많은 주제가 되어 왔다. 플라즈마 뒷개에서 진동하며 트랩 위치까지 움직이는 티끌입자의 궤적으로 분석함으로써 전하량을 측정하는 방법[23], 뒷개에서의 시간에 따른 전위의 분포를 가지고 전하량을 측정하는 방법[24], 플라즈마 결정에 있는 티끌에 레이저를 입사하여 공명진동을 일으켜 전하량을 측정하는 방법[25], 티끌입자의 트랩 위치에서의 자연적인 불안정성(instability)를 관찰함으로써 전하량을 측정하는 방법[26], 티끌 입자들간의 수평 충돌에 의한 상호작용 전위를 계산하여 플라즈마 전위를 계산하여 전하량을 측정하는 방법[27] 등이 최근에 많이 연구되어 왔다.

본 논문에서는 뒷개에 맞는 플라즈마 전위함수를 구하고 플라즈마 뒷개에 트랩되어 있는 경우에서 트랩된 위치를 측정함으로써 전하량을 측정하는 실험을 수행하였다.[9]

기존의 연구결과들과의 전하량 크기 비교를 통하여 티끌입자의 트랩위치가 앞뒷개가 아닌 뒷개임을 밝혔으며 보다 정확한 전하량 측정을 위하여 방출탐침(emissive probe)을 이용해 플라즈마 전위를 직접 측정하여 티끌입자의 전하량을 측정함으로써 모델링을 통한 전하량과 비교 분석을 하였다.[28] 또한 트랩되어 있는 티끌입자에 교류전압을 인가하여 진동을 시킴으로써 교류전압에 대한 티끌입자의 주기적 반응을 통해 전하량을 측정하여 모델링을 통한 전하량과 비교 분석을 하였다.[30,31]

## 제 3 장 실험장치 및 방법

### 3.1 실험장치 구성

플라즈마는 그림 3.1과 같은 원통형 직류 플라즈마 원을 사용하여 발생시켰다. 티끌 입자는  $SiO_2$  ( $\rho=1.5 g/cm^3$ ,  $r_p=1.5 \mu m$ )와 Melamine-formaldehyde(MF) ( $\rho=2.2 g/cm^3$ )의 반지름  $2 \mu m$ ,  $3 \mu m$ ,  $4 \mu m$ 의 네 종류의 단분산(monodisperse) 입자를 사용하였다. 기본압력(base pressure)은 로터리 펌프와 유확산 펌프(diffusion Pump)를 사용하여  $5 \times 10^{-6}$  Torr로 유지하였으며 아르곤 운전압력(Operation pressure)은 128 mTorr였다. 음극에는 직류전원을 공급하여 음극전압 320 V에서부터 500 V까지 인가하였고, 이때 플라즈마 전류는 1 mA~ 6.8 mA 정도였다. 플라즈마는 음극전압 280 V(196 mTorr)에서 발생하기 시작하였다. 부유된 입자를 음극 중심쪽에 가두기 위해 음극 위에 외부 직경 5 cm이고 내부 직경 4 cm인 구리 전극을 설치했다. 트랩된 티끌입자의 진동을 유지하기 위해 직경 1 mm 텅스텐 와이어를 설치하였고, 텅스텐 와이어에 60 Hz의 정현파 전압을 인가하여 티끌입자를 진동시켰다. 외부에서 티끌입자를 주입시키기 위해 입자분사기를 이용하여 2 V 직류 전압을 공급하였으며 분사된 티끌입자는 632.8 nm의 헬륨-네온 레이저를 이용하여 광 산란 방법을 이용하여 가시화 하였고, 산란된 빛의 세기는 확대 광학계, CCD 카메라, 동영상 저장 보드를 사용하여 측정하였다.

정전탐침에 사용된 와이어는 굵기가 1 mm인 텅스텐이며 길이는 7 mm이다. 방출탐침에 사용된 필라멘트는 그림 3.2와 같이 굵기가 0.025 mm 텅스텐 와이어를 사용하였으며 전자방출 효율을 높이기 위하여 2퍼센트 thoriated된 와이어를 사용하였다. 공간전하 효과를 줄이고 플라즈마를 최대한 섭동시키지 않기 위하여 가능한 한 짧게 와이어 길이를 5 mm로 하였다. 0.4 mm 스테인레스 와이어와 0.025 mm 텅스텐 와이어를 점 용접(spot welding)하였으며 0.4 mm 세라믹 튜브를 사용하여 SUS 튜브에 연결하여 텅스텐 와이어가 끊어졌을 때마다 교체가 용이하도록 분리형으로 만들었다. 방출탐침 역시 정전탐침과 같은 I-V 특성 곡선 측정 회로도를 사용하여 플라즈마 전위를 측정하였다.

전자 온도를 측정하기 위한 I-V 특성 곡선은 그림 3.3과 같으며 I-V 특성 곡선 측정 회로도는 그림 3.4와 같다. 함수 발생기(function generator)에서 톱니파(sawtooth wave)를 만들어 BOP에 보내면, BOP에서는 10배를 증폭하여 탐침으로부터 들어오는 플라즈마 전류를 오실로스코프를 이용하여 측정한다. BOP에서 나온 톱니파는 탐침으로 거쳐 오실로스코프로 가기 전에 isolation amplifier를 거쳐서 가는데 이는 BOP의 상용단자(common)가 함수 발생기의 그라운드와 연결되어 있으므로 플라즈마에서 탐침을 통해 들어오는 전류 모두가 그라운드로 빠지게 되는 것을 방지하기 위하여 이중 그라운드를 사용하는 것이다.

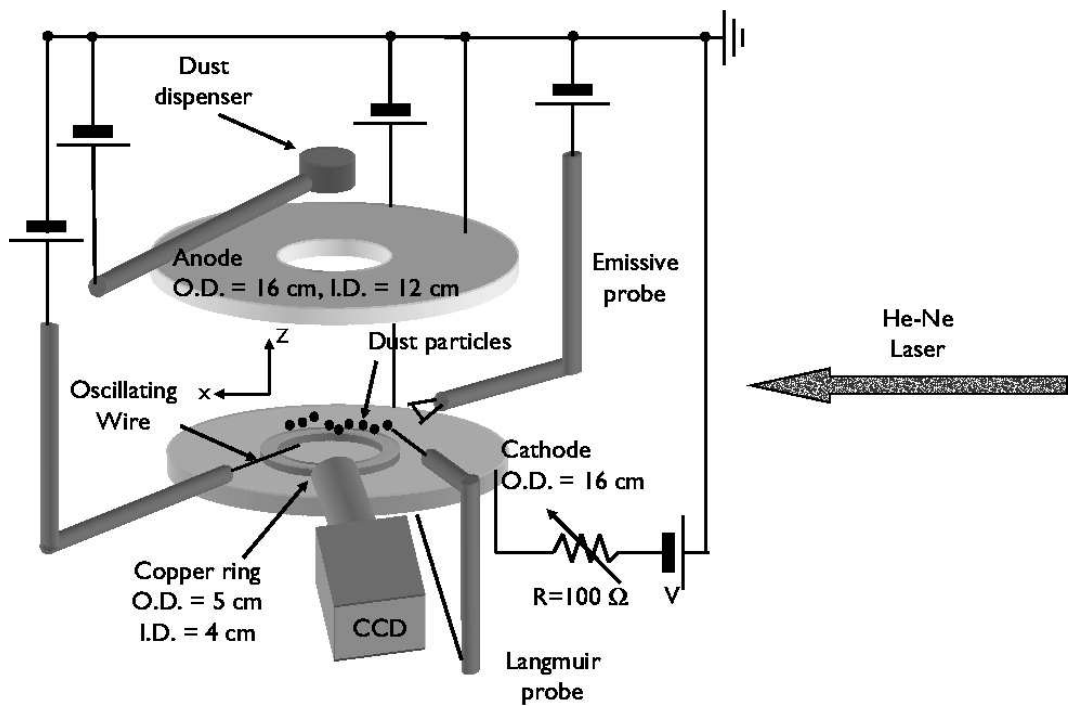


Figure 3.1: 실험 장치의 구성도

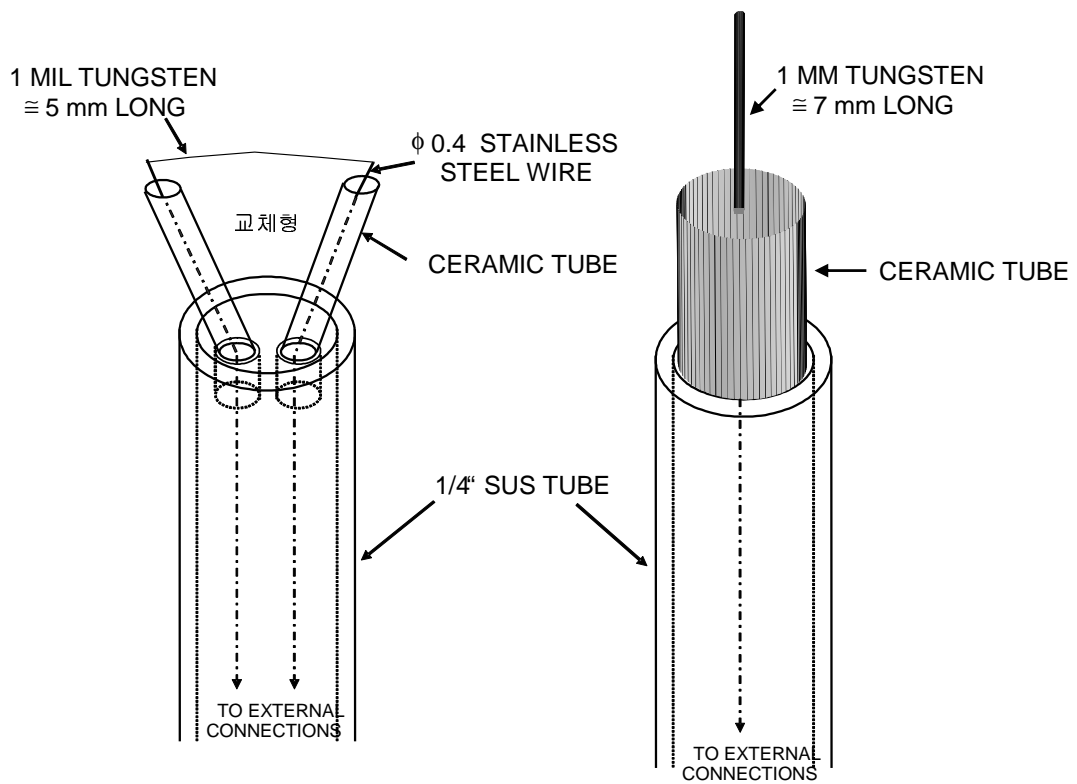


Figure 3.2: 방출탐침과 정전탐침의 개략도

## 3.2 플라즈마 진단계

운전압력과 같은 운전변수에 따라 매우 플라즈마는 다른 특성을 보이기 때문에 플라즈마를 이해하기 위해서는 플라즈마 운전조건에 따라 여러가지 다른 진단 방법들이 고안되어야 한다. 일반적으로 가장 많이 사용하는 정전탐침은 전하 입자를 직접 측정하며 장치가 값싸고 간단하기는 하지만 플라즈마 내로 탐침을 삽입하므로 플라즈마에 영향을 줄 수가 있다. 이에 반해 플라즈마 공간 전위를 측정하는 방출탐침은 플라즈마 본체(bulk) 뿐만 아니라 덮개 내에 넣어서 덮개 영역을 측정할 수가 있다.

본 연구에서는 플라즈마 기본 변수인 전자온도와 밀도를 측정하기 위하여 정전탐침을 사용하였으며 플라즈마 본체(bulk)와 덮개의 공간전위를 측정하여 정확한 전기장을 구하기 위하여 방출탐침을 사용하였다.

### 3.2.1 정전탐침 (Langmuir probe)

플라즈마의 기본 변수들인 전자온도, 전자밀도, 플라즈마 전위, 부유 전위(floating potential) 등을 진단하기 위하여 사용한다. 모양은 일반적으로 원판형, 원통형, 구형이 있으며 비교적 간단한 구조와 넓은 적용성 때문에 널리 사용되고 있다. 이 탐침으로 측정할 수 있는 한계는 플라즈마 밀도의 경우  $10^{13} \text{cm}^{-3}$ 까지, 전자온도는 0.1 eV부터 수백 eV까지이다.

평면탐침에 대해서 보면, 전자 전류만을 얻기 위해 탐침에 강한 양 전압을 걸면 플라즈마를 강하게 섭동시키므로, 보통 충분한 음 전압을 거는데 이때 탐침에 의해 얻어진 획득 이온전류는 다음과 같다.

$$I = -I_i = -en_s u_B A \quad (3.1)$$

여기서  $n_s$ 는 덮개경계에서의 이온밀도,  $A$ 는 탐침 면적이며  $u_B$ 는 붐 속도(Bohm velocity)로 써

$$u_B = \left( \frac{eT_e}{M} \right)^{1/2} \quad (3.2)$$

$M$ 은 이온 질량이며  $n_s$ 는 볼츠만 관계에 의해서  $n_s \approx 0.61n_i$ 이다. 여기서  $n_i$ 는 이온밀도이다.

전자 속도 분포함수가 맥스웰 분포를 따른다면 탐침으로 얻어지는 전자전류는 다음 식과 같다.

$$I_e = \frac{1}{4} en_s v_e A \exp\left(\frac{V_B - \phi_p}{T_e}\right) \quad (3.3)$$

여기서  $v_e = (8eT_e/\pi m)$ 로서 전자의 평균속도,  $V_B$ 는 탐침에 인가된 전압,  $\phi_p$ 는 플라즈마 전위,  $T_e$ 는 전자온도이며  $V_B - \phi_p \leq 0$ 인 구간에서 탐침과 플라즈마와의 전위이다. 이 구간에

서는 탐침의 전압에 비례하여 전자전류는 지수함수 모양으로 증가한다.  $V_B - \phi_p > 0$ 인 구간에서는 전자 포화전류가 흐르며 다음과 같다.

$$I_{e,sat} = \frac{1}{4}en_s v_e A \quad (3.4)$$

이때 단일 정전탐침의 전형적인  $I - V$  특성 곡선은 그림 3.3과 같다.

식 (3.3)을 식 (3.4)으로 나누고 자연로그를 취하면,

$$\ln \left( \frac{I_e}{I_{e,sat}} \right) = \frac{V_B - \phi_p}{T_e} \quad (3.5)$$

즉 탐침 전압에 대한 전자 전류에 대한 그래프에서 그 기울기의 역수가 전자온도임을 알 수 있다.

식 (3.5)에서 구한 전자온도를 식 (3.4)에 대입하면 다음과 같은 전자밀도를 구할 수 있다.

$$n_s = n_0 e = \frac{\sqrt{2\pi m_e} I_{e,sat}}{e A \sqrt{T_e}} \quad (3.6)$$

부유전위(floating potential,  $\phi_f$ )란 탐침으로 들어오는 이온과 전자 전류의 값이 같게 될 때의 탐침에 인가된 전위이다. 만약 플라즈마가 거의 접지 되어있는 도체에 둘러 쌓여 있다면 부유전위는 이 접지에 근접하게 있다. 그 이유는 접지는 보통 스스로 이온과 전자 전류의 값이 같도록 하지 못하기 때문에  $V_B = \phi_f$ 에서 탐침은 마치 접지되어 있는 것처럼 행동한다.

플라즈마 전위와 부유전위의 차가 탐침에 인가된 전압임을 알 수 있으며, 플라즈마 전위는 전류-전압 특성 곡선에서 전자 포화 전류의 무릎(knee)으로부터 구해진다. 여기서 전자 포화전류 근처의 무릎은 전류-전압 곡선을 미분한 값에서 가장 큰 값이다. 이상적인 경우에는 전자 포화전류의 무릎(knee) 근처에서 곡선의 변화가 명확하기 때문에 쉽게 플라즈마 전위를 결정할 수 있으나 실제로는 곡선의 무릎(knee)이 플라즈마 노이즈로 인해 완만하게 변하며, 탐침의 가장자리의 영향으로 탐침 인가전압이 플라즈마 전위를 초과하면 포화전류가 계속해서 증가한다. 이는 덮개의 크기가 증가함에 따라 평판형 탐침이 점점 구형 탐침과 비슷한 거동을 보이기 때문이다.

### 3.2.2 방출탐침 (emissive probe)

1924년 랑뮈어는 플라즈마 변수들을 조사하기 위한 전기적 탐침에 대한 기초적인 기술을 선보였다. 두 가지의 탐침을 제시하였는데 하나는 전자 전류를 획득하는 탐침과 전자를 방출하는 탐침으로 묘사를 하였다. 방출탐침은 필라멘트의 방출되는 열전자와 플라즈마와의 상호작용을 통하여 플라즈마 공간 전위를 결정하는 탐침이다.



공간 전하 효과(space charge effect)를 무시한다면 필라멘트로부터 방출되는 전자 전류( $I_e$ )는 다음과 같다.

$$I_e = -I_{e0} \exp[-e(V_B - V_p)/T_w] f(V_B - V_p), \quad V_B \geq V_p \quad (3.7)$$

$$= -I_{e0}, \quad V_B \leq V_p \quad (3.8)$$

여기서  $I_{e0}$ 는 포화전자 방출전류,  $T_w$ 는 필라멘트의 온도,  $V_B$ 는 탐침에 인가된 전압,  $V_p$ 는 플라즈마 전위를 나타내며,  $f(V_B - V_p)$ 는 플라즈마에 의해 생성된 가상 양극(virtual anode)으로부터 분리된 필라멘트의 덮개 크기와 필라멘트의 반경에 관계하는 궤도 각운동량(orbital angular momentum)이다.

공간전하 효과를 무시하고 전자온도  $T_e$ 를 가지는 Maxwellian 플라즈마로부터 획득되어 지는 전자전류( $I_c$ )는 다음과 같다.

$$I_c = I_{c0} f_l(V_B - V_p), \quad V_B \geq V_p \quad (3.9)$$

$$= I_{c0} \exp[e(V_B - V_p)/T_e], \quad V_B \leq V_p \quad (3.10)$$

여기서  $f_l$ 은 포화획득 전자전류에서의 궤도 각운동량(orbital angular momentum)이며  $I_{c0}$ 는 탐침 포화획득 전자전류이다. 랑뮈어는 탐침면적이 덮개두께에 비하여 작다면  $f_l \approx (1 + eV_B/T_e)^{1/2}$ 임을 보였다.[29]

Smith et al.은 방출탐침의 필라멘트로부터 방출되어지는 전자들에 의한 공간전하 효과가 없을 경우의 플라즈마 전위를 측정하기 위하여 영점 방출 변곡 방법(inflexion point in the limit of zero emission)을 사용하였다.[28] 이는 공간전하 효과 때문에  $I - V$  그래프에서 얻어지는 방출전류에 의한 변곡점에서의 전압값은 영점방출의 변곡점에서의 전압값과 차이를 보이기 때문에 이를 보정하기 위하여 영점방출 방법을 사용한다. 본 실험에서도 전원 공급장치에서 전압을 0.1 V 부터 0.1 V 간격으로 주사(scanning)하면서 적정 필라멘트 온도를 찾은 후에  $\pm 1$  V 범위 내에서 영점방출 방법을 사용하였다.

$V_B$ 를 플라즈마 전위에 대한 탐침에 인가된 전압이라고 할때 플라즈마 전위는  $V_B = 0$ 에 서라고 볼 수 있다. 이는 다음으로 설명할 수 있다. 방출탐침에 각기 다른 전류값을 인가하여 획득한  $I - V$  그래프에서 전류값은 플라즈마 전위와 탐침의 전위가 바뀌는 지점에서 탐침으로 흐르는 전류의 변화가 생기므로 이 값은  $I - V$  그래프에서의 미분값이 최대가 되는 지점에서의 탐침의 전압이 플라즈마 전위에 해당하게 된다. 또한 Maxwellian 전자 플라즈마에서 덮개 크기보다 충분히 작은 탐침면적이면  $f \approx (1 + eV_B/T_e)^{1/2}$ 임을 보였다.[29]

이를 이용하여 방출전류와 획득전류를 구하면 다음과 같다.

$$I_c = I_{c0}(1 + eV_B/T_e)^{1/2}, \quad V_B \geq 0 \quad (3.11)$$

$$= I_{c0} \exp(eV_B/T_e), \quad V_B \leq 0 \quad (3.12)$$

$$I_e = -I_{e0} \exp(-eV_B/T_w)(1 + eV_B/T_w)^{1/2}, \quad V_B \geq 0 \quad (3.13)$$

$$= -I_{e0}, \quad V_B \leq 0 \quad (3.14)$$

방출탐침에 의하여 획득되는 전체 전류는 필라멘트로부터 방출되어지는 방출전류와 플라즈마로부터 획득되어지는 회 전류의 합( $I_p = I_e + I_c$ )으로 나타나며 플라즈마 전위를 기준으로 구하면 다음과 같다.

$$I_p = I_{e0}(1 + eV_B/T_e)^{1/2} - I_{e0}exp(-eV_B/T_w)(1 + eV_B/T_w)^{1/2}, \quad V_B \geq 0 \quad (3.15)$$

$$= I_{c0}exp(eV_B/T_e) - I_{e0}, \quad V_B \leq 0 \quad (3.16)$$

식(3.15)과 식(3.16)을 탐침에 인가한 전압으로 미분을 취해주면 다음과 같은 미분식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{dI_p}{dV_B} = \frac{eI_{c0}}{T_e} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{eV_B}{T_e}\right)^{-1/2} - \frac{eI_{e0}}{T_w} exp(-eV_B/T_w) \\ \times \left[ \frac{1}{2} \left(1 + \frac{eV_B}{T_w}\right)^{-1/2} - \left(1 + \frac{eV_B}{T_w}\right)^{1/2} \right], \quad V_B \geq 0 \quad (3.17) \end{aligned}$$

$$\frac{dI_p}{dV_B} = \frac{eI_{c0}}{T_e} exp(eV_B/T_e), \quad V_B \leq 0 \quad (3.18)$$

식 (3.17)과 식(3.18)의 미분식에서 미분값의 최대점에서 플라즈마 전위를 얻을 수 있다.

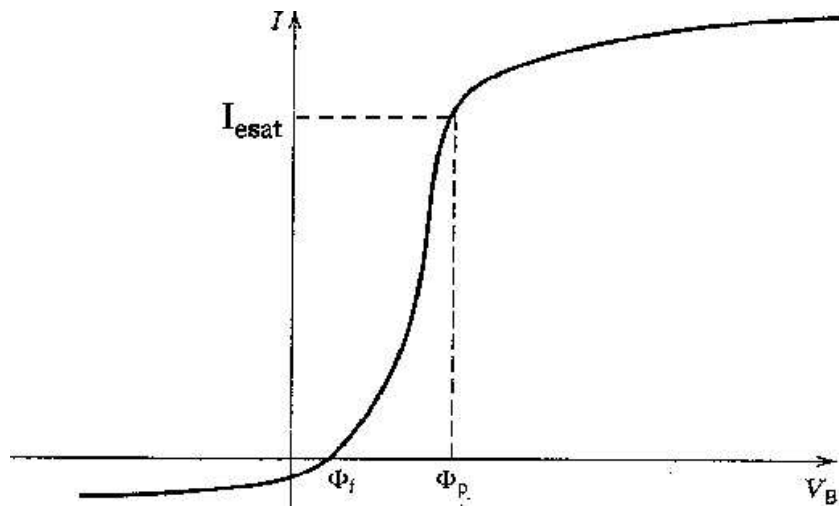


Figure 3.3: I-V 특성곡선

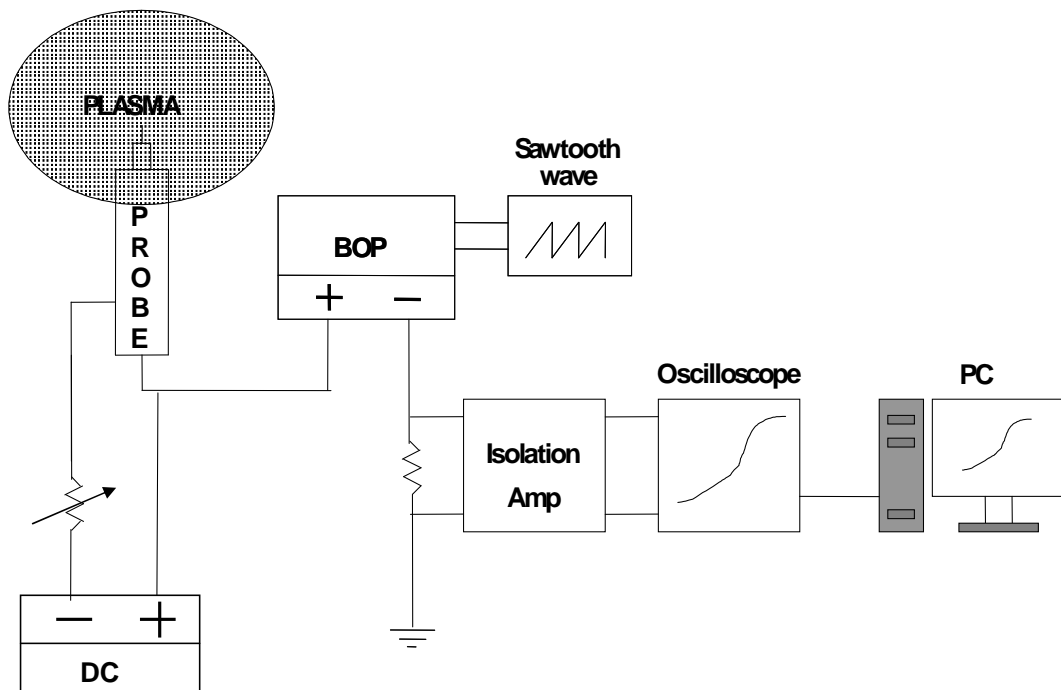


Figure 3.4: I-V 특성곡선 측정 회로도

### 3.3 공명주파수 측정방법

전하량을 측정하는 방법에는 다음과 같은 세가지 방법을 들 수 있다. 첫째, 중력과 정전기력으로 부유한다는 조건에서의 힘 균형 방정식으로부터 전하량 측정, 공명주파수를 이용한 전하량 측정, 티끌입자를 진동시켜서 진동크기를 이용한 전하량 측정이 그것이다. 이 장에서는 공명주파수와 진동크기를 이용한 전하량 측정을 하는 티끌입자의 진동에 대해 알아본다.

음극에 직류 바이어스를 인가하면 덮개는 주기적으로 팽창과 수축을 반복하며 덮개 경계 근처에 트랩된 티끌입자는 시간이 변하는 외부 힘에 대해서 감쇠 조화진동과 같은 움직임을 보인다.

트랩이 된 티끌입자에 가해지는 힘을 중력과 정전기력으로 두면,[8] 입자들은 다음과 같은 운동방정식에 의하여 힘의 균형이 이루어지는 곳에 부유하게 된다.

$$m\ddot{x} + m\beta\dot{x} = q_p E(x) - mg + F_{ext}(t) \quad (3.19)$$

여기서  $x$ 는 음극 위로부터 부유하고 있는 티끌입자의 위치이며,  $\beta$ 는 감쇠상수,  $q_p, m$ 은 각각 티끌입자의 전하량과 질량을 나타내며,  $E(x)$ 는 RF 주기를 평균한 전기장이며,  $F_{ext}(t)$ 는 직류 바이어스의 변조에 의한 외부 힘이다.

중력과 균형을 이루기 위한 전기장은 티끌입자와 전자를 무시한 덮개 경계와의 이온 공간 전하에 의해서 프와송 방정식으로부터 구해진다.

$$E(x) = \frac{m_i e}{\epsilon_0} (x - x_0) \quad (3.20)$$

여기서  $n_i$ 는 이온 밀도,  $m_i$ 는 이온질량,  $x_0$ 는 섭동되지 않은 티끌입자의 위치,  $\epsilon_0$ 는 진공에서의 유전율이다. 외부힘  $F_{ext}(x)$ 는 덮개 경계의 변조  $x_s(t) = x_{s0} + \Delta x_s \sin(\omega t)$ 에 의해서 구해진다.  $x_{s0}$ 는 섭동이 되지 않은 상태의 덮개 경계 위치이며  $\Delta x_s$ 는 덮개 경계의 외부 주파수에 대한 변화이며  $\omega/2\pi$ 가 외부에서 가해주는 변조 주파수이다. 이를 식 (3.19)에 대입하면 다음과 같은 미분방정식이 된다.

$$\ddot{x} + \beta\dot{x} + \frac{q_p n_i e}{m \epsilon_0} (x - x_{s0}) = -g + \frac{q_p n_i e}{m \epsilon_0} \Delta x_s \sin(\omega t) \quad (3.21)$$

위 미분방정식의 점근 해는

$$x = x_0 + AR(\omega) \sin(\omega t + \varphi) \quad (3.22)$$

여기서  $x_0 = x_{s0} - mg\epsilon_0/q_p n_i e$ ,  $\tan\varphi = \omega\beta/(\omega_0^2 - \omega^2)$ ,  $\omega_0^2 = q_p n_i e/\epsilon_0 m$ 은 공명주파수,  $A = q_p \Delta x_s n_i e/\epsilon_0 m$ 는 진동크기,  $R(\omega) = [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \beta^2 \omega^2]^{-1/2}$ 는 외부주파수에 반응하는 티끌입자의 반응 함수이다.

### 3.4 실험 방법

실험은 크게 아래와 같은 세가지 방법으로 플라즈마 내에 트랩된 티끌입자의 전하량을 측정하였다. 먼저 모델링을 통한 전하량 측정을 하기 위하여 티끌입자의 트랩 실험을 수행하였으며 트랩된 위치에서의 플라즈마 전위를 방출탐침을 이용하여 정확한 전하량 산출을 하였다. 음극에 인가된 전압에 따라 트랩위치가 변하였으며 변화된 위치에서의 플라즈마 전위 역시 방출탐침을 이용하여 측정하였다. 또한 플라즈마 전위로부터 실험적인 덮개 크기도 구하여 모델링으로 계산된 덮개 크기와 비교하였다. 모든 실험을 마친 후에 트랩된 조건과 동일한 환경에서 티끌입자의 진동을 이용한 스펙트럼 분석 실험을 수행하였다.

#### 3.4.1 모델링을 통한 전하량 측정 실험

음극에 음극전압 320 V ~ 500 V까지 10 V씩 증가시키면서 각각에서의 플라즈마 전류와 티끌입자의 음극으로부터의 부유 높이를 측정하였다. 플라즈마 전류와 음극판에 가해진 전압을 이용하여 식 (2.56)으로부터 덮개 너비를 계산하였으며 계산된 덮개 너비와 측정된 부유 높이를 비교하였다. 식 (2.56)으로부터는 덮개 내에 트랩된 것이라 추정되는 결과를 모델링을 통해 나왔다. 전위를 식 (2.57)으로부터 계산하였으며 경계조건을 사용하여 전위로부터 전기장을 구했다. 마지막으로 중력과 정전기력만으로 부유하는 티끌입자에 대한 힘 균형 방정식을 이용하여 전하량을 측정하였다. 힘 균형 방정식은 다음과 같다.

$$Q(r_p)E(z_{eq}(r_p)) = m_p(r_p)g \implies Q(r_p) = \frac{m_p(r_p)g}{E(z_{eq}(r_p))} \quad (3.23)$$

#### 3.4.2 정전탐침 및 방출탐침을 통한 전하량 측정 실험

Thoriated 와이어에서 전자방출 효율을 높이면서 플라즈마를 덜 섭동시키기 위해 그림 3.5와 같은 I-V 곡선을 얻은 다음 미분을 하여 그림 3.6과 같은 미분값 곡선을 얻었다. 그다음 최대점의 동선 방향을 선형맞춤(linear fitting)하여 보다 정확한 플라즈마 전위를 구하기 위한 조건으로 영점방출 방법(zero emission method)을 사용하여 그림 3.7에서처럼 -15.163 V를 얻었다. 티끌입자의 음극전압과 기체압력에 대한 트랩위치의 변화에 대해서 능동적으로 방출탐침을 사용하여 영점방출 방법으로 플라즈마 전위를 구한 다음 플라즈마 전위로부터 수치미분을 하여 전기장 값을 모델링을 통하지 않고 직접 측정하였다. 티끌입자의 트랩 위치에서의 전기장 값을 이용하여 식 (3.23)과 같은 힘 균형 방정식으로부터 전하량을 측정하였다. 또한 모델링으로 구한 덮개크기와 비교를 위하여 플라즈마 전위의 음극에 대한 분포함수를 구해 실험적인 덮개크기도 구하였으며 모델링으로부터 구한 덮개 크기와도 비교하여 실제 트랩위치를 구별하였다. 방출탐침 해석에 사용된 전자온도는 정전탐침으로 방출탐침과 같은 조건과 그림 3.4와 같은 회로도에서 I-V 곡선을 얻어서 구하였다.

### 3.4.3 공명주파수 방법을 이용한 전하량 측정 실험

음극에 음극전압 350 V 전압을 인가하며 압력 128 mTorr에서 1~80 Hz 영역으로 티끌입자의 각 크기에 대한 진동을 CCD 카메라와 동영상 저장 보드를 이용하여 측정하였다. 본 실험에서는 티끌입자를 강제진동 시킴으로써 얻어지는 식 (3.22)에서 공명주파수( $\omega_0$ )를 이용한 전하량 측정을 시도하였다. 즉 부유된 티끌입자에 외부주파수(1 Hz ~ 80Hz)를 가하여 진동을 시킨 후에 이를 동영상 저장보드에 저장하고 분석하여 외부주파수에 반응하는 티끌입자의 반응함수에 대한 그래프를 그림 4.8과 같이 얻었다. 그림 4.8은 변조 주파수에 대한 진동 크기를 나타낸다. 공명 주파수를 그림 4.8에서 구한 다음 식(3.22)  $\omega_0^2 = q_d n_i e / \epsilon_0 m$ 에서 공명주파수를 구하여 진 실험에서의 티끌입자 전하량( $q_d$ )을 측정하였다. 여기서  $n_i$ 는 덮개 경계에서의 플라즈마 밀도( $5 \times 10^8 / cm^3$ )를 택했다.

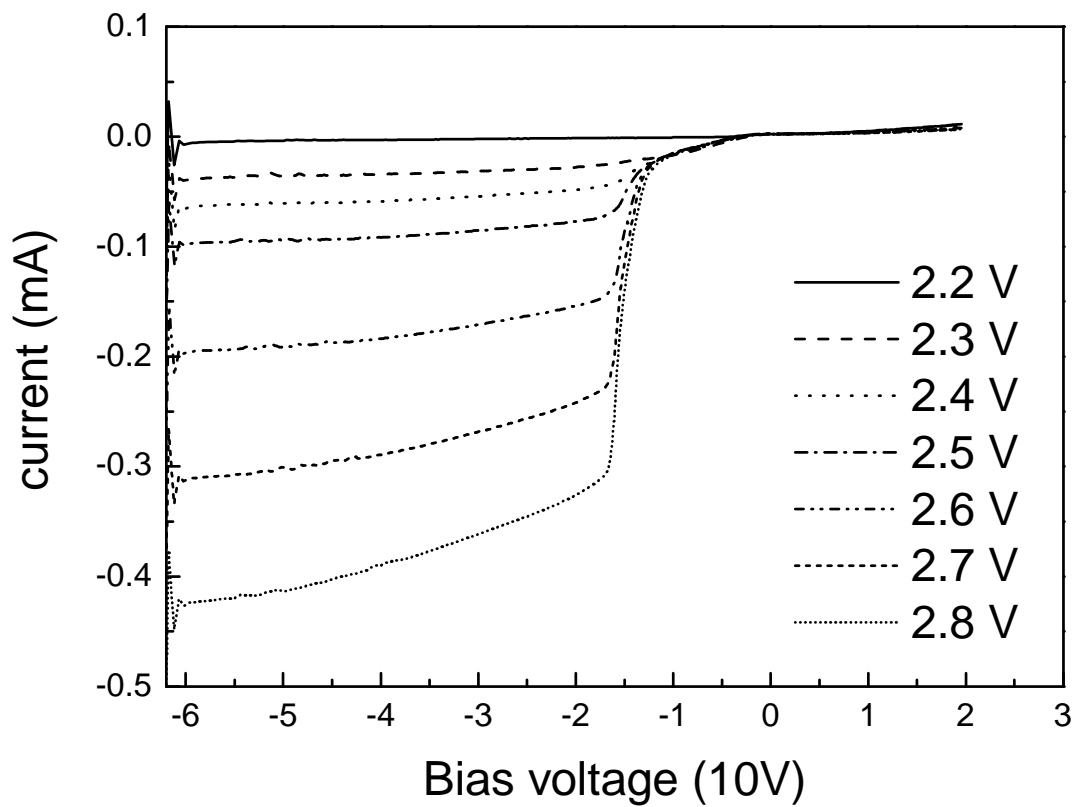


Figure 3.5: 방출탐침에서의 I-V 곡선. 음극판에 -350 V를 인가하였고 압력은 128 mTorr이며 위치는 음극으로부터 19 mm 떨어진 곳에서 텅스텐 와이어에 2.2 V에서부터 2.8 V까지 높임으로써 얻은 I-V곡선이다. 2.2 V에서는 전자방출이 없으며 2.3 V부터 방출이 있음을 알 수 있다.



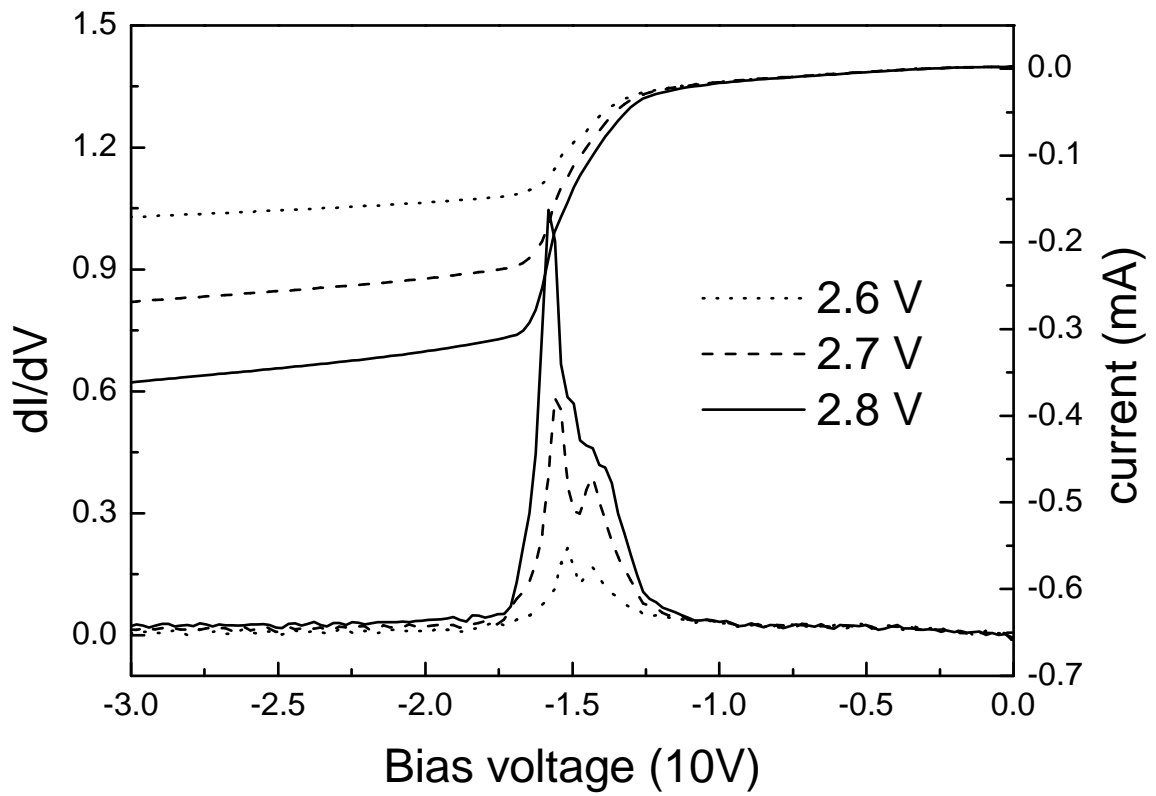


Figure 3.6: 음극에 인가된 전압에 대한 전류과형의 미분값 곡선. 그림 3.5에서 방출이 현저하게 나타나는 2.6 V, 2.7 V, 2.8 V를 택하여 미분을 취했다. 두번째에 나타난 피크값은 노이즈임을 그림에서 보이고 있다. 음극에 인가된 전압은 BOP를 거치지 않고 직접 오실로스코프로 채널1에서 읽어 들였기 때문에 10배를 해 주어야 한다.

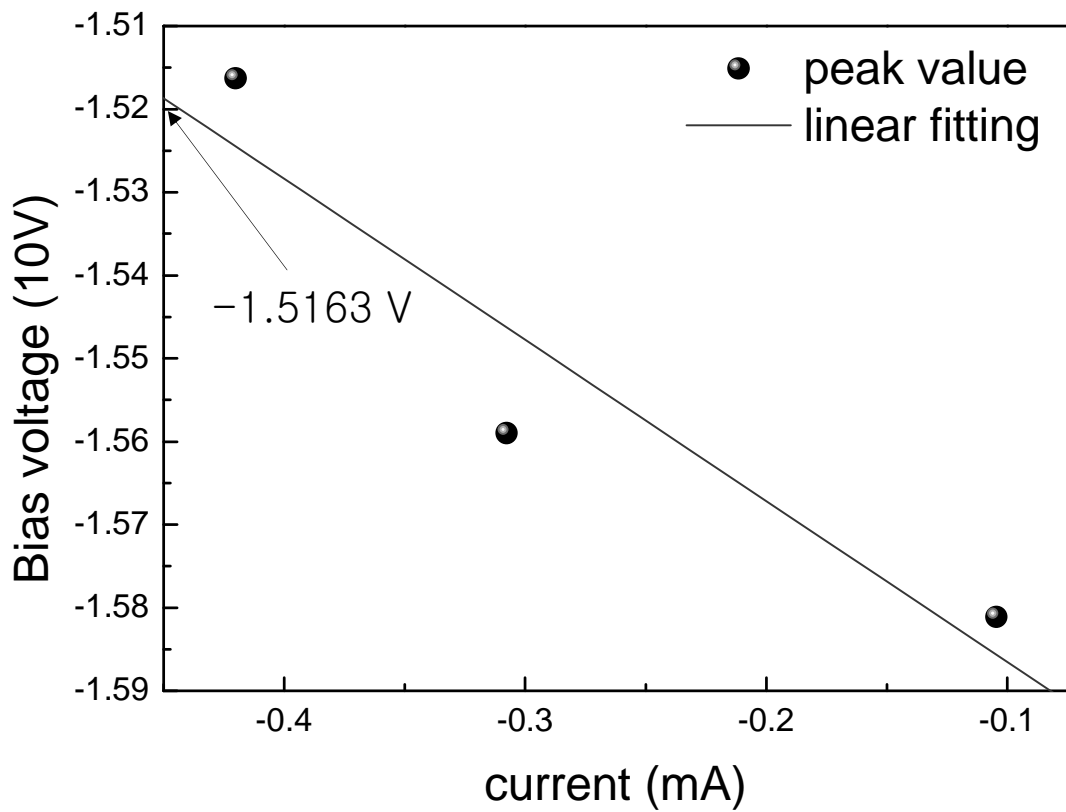


Figure 3.7: 영점방출 방법. 그림 3.6에서 가장 큰 피크값을 택하여 전류에 대한 음극에 인가된 전압을 보이고 있다. 플라즈마에서의 전위는 영점방출을 통하여 공간전하 효과를 무시하도록 함으로써 음극에 인가된 전압이 곧 플라즈마 전위가 되므로 방출탐침을 통하여 플라즈마 전위( $\sim -15.163V$ )를 구하였다.

## 제 4 장 실험결과 및 분석

전하량을 측정하는 데에 있어서 본 연구에서는 세가지 실험과 한가지 이론을 통하여 전하량을 측정하였다. 첫째, 음극에 전압을 인가하여 플라즈마 내에 부유된 티끌입자를 트랩시킨 후에 알짜 힘이 0 이라는 힘 균형 방정식으로 부터 전하량을 측정하였다. 둘째, 트랩된 위치에서의 정확한 전기장을 구하기 위하여 방출탐침을 이용하여 플라즈마 전위를 측정하여 힘 균형 방정식으로 부터 전하량을 측정하였다. 셋째, 트랩된 위치에서 티끌입자의 공명주파수를 이용하여 전하량을 측정하였다. 마지막으로 자체 모순없는 플라즈마 모델(self-consistence model)과 OML이론으로부터 전하량을 계산하여 본 연구에서 측정된 전하량과 비교하여 보았다.

### 4.1 자체 모순없는 모델과 OML이론 계산 결과

그림 4.1은 자체 모순없는 모델과 OML이론으로부터 계산된 플라즈마 전위를 음극으로부터의 위치에 대한 그래프로 보인 것이다. 실제 방출탐침을 이용한 플라즈마 전위와의 같은 경향성을 보임을 알 수 있다.

그림 4.2은 자체 모순없는 모델과 OML이론으로부터 계산된 전하량을 티끌입자의 크기에 대한 그래프로 보인 것이다. 실험으로 보인 전하량과는 달리 전하량의 크기도 크며 전하량이 티끌입자의 크기에 선형적으로 증가함을 볼 수 있다.

### 4.2 모델링 계산 결과

방출탐침을 이용한 플라즈마 전위를 측정하기에 앞서 압력을 128 mTorr에서 음극에 음극 전압 320 V에서부터 500 V까지 올리면서 음극으로부터 부유된 티끌입자의 트랩위치를 측정하였다. 힘 균형 방정식으로부터 전하량을 구하기에 앞서 플라즈마 전위 계산을 충돌성 덮개라는 가정 하에 포물선 분포를 가지는 덮개 전위를 가진다는 가정을 적용하였다. 결과를 보면 포물선 분포를 가지는 덮개 전위는 식 (2.56)과 같은 높은 압력 하에서의 충돌성 덮개 너비(collision dominated sheath width)를 가짐을 보였다.

트랩위치가 계산된 덮개경계보다 아래에 위치하고 있다. 그 차이는 그림 4.3에서처럼 약 3 mm를 보이고 있다. 이는 티끌입자가 덮개영역에 트랩됨을 알 수 있다.

그림 4.4에서 보듯이 티끌입자의 전하량은 플라즈마 전류밀도에 상대적으로 덜 변하며 이는 OML이론에 가까운 근사치를 보인다. 전하량의 크기는 압력을 128 mTorr에서 보았을 때  $1.5 \mu\text{m}$ 에서는  $10^2 e$ 를 보였으며  $4 \mu\text{m}$ 에서는  $10^3 e$ 의 수치를 보였다.

그림 4.5에 부유된 티끌입자의 크기에 대한 전하량의 그래프를 나타내었다. 기존의 연구 발표에 의하면 본 연구에 사용된 사이즈의 티끌입자에 대한 전하량 크기는 덮개 내의 전하량의 크기와 크게 벗어나지 않는다. 이는 본 연구에서 모델링으로부터 구한 전하량 비교 시 덮개 내에 티끌입자가 트랩이 되었음을 시사한다고 볼 수 있다.

덮개 모델링을 통한 전하량의 경우에는 크기가  $1.5\mu\text{m}$ 에서  $4\mu\text{m}$ 에서  $200\sim 1800(e)$ 를 보였다. 이는 기존의 보고서들과 비교하였을 때 상당한 근사치를 보인다.

### 4.3 정전탐침 및 방출탐침 실험 결과

방출탐침을 사용한 목적으로는 앞서 모델링을 통한 전기장 계산에 의하여 전하량을 구한 점에 대해 모델링 없이 직접 전기장을 측정하기 위한 것이다. 또한 정전탐침으로는 덮개 영역으로의 삽입이 플라즈마를 많이 섭동시키기 때문에 방출탐침을 사용하여 플라즈마 본체에서부터 덮개영역으로까지의 플라즈마 전위를 직접 측정하여 얻어진 플라즈마 전위를 외삽을 통하여 그림 4.4에서 보는바와 같이 트랩된 티끌입자의 트랩위치에서의 전기장을 구하여 힘균형 방정식으로부터 전하량을 측정하였다.

그림 4.1에 방출탐침을 이용한 플라즈마 전위와 OML이론을 통한 플라즈마 전위를 비교하였다. 음극관으로부터의 위치에 따른 전위가 약간 차이를 보이지만 전체 경향성은 비슷함을 보이고 있다.

그림 4.6은 플라즈마 음극으로부터 40 mm떨어진 위치에서부터 덮개 영역 안으로 삽입하면서 전체적인 플라즈마 전위 분포를 보였다.

그림 4.7는그림 4.6에서 얻어진 플라즈마 전위로부터 전기장을 수치미분하여 얻은 후에 힘 균형 방정식을 통하여 전하량을 측정한 데이터를 티끌입자의 크기에 대한 그래프로 나타내었다.

티끌입자의 트랩 실험 후에 트랩된 위치에서 여기선(excitation wire)에 교류전압을 가한 후, 주파수를 바꾸어 가며 트랩된 티끌입자의 진동 진폭을 기록함으로써 고유주파수를 측정하여 식(3.22)에서 공명주파수에 대한 변수로부터의 과정에서 전하량을 측정하는 실험을 수행하였다. 그림 4.8은 여기선에  $1\text{Hz} \sim 80\text{Hz}$ 를 가하면서 티끌입자의 공명주파수를 찾은 그래프이며 이를 식(3.22)에서 공명주파수에 대한 식으로부터 전하량을 측정하여 그림 4.9에 나타내었다.

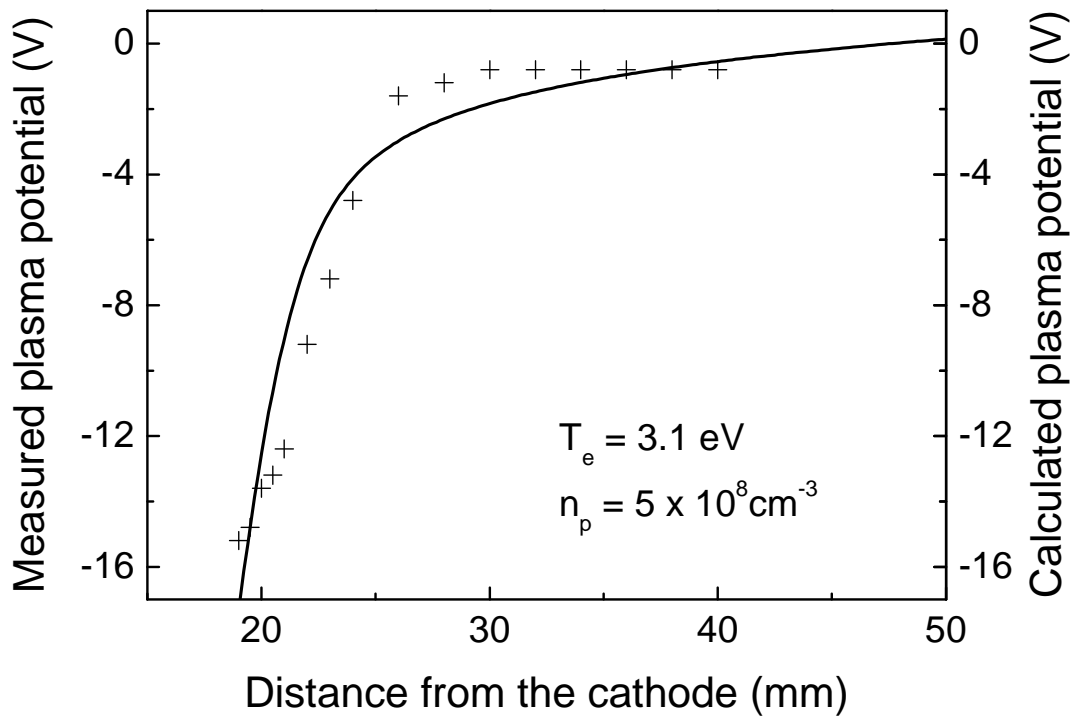


Figure 4.1: 자체 모순없는 덮개 모델과 OML 이론으로 계산된 플라즈마 전위. 이 그래프는 자체 모순없는 덮개 모델과 OML 이론을 가지고 이론적인 플라즈마 전위를 그려서 비교하였다. 정성적으로는 다소 차이를 보이지만 본체에서부터 덮개까지의 전체적인 플라즈마 전위에 대한 경향성은 일치함을 볼 수 있다.

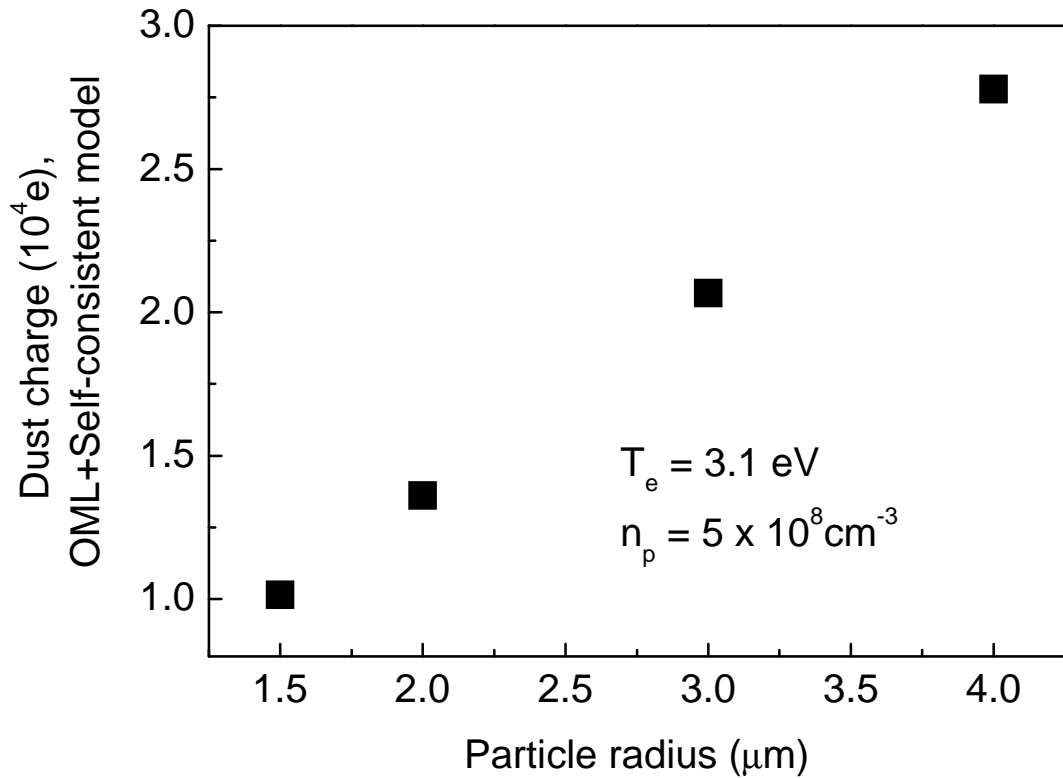


Figure 4.2: 자체 모순없는 덮개 모델과 OML 이론으로 계산된 전하량. 이 그래프는 티끌입자에 작용하는 힘 계산 과정에서 이온끌이힘을 무시하지 않았다. 실험을 통하여 측정된 전하량이 티끌입자의 크기에 포물선 모양으로 증가하는 분포에 비해 선형적으로 증가함을 보이고 있다. 또한 실험을 통한 전하량의 크기보다 이론적으로 계산된 전하량의 크기가 상당한 차이를 보인다.

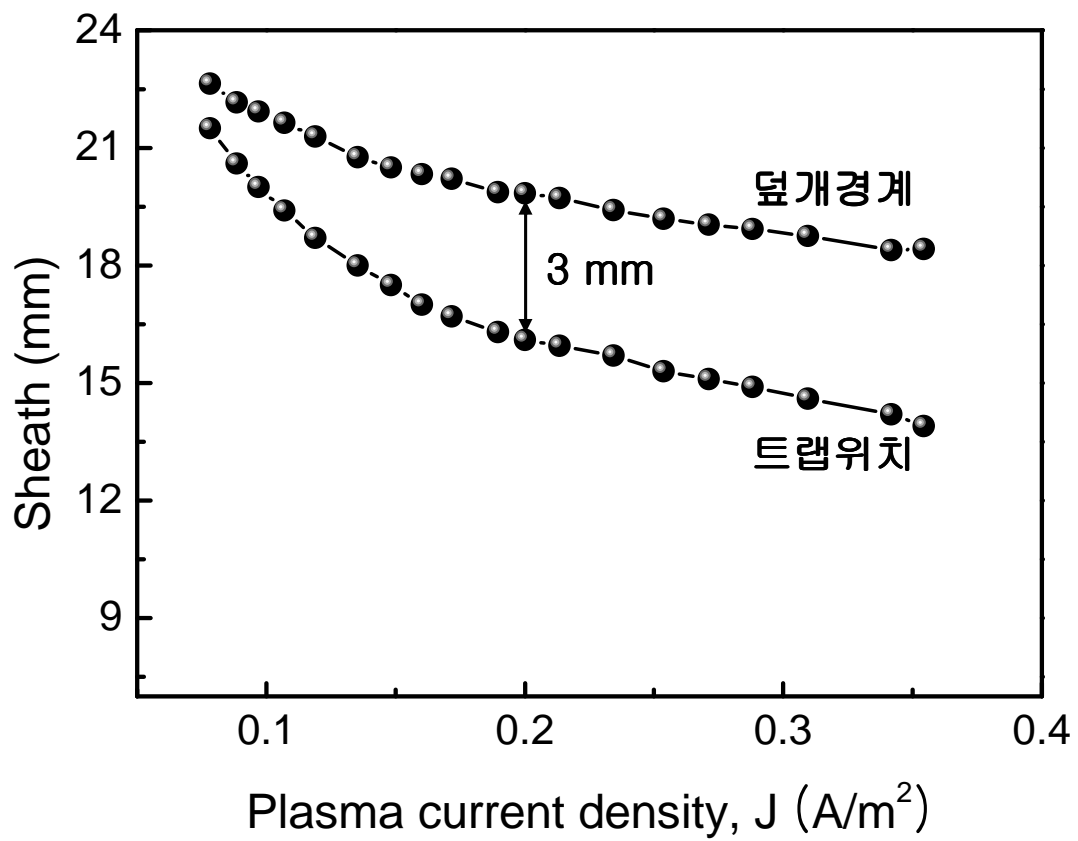


Figure 4.3: 플라즈마 전류밀도에 대한 덮개 크기. 플라즈마 전류밀도는 플라즈마 전류를 음극의 면적(직경 16 mm)으로 나누어서 구했다.

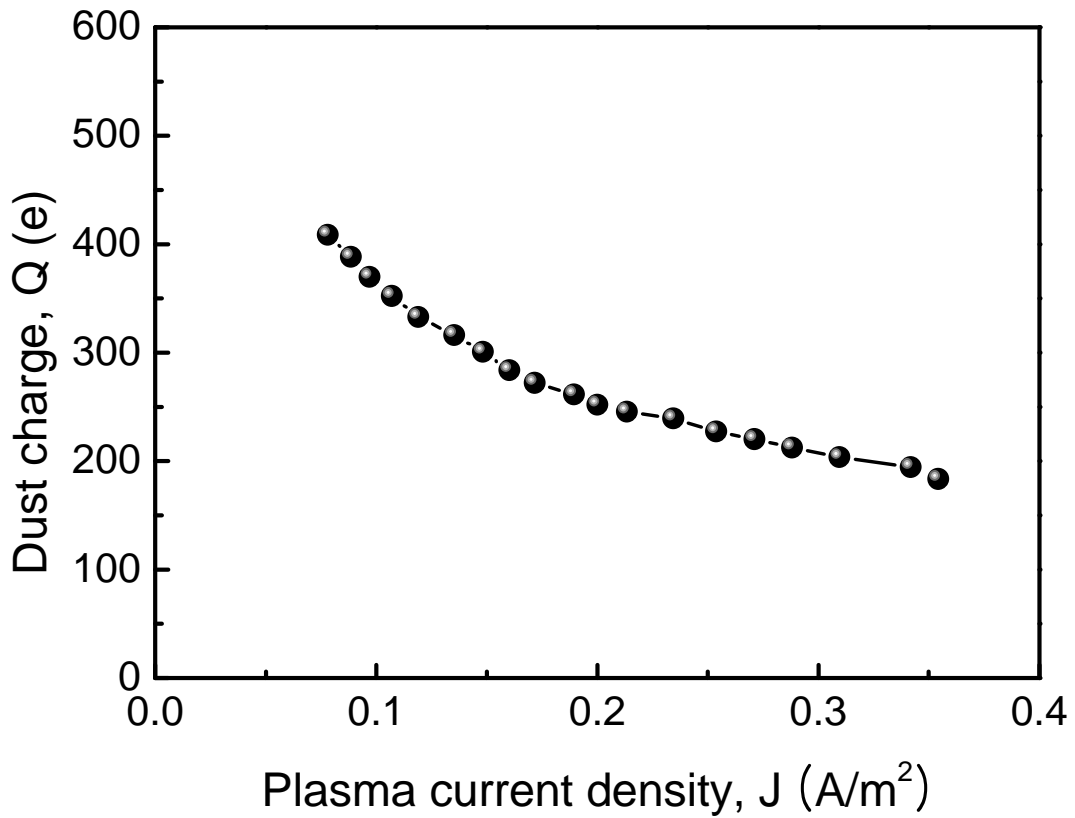


Figure 4.4: 플라즈마 전류밀도에 대한 전하량. OML 이론에 의하면 덮개 경계에 트랩된 티끌입자의 전하량은 플라즈마 밀도에 영향이 없다. 이는 본체(bulk)에서 위치에 따라 변화하는 플라즈마 밀도와는 달리 덮개 경계에서는 플라즈마 밀도의 변화가 없음을 뜻하며 티끌입자는 덮개 경계에서 크게 벗어나지 않는 범위에서 트랩됨을 뜻한다.



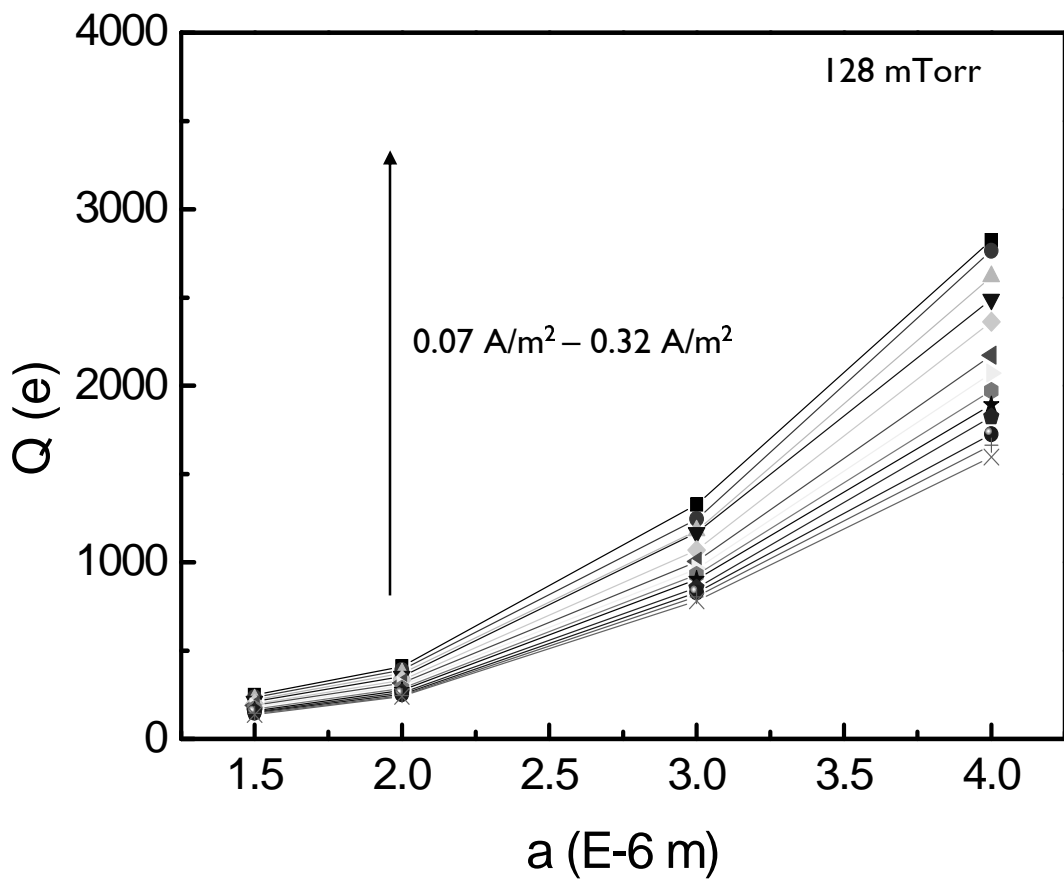


Figure 4.5: 틈입자 크기에 대한 전하량. 모델링을 통한 전하량의 크기이며 ( $10^2 \sim 10^3$ )e의 크기를 보인다.

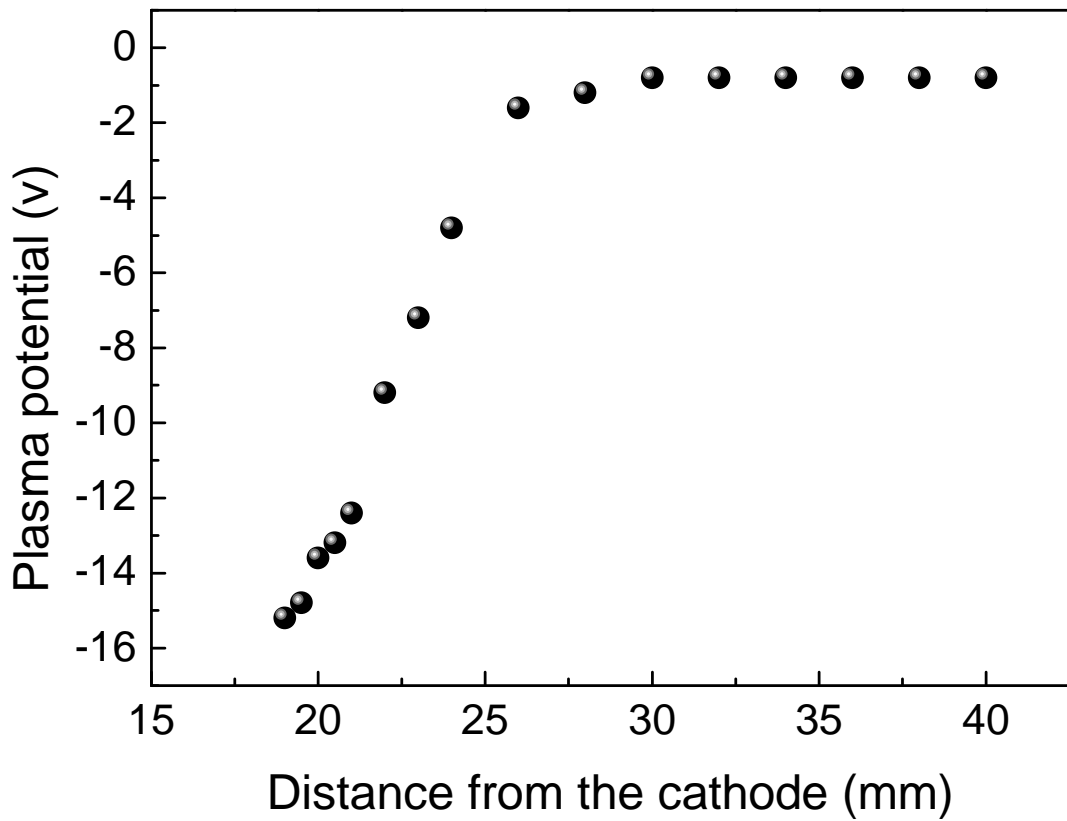


Figure 4.6: 방출탐침을 이용한 플라즈마 전위. 음극으로부터 40 mm인 플라즈마 본체에서부터 덮개 영역까지의 플라즈마 전위분포를 보여주고 있다. 본 연구의 실험조건인 128 mTorr에서 보면 덮개경계의 위치는 대략 25 mm정도임을 알 수 있고, 트랩위치는 20 mm이므로 티끌입자의 트랩이 덮개 내에서 이루어짐을 알 수 있다.

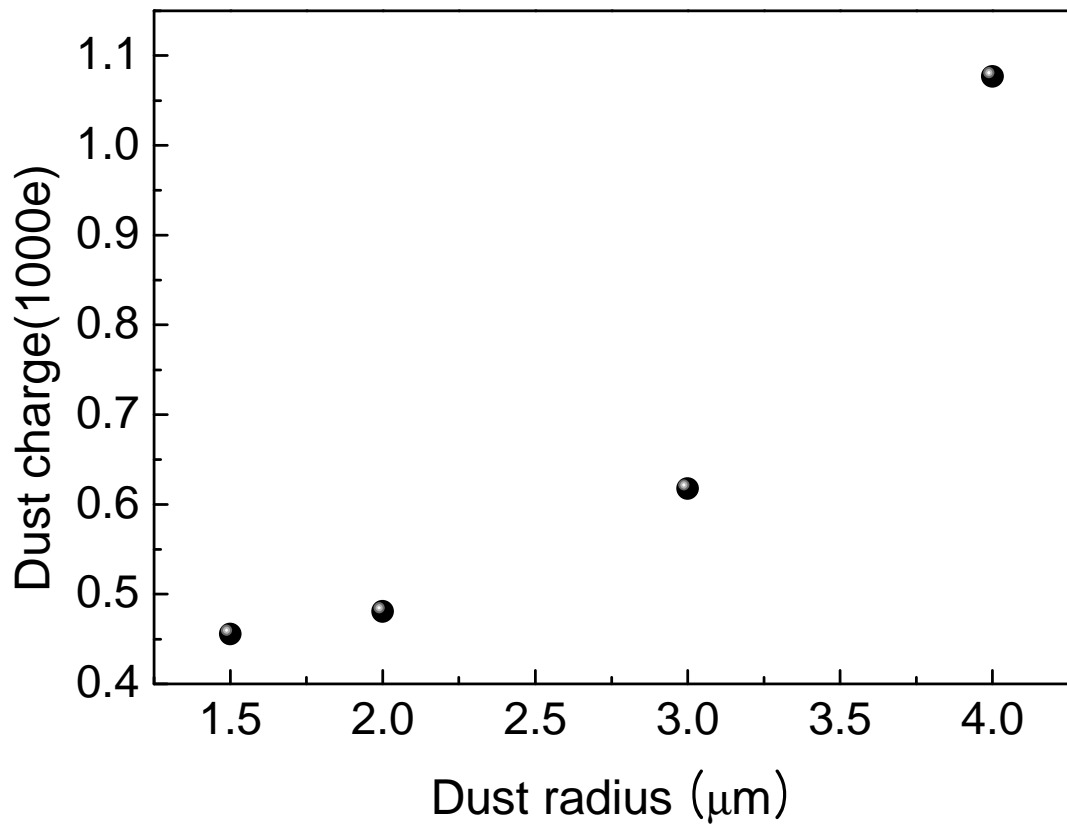


Figure 4.7: 방출탐침을 이용한 티끌입자의 전하량. 이 그래프는 128 mTorr에서 음극에 음극전압 320 V( $0.07 \text{ A/m}^2$ )에 고정시킨 후 티끌입자의 크기에 대한 전하량을 나타낸 그래프이다. 이는 덮개모형을 이용한 전하량과 비슷한 크기의 전하량을 보인다.

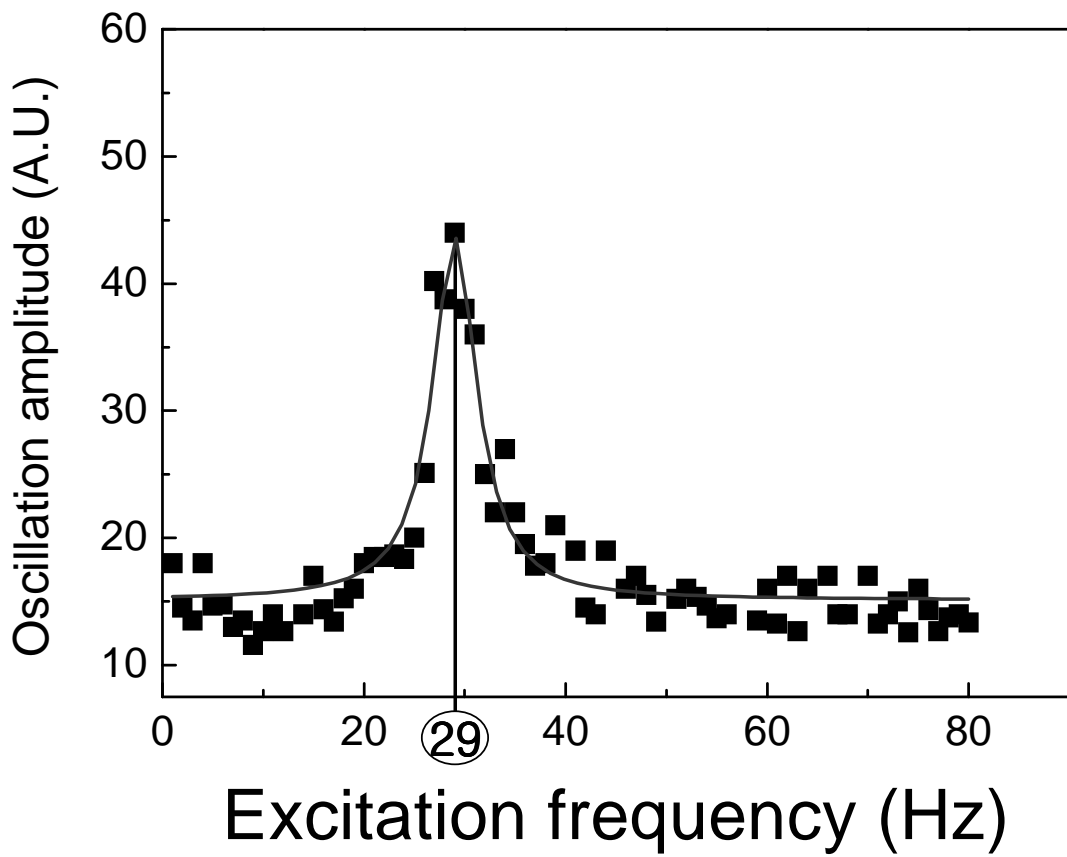


Figure 4.8: 변조 주파수에 대한 진동 크기 곡선. 티끌입자는  $2\ \mu\text{m}$ 이며 압력은 80 mTorr에서 음극으로부터 18.7 mm 떨어진 위치에서 1 Hz ~ 80 Hz 주파수 영역에서 진동 실험을 하였다.

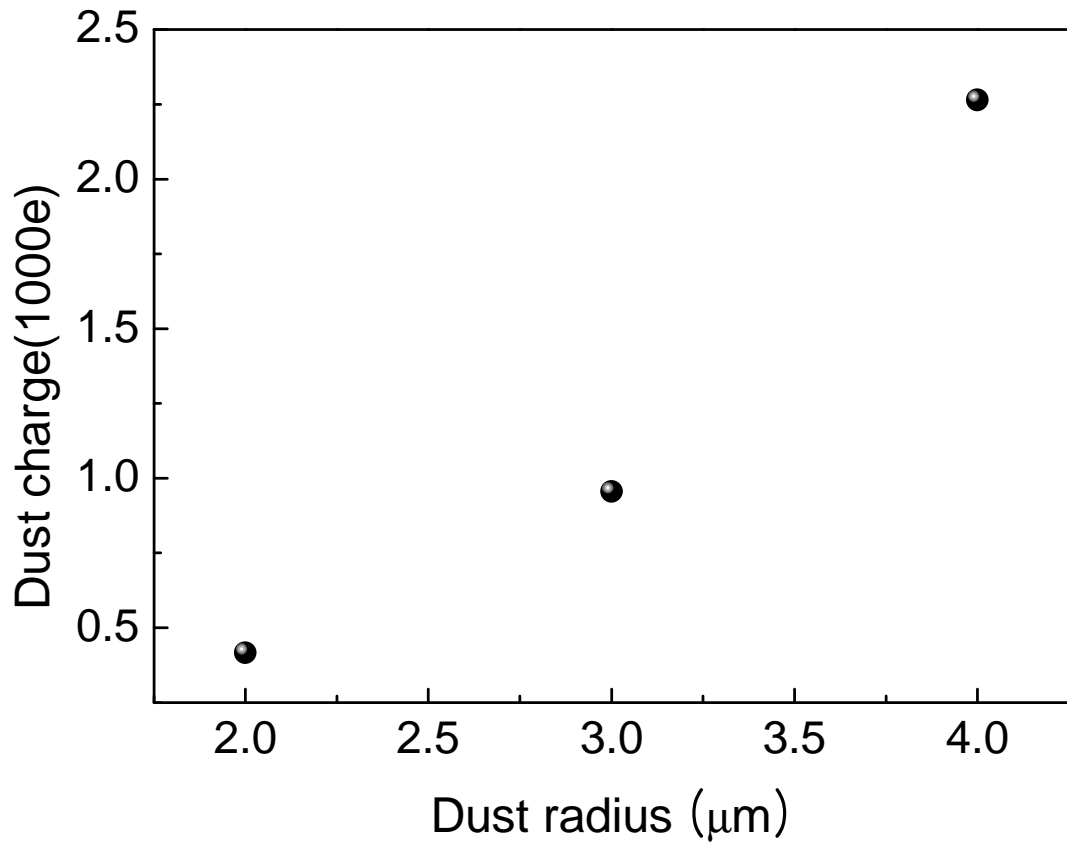


Figure 4.9: 변조 주파수를 이용한 전하량 측정. 티끌입자의 크기에 대한 전하량 그래프이다. 트랩되어 있는 입자에 진동을 가하여 공명되는 주파수로 고유주파수를 이용하여 전하량을 측정하였다. 이 결과 역시 덮개모델 및 방출탐침을 이용한 전하량의 크기와 크게 차이 나지 않음을 알 수 있다.

## 제 5 장 결론

본 연구에서는 음극에 전압을 인가하고 플라즈마를 생성하여 플라즈마 본체로부터 덮개영역까지 플라즈마 전위를 방출탐침을 이용하여 구하는 것으로써 티끌입자의 전하량을 측정하는 데 초점을 맞추었고, 실험과 모델링을 통하여 티끌입자의 전하량 크기에 대한 분석을 고찰하였다. 본 연구에서는 티끌입자의 트랩된 위치를 먼저 측정하여 덮개모델로부터 전하량을 측정하였다. 비록 입자들이 트랩된 상황에서 방출탐침을 사용하여 덮개영역에서의 전기장 분포를 측정하지 않았지만 방출탐침의 삽입이 플라즈마에 미치는 간섭이 미미함을 확인하였다. 그림 5에서 보는 바와 같이 미소한 트랩위치의 변화를 보이지만 플라즈마 전류에 거의 영향이 없었으며 방출탐침에 바이어스 전압을 인가해도 입자의 트랩위치는 거의 변하지 않았다. 따라서 탐침삽입에 의한 변화가 적음을 확인하였다. 또한 티끌입자의 트랩 전,후에도 플라즈마 조건(기체압력, 플라즈마 전류)이 거의 변하지 않음으로써 티끌입자 트랩이 플라즈마에 거의 간섭하지 않음을 확인하였다.

실험결과를 볼 때 자체 모순없는 모델과 OML이론에 의한 전하량의 크기는 여러 가지 방법으로 실험을 통하여 얻어진 전하량의 크기와는 많은 차이를 보이고 있음을 그림 5.2에서 보였다. 이는 모델과 OML이론에서의 이론적인 전하량 계산과정에서 트랩되어 있는 티끌입자에 가해지는 힘들에서 이온끌이힘을 고려하였는데 반해 본 연구에 가정한 티끌입자에 가해지는 힘들에서는 이온끌이힘을 배제하여 정전기력과 중력만으로의 힘균형 방정식을 사용한 점이 큰 영향으로 보일 것이라 생각된다. 실제 힘을 계산하여 보면 티끌입자의 크기가 커질수록 이온끌이힘은 중력과 정전기력에 비해 무시할 정도로 작게 나오지만 입자의 크기가 수 마이크로미터 이하나 나노미터 크기라면 이온끌이힘을 고려해야 한다.

플라즈마 내 티끌입자의 트랩은 128 mTorr의 아르곤 기체압력과 음극전압 -320 V에서 수행하였고 입자의 트랩된 위치를 측정하여 전하량을 구하였다. 이때 표 5.1에서 보듯이 전하량이  $(0.2\sim 1.8)\times 10^3 e$ 임을 보였으며 트랩 실험 후에 바로 여기선을 삽입하여 트랩된 티끌입자를 진동시켜 얻은 전하량은  $(0.5 \sim 2.25)\times 10^3 e$  정도였다. 또한 방출탐침을 이용하여 트랩된 위치 근처에서의 티끌입자의 전기장을 직접 측정하여 측정한 전하량은  $(0.45 \sim 1.1)\times 10^3 e$ 였다. 이와 같이 세 가지 서로 다른 방법으로 실험을 통하여 구한 전하량은 플라즈마 모델과 OML이론으로 계산된 전하량의 크기와 비교하였을 때 이론적으로 계산된 전하량보다 적은 결과가 나왔다.

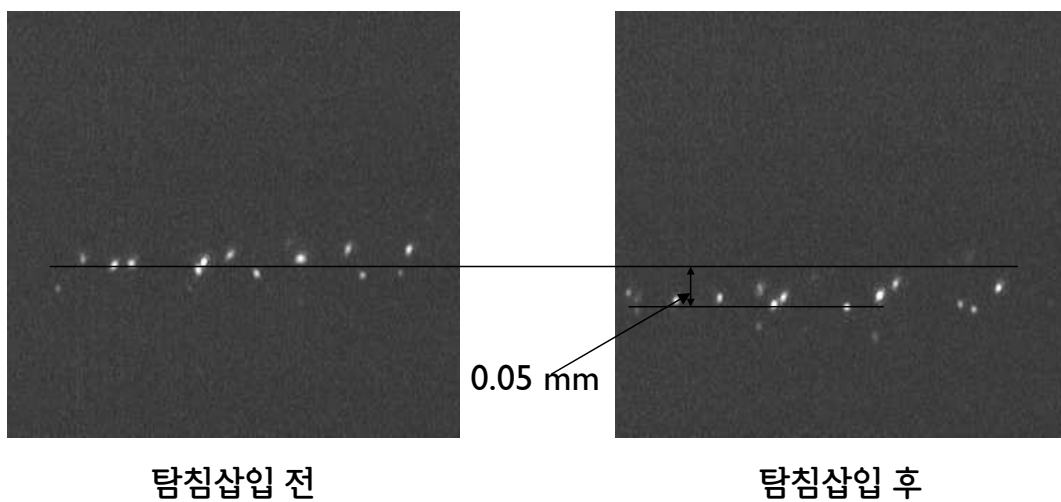


Figure 5.1: 방출탐침을 삽입하기 전과 삽입 한 후의 티끌입자 트랩위치. 80 mTorr, 320 V 에서 티끌입자를 트랩시킨 후 탐침을 플라즈마 내로 삽입하였다.

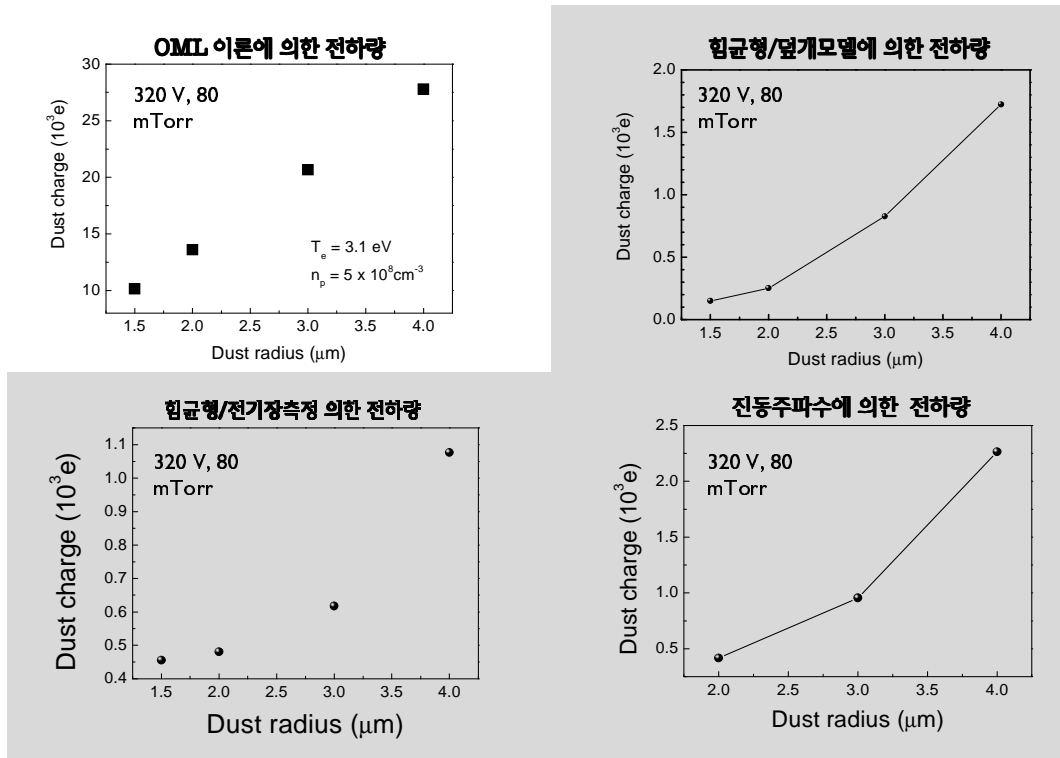


Figure 5.2: 시도된 여러 측정법으로 구한 전하량 비교.

| 티끌입자 크기                  | 방법                 | 전하량                        |
|--------------------------|--------------------|----------------------------|
| (1.5~4.0 $\mu\text{m}$ ) | 자체 모순없는 모델링과 OML이론 | (10~30) $\times 10^3 e$    |
| (1.5~4.0 $\mu\text{m}$ ) | 뒹개모델               | (0.2~1.8) $\times 10^3 e$  |
| (1.5~4.0 $\mu\text{m}$ ) | 방출탐침               | (0.45~1.1) $\times 10^3 e$ |
| (2.0~4.0 $\mu\text{m}$ ) | 공명 주파수             | (0.5~2.3) $\times 10^3 e$  |

Table 5.1: 티끌입자의 전하량 비교



## 참 고 문 헌

- [1] I. Langmuir, C. G. Found, A. F. Dittmer, *Science* **60**, 392 (1924)
- [2] R. L. Merlino and J. Goree, *American Institute of Physics*, **1**, 2004
- [3] B. A. Smith et al., *Science* **212**, 163 (1981)
- [4] G. S. Selwyn, J. Singh, and R. S. Bennett, *J. Vac. Sci. Technol. A* **7**, 2758 (1989)
- [5] V. N. Tsytovich, *Sov. Phys.-Usp.* **40**, 53 (1997)
- [6] L. Tonks and I. Langmuir, *Phys. Rev.* **34**, 876 (1929)
- [7] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (Plenum Press, New York, 1974)
- [8] A. A. Samarian and S. V. Vladimirov, *Phys. Rev E* **67**, 066404 (2003)
- [9] E. B. Tomme, D. A. Law, B. M. Annaratone and J. E. Allen, *Phys. Rev. Lett* **85**, 12 (2000)
- [10] L. Oksuz and N. Hershkowitz, *The American Physical Society* **89**, 14 (2002)
- [11] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (John Wiley and Sons, INC, 1994)
- [12] D. Bohm, in *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields* (McGraw-Hill, New York, 1949), Chap. 3
- [13] K. U. Riemann, *J. Phys. D* **23**, 493 (1991)
- [14] K. U. Riemann, *Phys. Plasmas* **4**, 11 (1997)
- [15] A. V. Godyak, *Phys. Lett* **89A**, 80 (1982)
- [16] A. v. Godyak and N. Sternberg, *IEEE Trans. Plasma Sci* **18**, 159 (1990)
- [17] H. B. Valentini, *Phys. Plasmas* **3**, 1459 (1996)
- [18] H. B. Valentini and F. Herrmann, *J. Phys. D* **29**, 1175 (1996)

- [19] K. U. Riemann and P. Meyer, Phys. Plasmas **3**, 4751 (1996)
- [20] T. Nitter, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 93 (1996)
- [21] X. Chen, IEEE Trans. Plasma Sci. **25**, 1117 (1997)
- [22] J. E. Allen, Phys. Scr. **45**, 497 (1992)
- [23] E. B. Tomme, B. M. Annaratone and J. E. Allen, Plasma Sources Sci. Technol **9**, 87 (2000)
- [24] U. Kortshagen and G. Mumken, Phys. Lett A **217**, 126 (1996)
- [25] A. Homann, A. Melzer and A. Piel, Phys. Rev. E **59**, R3835 (1999)
- [26] S. Nunomura, T. Misawa, N. Ohno and S. Takamura, Phys. Rev. Lett **83**, 1970 (1999)
- [27] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka and M. Zuzic, Phys. Plasma **6**, 1769 (1999)
- [28] J. R. Smith, N. Hershkowitz, and P. Coakley, Rev. Sci. Instrum **50**, 210 (1979)
- [29] I. Langmuir and K. T. Compton, Rev. Mod. Phys **3**, 191 (1931)
- [30] A. Melzer, T. Trottenberg, A. Piel, Phys. Lett. A **191**, 301 (1994)
- [31] B. Liu, J. Goree, V. Nosenko, Phys. Plasma **10**, 9 (2003)
- [32] S. J. Park, *Study on diagnostics and dynamical properties of dust particles in plasmas*, Doctoral Dissertation in KAIST, 10 (2005)

## 감사의 글

이 논문을 쓰기까지 너무나도 많은 사람들이 물심양면으로 도와주었습니다. 처음으로 무엇인가를 결정해서 끝까지 밀고 나가는 정신을 배웠으며 석사 과정 실험실에서 아직 많은 것은 배우지 못했지만 최선을 다 한 한해였다고 감히 말하고 싶습니다.

먼저 실험실에 들어와서 열심히 하겠다고 다짐하면서 용기를 얻게 해 주시고 정신적인 지주였던 지도 교수님 최원호 교수님께 깊은 감사를 드립니다. 결과가 늦게 나왔어도 학생이 무엇인가를 하겠다고 결정해서 최선을 다하는 모습에 뒤에서 적극적으로 격려해 주시고 관심을 가져 주셔서 대단히 감사합니다. 아울러 저에 대해서는 잘 알지는 못하고 같이 생활은 못했지만 논문 심사에서 많은 관심과 지도를 해 주신 장충석 교수님, 장홍영 교수님께도 심심한 감사의 말씀을 드립니다.

대전에서만 27년을 살아 온 저였기에 실험실에서의 생활은 마치 집에서 생활하는 것처럼 편안했고 특히나 화목하고 다정한 실험실 사람들과의 친목도 다른 실험실에 비해 절대 좋았다고 자부합니다. 올 해 여름에 처음으로 뵈었고 실험실을 졸업하시고 포닥으로 와 계신 엄규섭 박사님, 학생 중에서는 왕 고참인만큼 참을성도 있고 리더십도 가지고 계신 재현이 형, 석사 주제를 잡아주며 정말이지 많은 도움과 실험을 하는 데에 대해서 지도를 해 준 성종이 형, 얼굴 잘 생기고 성격도 좋은 나무랄데 없는 세연이 형, 같은 주제를 가지고 앞으로 열심히 연구를 같이 해야 할 창래 선배, 겉으로 보기엔 약해 보이지만 내공이 강한 정희 선배, 실험실 동기이자 석사 동기인 제우 형 졸업하고 삼성에 가는데 열심히 잘해서 교수님과 실험실의 명예를 드높여 주기 바랍니다. 올 해에 실험실에 들어와서 같이 밤 늦게까지 연구하면서 야식도 맛있게 먹었던 추억이 있는 준규, 우리 실험실의 처음인 여학생 후배 단비, 종적을 알 수 없는 개성이 아주 뚜렷한 승현이, 학부생이지만 실험실에 오래 있었던 신현이 건강 조심해라. 그 외에도 가끔 뵈고 전화 통화만 했던 노귀정 씨. 이 모든 사람들이 제 곁에 있어준 그 자체만으로 저에게는 큰 힘이 되지 않았나 싶습니다.

무엇보다도 가장 생각이 나는 것은 가족이겠죠. 너무나도 성실하시고 근면하시며 약간은 자린고비형이시지만 그런 정신으로 현재 남 부럽지 않게 넉넉하게 살고 있지 않나 생각하게 해 주시는 아버지, 아무리 돈 많이 벌어도 내조를 못하면 못 산다며 안 사람의 역할을 40여년간 잘 해오신 엄마, 이번에 원자력 연구소 정규직으로 거의 확정된 자랑스런 우리 누나, 나이 차이 많이 나고 아직은 걱정이 많이 되지만 먼 훗날 부모님 안 계신 이 세상에 누구와도 바꿀 수 없는 피붙이 막내 남동생. 너무나도 감사합니다. 뒤에서 남 모르게 마음속으로 항상 격려를 해 주시며 항상 걱정해 주시며 슬픈 일이 있을 때나 기쁜 일이 있을 때나 내 곁에는 가족만이 날 생각해 준다는 것을 잘 알기에 가족에게도 이 논문의 영광을 빌어 깊이 사랑한다고 전하고 싶습니다.

마지막으로 앞으로 우리 식구가 될 멀지 않은 미래의 나의 신부 은희에게도 이 자리를 빌어 사랑한다고 말하고 싶습니다. 힘들고 실험도 잘 안되서 짜증내더라도 잘 참아주며 격려를 대신해 항상 용기를 분돋아 주고 멀리서나마 무언의 격려를 해 준 은희에게 깊은 감사의 말을 전합니다. 비록 서울과 대전이라는 주말 커플을 보내고 있지만 서로의 사랑은 같은 실험실에서 매일매일 삶을 겪어 나가는 동료이자 가족이 되고 있음을 기억해 주길 바랍니다.

## 이 력 서

이 름 : 박 호 용

생 년 월 일 : 1977년 6월 25일

출 생 지 : 대전광역시 중구 문화동

본 적 지 : 충청남도 공주시 탄천면 송학리

## 학 력

1996. 3. - 2003. 2. 충남대학교 자연과학대학 물리학과 (B.S.)

2003. 3. - 2005. 2. 한국과학기술원 물리학과 (M.S.)

## 경 력

2004. 3. - 2004. 12. 한국과학기술원 물리학과 일반조교

## 학 회 활 동

1. **Hoyong Park**, C.R. Seon, S. Park and W. Choe, *Measurement of dust particle charge using the sheath and presheath potential model*, 7th Asia-Pacific Conference on Plasma Science and Technology , Fukuoka (Japan), June., 2004.
2. **Hoyong Park**, C.R. Seon, S. Park and W. Choe, *직류 방전 플라즈마에서의 덮개 및 앞-덮개 모델을 이용한 티끌 입자 전하량 측정* , 79th The Korean Physical Society, Jeju-island (Korea), October., 2004