

# SF<sub>6</sub> + N<sub>2</sub> 혼합기체의 전자 이동속도 측정 및 수송계수 해석

논문
7-6-1

## The Measurement of Electron Drift Velocity and Analysis of Transport Coefficients in SF<sub>6</sub> + N<sub>2</sub> Gas.

하성철\*, 하영선\*\*  
(Sung-Chul Ha, Young-Sun Ha)

### Abstract

In this paper, electron drift velocity is experimentally measured in SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub> Gas by induced current method and quantitative production of electron transport coefficient is calculated by backward-prolongation of Boltzmann equation.

Then electron energy distribution function and attachment coefficients are calculated.

This paper can use the electron drift velocity by experimentally and the electron transport coefficient by calculated as a basic data of mixed Gas by comparing and investigating.

**Key Words(중요용어)** : Electron drift velocity(전자이동속도), Electron transport coefficient(전자수송계수).  
Electron energy distribution function(전자에너지분포함수), Electron collision cross section(전자충돌단면적), Electron attachment coefficient(전자부착계수).

### 1. 서 론

기체의 방전현상은 전자, 이온, 여기분자, 광자 등 각 입자의 상호작용으로 발생하는 매우 복잡한 현상으로 나타난다. 이 현상을 해석하기 위해서는 입자 상호간의 충돌현상에 의한 입자의 속도, 에너지 및 위치의 변화를 정량적으로 규명해야 할 필요가 있다.

일반적으로 전계가 인가된 전리기체중에서 전자의 이동, 확산, 충돌, 부착현상에 대해 전자군의 수송특성을 정량적으로 해석하기 위해서는 전자에너지 분포함수와 각 입자 상호간의 충돌단면적 및 전자밀도와 전자이동속도를 결정하여야 하며, 이와 같이 함으로서 전리기체의 물성적인 특성을 구할 수 있게 된다. 그리고 측정된 전자이동속도와 계산에 의해 도출된 전자의 수송계수를 비교하여 전리기체에 대한 전자군의 물리적 현상을 명확히 규명하여야 한다.

또한, 전계가 인가된 기체중에서 전자군의 이동속도는 기체의 전기 전도도를 나타내며 이동속도의 측정은 전자의 충돌 에너지 변화에 대한 실험적 고찰로서 매우 중요한 역할을 한다. 또한 전자의 특성에너지는 전계중에서 전자의 전도특성과 전기적 절연과정에 관련된 여러가지 현상의 기본적인 메카니즘이 된다.

6불화황(SF<sub>6</sub>)가스는 1950년대 최초로 변압기의 기체 절연재료로 사용되었으며, 고전압 가스절연은 화학적 안정성, 우수한 절연성 및 소호특성을 갖고 있는 SF<sub>6</sub>가스를 사용함으로써 절연내력이 높은 초고전압 및 대용량 전력차단기의 제작, 변전설비의 소형화등이 가능하게 되었고, 그 결과 최근 전력계통에 널리 이용되고 있다.

이와같은 시대적 요망에 따라 전자군의 운동 즉, 전자수송계수에 대하여 각종 시뮬레이션에 의한 연구가 활발히 진행되고 있으며, 전리기체에 대한 물리적 현상의 명확한 이론정립을 위해서는 전자의 충돌단면적 및 에너지 분포함수의 정확한 산출과 이를 이용한 수송계수의 정립이 요구된다.

그러나, SF<sub>6</sub> 기체중에서의 각종 수송계수의 측정에 대해서는 신뢰할 수 있는 자료가 매우 부족하며, 현재 알려진 이동속도의 측정값은 Naidy

\* : 동국대학교 전기공학과  
\*\* : 대림전문대학 제어계측과  
접수일자 : 1994년 9월 3일  
심사완료 : 1994년 10월 30일

and Prasad등에 의하여  $115 \leq E/p \leq 210$  (V/cm torr) 범위에서 연구 발표되었고, Harris 는  $15 \leq E/p \leq 50$  (V/cm torr) 범위에서, Teich and Sangi 등은  $120 \leq E/p \leq 200$  (V/cm torr) 범위에서 연구 발표한 사례<sup>1,2)</sup> 등이 있으나 아직까지 국내에서 이 분야에 대한 연구는 매우 미흡한 실정이다.

전자이동속도를 실험에 의해 측정하는 경우 순수 SF<sub>6</sub> 기체중에서는 강한 부작성으로 인하여 측정이 곤란하므로 N<sub>2</sub>와의 혼합기체에 의해 부작성과를 약하게 함으로써 측정이 가능하고, 저온에서 SF<sub>6</sub>기체의 액화를 방지하기 위하여 N<sub>2</sub>등을 혼합하여 액화온도를 저하시켜서 기체봉입 절연기기의 사용 온도를 낮출 수 있으며, N<sub>2</sub>에 소량의 SF<sub>6</sub>를 혼합하여 순수 SF<sub>6</sub> 기체중에서의 방전개시전압에 근접하는 절연용 기체를 개발하는 노력이 증가하고 있다.

본 연구에서는 측정된 전자이동속도와 볼츠만수송방정식을 Backward prolongation법<sup>3)</sup>으로 해석하여 N<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub> 기체의 수송계수 및 충돌 단면적을 결정하고 전자수송계수와 전자에너지분포함수, 전자부착계수등의 영향을 검토하였으며, SF<sub>6</sub> 기체와 N<sub>2</sub> 순수기체를 혼합함으로써 전기적 절연특성의 개선을 위한 혼합기체의 개발에 관련된 기초적 물성의 해석과 응용성을 검토하고자 한다.

## 2. 실험 및 해석방법

### 2-1. 실험장치

본 연구에 사용된 실험장치는 진공용기, 진공배기계, 기체도입계 및 측정회로로 구성되어 있다.

진공배기계는 유희전펌프 및 확산펌프를 사용한 2단 종속배기계로 구성되어 있으며,  $4.2 \times 10^{-6}$  (Torr) 까지 배기한 후 냉각트랩에 액체질소를 주입하여  $1.2 \times 10^{-6}$  (Torr) 까지 배기하였다.

Feed through  $\mu$ meter는 전극간의 거리를 10, 15, 20, 25(mm)로 변화시켜 유도전류법에 차분법을 적용시켜 거리변화에 따르는 오차를 보정하여 이동속도  $v_d$ 를 측정하였으며 기체도입부의 구성은 기체유량계 A, B에 의하여 단일기체의 공급 및 혼합 기체의 혼합비율을 체적비로서 측정하였다. 체크 밸브는 혼합기체 사용시 기체의 역류를 방지할 수 있고, 니들밸브는 기체 공급량을 미세하게 조정하기 위한 장치이다.

진공배기계 및 기체도입부의 구성은 그림 2-1과 같다.

본 실험의 측정 순서는 배기, 시료 기체의 도입, 전자이동속도 측정의 세가지 순서로 나누어 생각

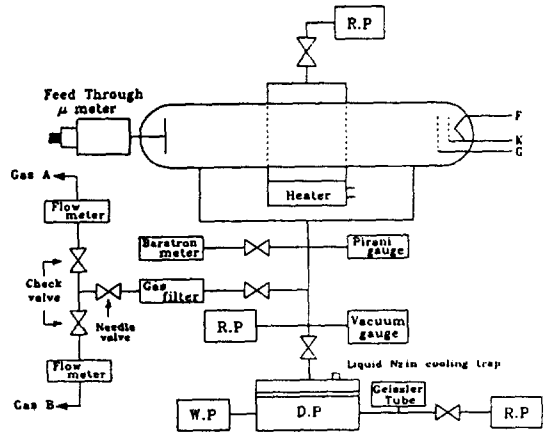


그림 2-1. 진공배기계  
Fig. 2-1. Exhaust system.

할 수 있다.

기체의 도입은 N<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub> 순수기체인 경우에는 도입부 A를 사용하였으며, 혼합기체인 경우에는 도입부 A, B를 동시에 사용하여 기체유량계의 눈금 비로서 기체의 혼합비를 측정하였다. 이 경우 봉입된 기체의 혼합비는 체적에 대한 비율이다.

시료기체의 봉입순서는 진공용기내의 잔류기체 분자를 최대한 제거하기 위하여  $4.2 \times 10^{-6}$  (Torr) 압력으로 배기시킨 후 시료기체를 대기압보다 높은 압력인 800(Torr) 압력으로 봉입시킨 후 다시 배기시키는 작업을 2회 반복한 후 최종적으로 냉각트랩에 액체질소를 주입하여  $1.2 \times 10^{-6}$  (Torr) 압력으로 배기한 후 시료기체를 필요한 압력으로 봉입하여 이동속도를 측정하였고 측정시의 온도를 측정하여 0℃의 환산압력 P<sub>0</sub>를 구하였다.

$$P_0 = \frac{273.16}{T} P \quad T : \text{절대온도 K}$$

### 2-2. 측정이론

본 논문에서는 비교적 정확한 측정을 하기 위하여 열전자의 영향을 받지않는 유도전류법을 이용하였으며, 평행판전극을 갖는 회로에서 전류를  $i$ , 컬렉터측의 출력전압을  $V_s$ 라고 하면, 전극간에는 전압  $(V_{ck} - V_s)$ 가 인가되고 전자가 하는 일을  $W$ , 전자에 가해지는 힘을  $\vec{F}$ , 전자이동속도를  $\vec{v}_d$ , 측정회로의 부유정전용량을  $C_0$ 라고 하면

$$V_s = \frac{1}{C_0} \int_0^t \frac{q v_d}{d} dt = \frac{q}{C_0} \frac{t}{t_d} \quad (2-1)$$

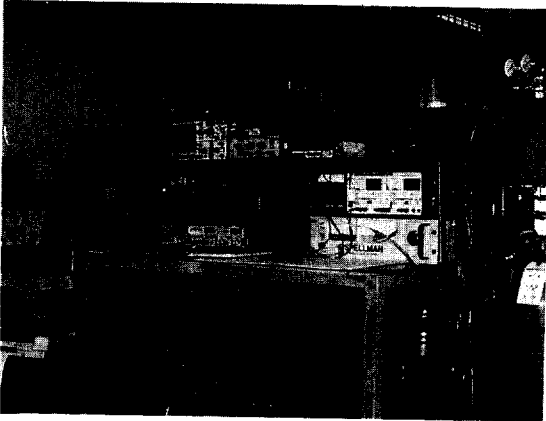


사진 1. 실험장치의 전경

Photo. 1. View of the experimental setup.

단,  $t_d = \frac{d}{v_d}$  이고 전자의 이동시간이다.

그러나 확산의 영향을 고려하면 Z축 방향으로 평등전계가 인가된 상태에서 운동하는 전자군의 운동특성은

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot \{ \vec{v}_d n - \nabla(Dn) \} \quad (2-2)$$

의 미분방정식으로 표현된다. 이의 해는

$$n = \frac{n_0}{2\sqrt{\pi Dt}} \exp\left\{ -\frac{z - v_d t}{4Dt} \right\} \quad (2-3)$$

이 되고, 시간에 따라 높이와 폭은 변화하지만 형태는 변화하지 않는 정규가우스분포를 나타낸다. Z=d에서 n=0인 경계조건과 Z=2d에 영상전하가 나타나는 것을 고려하면,

$$n = \frac{n_0}{2\sqrt{\pi Dt}} \left[ \exp\left\{ -\frac{Z - v_d t}{4Dt} \right\} - \exp\left\{ \frac{v_d t}{D} - \frac{(z - 2d - v_d t)^2}{4Dt} \right\} \right] \quad (2-4)$$

로 된다<sup>4)</sup>. 드리프트 영역을 통과하는 전류밀도는

$$J = \frac{e v_d}{d} \int_{-\infty}^d n dz \quad (2-5)$$

이므로

$$J = \frac{e v_d n_0}{2d} \left[ \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left( \frac{d - v_d t}{2\sqrt{Dt}} \right) \right\} - \left\{ 1 - \operatorname{erf}\left( \frac{d + v_d t}{2\sqrt{Dt}} \right) \right\} \exp\left( -\frac{v_d d}{D} \right) \right] \quad (2-6)$$

이 된다<sup>5)</sup>. 여기서

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-u^2) du \quad (2-7)$$

는 오차함수를 나타낸다.

식 2-6에서 전류밀도 J로부터 이동속도  $v_d$ 의 산출에 있어서는 확산계수 D의 영향이 포함되어 있음을 알 수 있다. 따라서 전자군의 도착시간 (Transit time)  $t_d$  는

$$t_d = \frac{d}{v_d} (1 - \delta) \quad (2-8)$$

로 수정되어야 한다. 여기서  $\delta$ 는 확산작용에 의하여 발생하는 펄스길이의 변화분으로

$$\operatorname{erf}\left\{ \sqrt{v_d d/D} (\gamma/2) \right\} - \left\{ 1 - \operatorname{erf}\left\{ \sqrt{v_d d/D} \right\} \exp\left( -\frac{v_d d}{D} \right) \right\} = 0 \quad (2-9)$$

로 얻어진다.

$$\delta = b \frac{D}{v_d d} \quad (2-10)$$

로 b는 전극간의 거리에 대한 전극 반경의 비로서 결정되고, 실험조건에 따라 정해지는 정수이다.<sup>6)</sup>

임의의 전극간 거리에 대한 도착시간의 차이는

$$t_{d2} - t_{d1} = \frac{d_2}{v_d} \left( 1 - b \frac{D}{v_d d_2} \right) - \frac{d_1}{v_d} \left( 1 - b \frac{D}{v_d d_1} \right) = \frac{d_2 - d_1}{v_d} \quad (2-11)$$

로 된다. 식 2-11에서 알 수 있는 바와 같이 차분 측정법을 이용하여 전하이동속도를 산출하게 되면, 전극간 거리의 변화에 대한 확산의 영향을 제거시킬 수 있으므로 측정의 정확도를 높일 수 있다.

본 연구에서는 가변전극을 이용하여 콜렉터를 이동할 수 있게 하였고, 극간거리를 10mm로부터

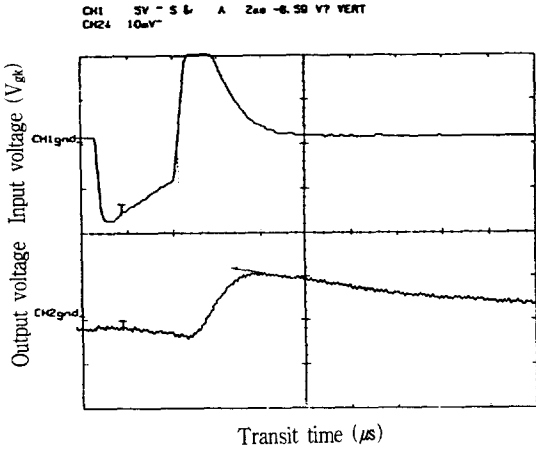


그림 2-2. 출력전압 파형의 예  
Fig. 2-2. Typical example of out voltage waveform.

25mm까지 5mm간격으로 변화시킨 경우의 출력파형을 차분법을 이용하여 전자이동속도를 산출하였다.

실제의 출력파형은 그림 2-2와 같다.

### 2-3. 수송방정식의 해석

전자군의 임의의 위치와 속도 및 시간의 함수인 전자수 밀도는 위치변화에 따른 밀도의 변화와 전계에 의한 속도의 변화에 따른 밀도의 변화, 그리고 충돌로 나타나는 속도의 변화에 의한 밀도의 변화로 나타낼 수 있고 이것을 식으로 표현한 것이 Boltzmann Equation(이하 BEq 로 한다)이다.

지금까지 BEq을 이용한 수치해석에 관한 논문은 기지(既知)의 충돌단면적을 이용하여 전자 에너지분포함수나 수송계수를 구하고 실험적으로 측정된 전자이동속도의 실측값을 이용하여 충돌단면적을 결정하는 것이다.

본 논문에 이용된 각종 충돌단면적은 T.R.Holstein<sup>7)</sup>의 충돌전후의 탄성, 여기충돌에 대한 충돌적분을 이용하여 다음과 같이 구하여진다.

비교적 낮은 E/P<sub>0</sub>에서는 꺾자의 열운동 속도가 전자이동속도에 비하여 충분히 크므로 속도분포는 등방향성이 되고 간단히 하기 위하여 다음과 같은 가정을 한다.

$$(1) f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) \gg f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad i=1,2,3$$

f<sub>0</sub>: 속도분포함수의 등방향성분 (전계방향)

f<sub>i</sub>: 속도분포함수의 비등방향성분

(2)

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} (1 - \cos \omega) \sigma_e(\vec{v}, \omega) d\Omega &\gg \sum_j \int_{\Omega} \sigma_{e,j}(\vec{v}, \omega) d\Omega \\ &\gg \sum_j \int_{\Omega} \sigma_{e,-j}(\vec{v}, \omega) d\Omega \\ &\gg \int_{\Omega} \sigma_{e,j}(\vec{v}, \omega) d\Omega \\ &\gg \int_{\Omega} \sigma_{att}(\vec{v}, \omega) d\Omega \end{aligned}$$

$$(3) \frac{\partial f_i(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} = 0$$

이런 가정하에서 속도분포함수의 등방향성분 f<sub>0</sub>( $\vec{r}, \vec{v}, t$ )와 비등방향성분 f<sub>i</sub>( $\vec{r}, \vec{v}, t$ )는 다음과 같다.<sup>7)</sup>

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} &= \frac{m}{M} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \\ &\left\{ \left\{ N Q_m(\vec{v}) v^4 f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) \right. \right. \\ &+ \frac{M_e E v}{3m^2 N Q_m(\vec{v})} \left( \vec{v} \frac{\partial f_0(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial z} \right. \\ &+ \left. \left. \frac{eE}{m} \frac{\partial f_0(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial v} \right) \right\} \\ &+ \frac{1}{3N Q_m(\vec{v})} \frac{\partial}{\partial z} \left( \vec{v} \frac{\partial f_0(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial z} \right) \\ &+ \frac{eE}{m} \frac{\partial f_0(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial v} \\ &+ \sum_j \frac{N}{v} (v^{-2} f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) Q_j(\vec{v}) \\ &- v^{-2} f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) Q_j(\vec{v})) \\ &+ \sum_{-j} \frac{N}{v} (v^{-2} f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) Q_{-j} \\ &- v^{-2} f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) Q_{-j}(\vec{v})) \\ &+ \frac{N}{v} ((1+k) v^{-2} f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) Q_i(\vec{v}) \\ &+ \left( \frac{1+k}{k} \right) v^{-2} f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) Q_i(\vec{v}) \\ &- v^{-2} f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) Q_i(\vec{v})) \\ &- N v f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) Q_{att}(\vec{v}) \end{aligned} \quad (2-12)$$

$$\begin{aligned} f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) &= \frac{-1}{N Q_m(\vec{v}) v} \\ &\left( \vec{v} \frac{\partial f_0(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial z} + \alpha \frac{\partial f_0(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial v} \right) \end{aligned} \quad (2-13)$$

여기에서,

$$Q_m(\vec{v}) = \int_{\Omega} \sigma_e(\vec{v}, \omega) (1 - \cos \omega) d\Omega$$

$$Q_j(\nu) = \int_{\Omega} \sigma_j(\vec{\nu}, \omega) d\Omega$$

$$Q_{-j}(\nu) = \int_{\Omega} \sigma_{-j}(\vec{\nu}, \omega) d\Omega$$

$$Q_i(\nu) = \int_{\Omega} \sigma_i(\vec{\nu}, \omega) d\Omega$$

$$Q_{att}(\nu) = \int_{\Omega} \sigma_{att}(\vec{\nu}, \omega) d\Omega$$

단,  $Q_m(\nu)$ 는 운동량변환 충돌단면적,  $Q_j(\nu)$ 는 j준위로의 여기충돌단면적,  $Q_{-j}(\nu)$ 는 초탄성충돌단면적,  $Q_i(\nu)$ 는 전리충돌단면적,  $Q_{att}(\nu)$ 는 부착충돌단면적이다.

속도 공간을 에너지 공간으로 전환하면 전자밀도

$$n(\vec{\gamma}, t) = \int_V \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \vec{\nu}, t) dV = \int_{\epsilon} f(\vec{\gamma}, \epsilon, t) d\epsilon \quad (2-14)$$

을 고려하여  $\mathcal{F}(\vec{\gamma}, \vec{\nu}, t) \rightarrow \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t)$ 로의 변환을 식 2-12에 적용하고, 양변에  $(4\pi/m) (2\epsilon/m)^{3/2}$ 을 곱해서 정리하면,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t)}{\partial t} \\ &= \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \{NQ_m(\epsilon) \epsilon^{3/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t)\} \\ &+ \frac{MeE\epsilon}{6mNQ_m(\epsilon)} \left( eE \frac{\partial}{\partial \epsilon} (\epsilon^{-1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t)) \right. \\ &+ \left. \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon^{-1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t)) \right) \\ &+ \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{\epsilon}{3NQ_m(\epsilon)} \\ &\left( eE \frac{\partial^2}{\partial \epsilon \partial z} (\epsilon^{-1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t)) \right. \\ &+ \left. \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\epsilon^{-1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t)) \right) \\ &+ \sqrt{\frac{2}{m}} \sum_j \int_{\epsilon}^{\epsilon+\epsilon_j} \epsilon^{1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t) \\ &NQ_j(\epsilon) d\epsilon + \sqrt{\frac{2}{m}} \sum_{-j} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \\ &\int_{\epsilon}^{\epsilon-\epsilon_j} \epsilon^{1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t) \\ &NQ_{-j}(\epsilon) d\epsilon + \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \\ &\int_{\epsilon}^{(1+k)\epsilon+\epsilon_j} \epsilon^{1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t) NQ_i(\epsilon) d\epsilon \\ &+ \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \int_0^{(\frac{1+k}{k})\epsilon+\epsilon} \\ &\epsilon^{1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t) NQ_i(\epsilon) d\epsilon \\ &- \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \int_0^{\epsilon} \epsilon^{1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t) \end{aligned} \quad (2-15)$$

$$NQ_{att}(\epsilon) d\epsilon$$

식 2-15은 Boltzmann Equation의 에너지 공간을 나타낸다.

전자군의 에너지분포함수  $\mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t)$ 와 전자군의 매개변수와와의 관계를 명확하게 하기 위하여 식 2-15을 0에서  $\infty$ 까지 적분하고  $\lim_{\epsilon \rightarrow \infty} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t) = 0$ 를 고려하면 전자수 연속방정식은,<sup>20,24)</sup>

$$\begin{aligned} & \frac{\partial n(\vec{\gamma}, t)}{\partial t} = \\ & - \frac{\partial}{\partial z} (V_d(\vec{\gamma}, t) n(\vec{\gamma}, t)) \\ & + \frac{\partial^2}{\partial z^2} (D(\vec{\gamma}, T) n(\vec{\gamma}, t)) \\ & + v_i(\vec{\gamma}, t) n(\vec{\gamma}, t) \\ & - v_a(\vec{\gamma}, t) n(\vec{\gamma}, t) \end{aligned} \quad (2-16)$$

이 된다. 각 매개변수는 전자밀도,

$$n(\vec{\gamma}, t) = \int_0^{\infty} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t) d\epsilon \quad (2-17)$$

이동속도,

$$\begin{aligned} V_d(\vec{\gamma}, t) &= -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{m}} eE \int_0^{\infty} \frac{\epsilon}{NQ_m(\epsilon)} \\ & \frac{\partial}{\partial \epsilon} (\epsilon^{-1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t)) d\epsilon / n(\vec{\gamma}, t) \\ & \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{m}} eE \int_0^{\infty} \epsilon^{-1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t) \\ & \left( \frac{1}{NQ_m(\epsilon)} + \epsilon \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \frac{1}{NQ_m(\epsilon)} \right) \right) d\epsilon / n(\vec{\gamma}, t) \end{aligned} \quad (2-18)$$

확산계수,

$$\begin{aligned} D(\vec{\gamma}, t) &= \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{m}} \\ & \int_0^{\infty} \frac{\epsilon^{1/2}}{NQ_m(\epsilon)} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t) d\epsilon / n(\vec{\gamma}, t) \end{aligned} \quad (2-19)$$

전리충돌주파수,

$$\begin{aligned} v_i(\vec{\gamma}, t) &= \sqrt{\frac{2}{m}} \int_0^{\infty} \epsilon^{1/2} \mathcal{F}(\vec{\gamma}, \epsilon, t) \\ & NQ_i(\epsilon) d\epsilon / n(\vec{\gamma}, t) \end{aligned} \quad (2-20)$$

부착충돌주파수,

$$v_d(\vec{\gamma}, t) = \frac{\sqrt{2}}{m} \int_0^\infty \epsilon^{1/2} f(\vec{\gamma}, \epsilon, t) N Q_{dr}(\epsilon) d\epsilon / n(\vec{\gamma}, t) \quad (2-21)$$

이 된다.

따라서 전자군의 매개변수는 기본방정식의 해  $f(\vec{\gamma}, \epsilon, t)$ 를 식 2-17부터 식 2-21에 대입하여 구할 수 있으며, 또한 식 2-15에서 전자수송계수는 에너지 공간에서  $\epsilon$ 의 범위를 0에서  $\infty$ 까지 적분하면 전자류의 연속식이 얻어진다.

본 해석에 있어서 전자에너지분포함수를 식 2-22로 규격화하면

$$\int_0^\infty \epsilon^{1/2} f(\epsilon) d\epsilon = 1 \quad (2-22)$$

각 수송계수의 관계식은 다음과 같이 된다.<sup>7)</sup>

$$v_d = -\frac{E}{3} \sqrt{\frac{2e}{m}} \int_0^\infty \frac{\epsilon}{N Q_m} \cdot \frac{\partial}{\partial \epsilon} f(\epsilon) d\epsilon \quad (2-23)$$

$$D = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{m}} \int_0^\infty \frac{\epsilon}{N Q_m} f(\epsilon) d\epsilon \quad (2-24)$$

$$\bar{\epsilon} = \int_0^\infty \epsilon^{3/2} f(\epsilon) d\epsilon \quad (2-25)$$

$$eD/\mu = -\left(\frac{1}{e}\right)^{1/2} \frac{\int_0^\infty [\epsilon f(\epsilon)/Q_m(\epsilon)] d\epsilon}{\int_0^\infty [\epsilon/Q_m(\epsilon)] [df/d\epsilon] d\epsilon} \quad (2-26)$$

$$\text{전리계수 } \alpha = v_i/v_d \quad (2-27)$$

$$\text{부착계수 } \varphi = v_a/v_d \quad (2-28)$$

여기서  $v_d$  : 전자의 이동속도

$eD/\mu$  : 전자특성에너지

$\bar{\epsilon}$  : 전자의 평균에너지

$\mu$  : 전자의 이동도

$D$  : 확산계수  $\alpha$  : 전리계수

$\varphi$  : 부착계수  $v_a$  : 부착주파수

$v_i$  : 전리주파수

앞에서 유도하여 알아 본 이동속도  $v_d$ 와, 확산계수의 이동도에 대한 비  $D/\mu$ 는 전계가 인가된 기체중에서 운동하고 있는 입자군의 특성을 나타내고 있다.

즉,  $D/\mu$ 는 전자군이 상대전계의 세기  $E/p$ 로 정해지는 정상상태에서 운동하고 있을 때 불균속운동의 평균에너지를 나타내며, 이동속도  $v_d$ 는 약전리기체의 전기전도도를 나타내어 준다.

또한, 이동도  $\mu$ 와 확산계수와 이동도의 비  $D/\mu$ 에 대한 이론식에 운동량변환 충돌단면적  $Q_m$ 이 포함되어 있으므로 이론식에 적용하여 전자의 에너지분포함수와 운동량변환 충돌단면적의 산출이 가능하다.

### 3. 실험결과 및 고찰

#### 3-1. N<sub>2</sub> 기체의 전자이동속도 및 수송계수

본 실험에 사용된 N<sub>2</sub>기체는 순도 99.99(%)를 사용하였고, 기체 압력의 측정은 MKS Baratron meter를 이용하여  $\pm 0.1(\%)$ 의 오차범위로서 전자이동속도의 측정에 필요한 압력으로 봉입하였으며 전자이동속도 측정시 기체의 온도는 140°C 정도였고,  $\pm 5(\%)$ 의 오차로서 계측하였다.

기체의 압력범위는  $0.5 \leq P \leq 30(\text{Torr})$ 이고,  $0.76 \leq E/P_0 \leq 22.72(\text{V/cm Torr})$ 범위에서 전자이동속도를 측정하여 L.S.Frost<sup>8)</sup> 등의 값과 비교하여 그림 3-1에 나타내었다.

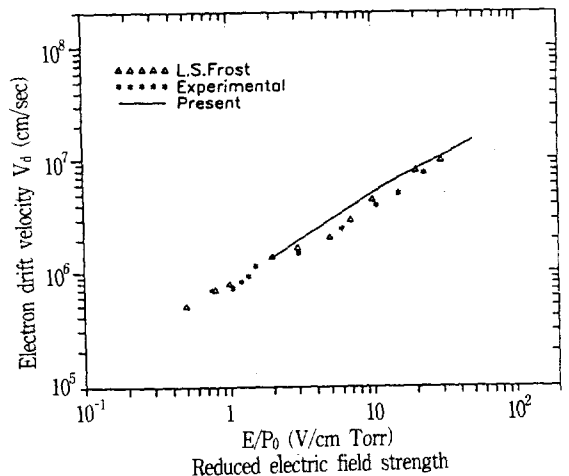


그림 3-1. N<sub>2</sub> 기체중의 전자이동속도

Fig. 3-1. Electron drift velocity in N<sub>2</sub> as a function of  $E/P_0$

수송계수의 산출결과와 L.S.Frost 등의 측정값과

비교, 검토하였을 때 전자기동속도  $V_d$ 의 실험값과 계산값은 그림 3-1에서 실험값이 계산값 보다 3~5(%)정도 낮게 나타났으며, 이는 측정상의 오차, 전원주파수의 영향, 인가된 pulse의 왜형에 의한 영향과 pulse를 '인가하지 않아도 열전자는 계속 방출되므로 그로 인한 초기전자의 변화 등의 영향이라고 생각된다.<sup>9,10)</sup>

또한 충돌단면적을 결정하기 위하여 충돌단면적의 초기값은 L.S.Frost 등이 제시한 값을 이용하였고 볼츠만수송방정식의 수치해석방법에 의해 최종적으로 결정된 충돌단면적은 그림 3-2와 같이 나타났다.

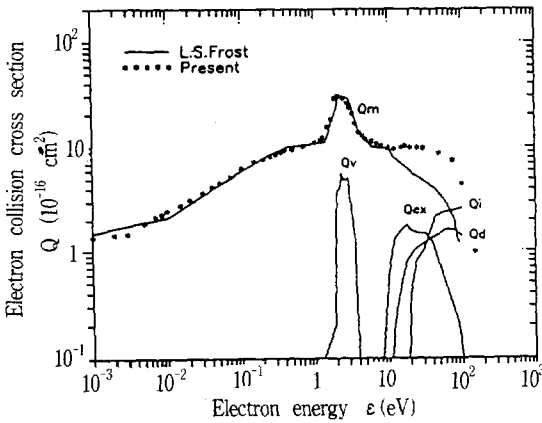


그림 3-2. N<sub>2</sub> 기체중의 전자 충돌단면적  
Fig. 3-2. Electron collision cross-section of electron for N<sub>2</sub>.

그림 3-2에서 에너지  $10 \leq \epsilon \leq 150$ (eV)인 경우의 운동량 변환 충돌단면적의 차이는 L.S.Frost는 T. O.F.법으로 측정하였으므로 실험방법이 다르고 실험중 오차의 범위가 다른 이유라고 생각된다.<sup>10)</sup>

$10^{-3} \leq \epsilon \leq 10$ (eV)범위에서는 일치하였다. 그림 3-3은 N<sub>2</sub>의 전자에너지분포함수  $F(\epsilon)$ 를  $E/P_0$ 를 매개변수로 하여 나타낸 것이다.

$E/P_0$ 를 변화시킨 경우 확산하는 전자군의 에너지분포함수의 형태는 전자-분자간의 각 충돌단면적과 수송계수에 직접적으로 영향을 미치게 된다.

그림 3-3의 전자에너지 분포함수를 고찰해 보면 3(eV)이하의 범위에서는 맥스웰분포를 나타내었으며, 3(eV) 근방에서의 급격한 감소는 질소기체분자의 진동여기에 의하여 에너지가 낮아져 나타난 결과이다. 또한 상대전계의 세기  $E/P_0$ 가 증가할 경우 약 10(eV)이상에서 분포함수의 변곡점이 나타나는 것은 회전여기 또는 전리충돌에 의하여 전자가 에너지를 잃게 되는 정도가 현저함을 의미한다. 이러

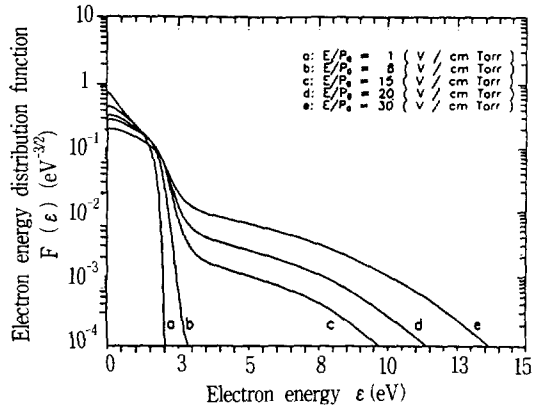


그림 3-3. N<sub>2</sub> 기체중의 전자에너지분포함수  
Fig. 3-3. Electron energy distribution functions in N<sub>2</sub> for various values of  $E/P_0$

한 현상들은 그림 3-2에 나타낸 N<sub>2</sub> 기체중에서 전자의 충돌단면적의 결과와도 잘 일치하고 있으며, 충돌단면적과 전자에너지 사이에는 밀접한 상관관계가 있음을 입증하고 있다.

### 3-2. SF<sub>6</sub> 기체의 전자기동속도 및 수송계수

순수 SF<sub>6</sub> 기체중에서 전자기동속도의 측정은  $1.51 \leq E/P_0 \leq 12.12$ (V/cm Torr)의 범위에서 행하였다. 측정방법은 순수 N<sub>2</sub> 기체와 동일한 방법으로 측정값의 신뢰도를 유지하였으며, 본 실험에서는  $P_0 < 3.0$ (Torr)범위에서 측정 가능하였고 측정압력 범위가 다른 기체에 비하여 현저하게 낮은 이유는 부성기체로서 부착의 영향이 크기 때문이다.<sup>11)</sup>

전자자기동속도는 그림 3-4에서와 같이 A.V. Phelps<sup>11)</sup> 등의 측정값과 거의 일치하였으나 수치해석에 의한 값과는 다소 차이가 생겼다. 이러한 차이가 나타난 원인에 대하여는 두 가지로 생각할 수 있다.

첫째로는 이론적 해석에는 전자부착작용을 고려하지 않고 수치해석하였으나 실험결과에서는 전자부착작용을 배제시킬 수 없었다.

다른 또하나의 원인은 수치해석에 있어 운동량 변환, 충돌단면적, 진동여기충돌단면적 등의 변화가 현저하므로 충돌단면적의 적용에 따르는 오차라고 생각할 수 있다.<sup>12,13)</sup>

더불어 N<sub>2</sub> 기체에 비하여 SF<sub>6</sub> 기체를 구성하는 원자 이온의 구성은 대단히 복잡하므로 수치해석에 오차가 포함될 가능성은 보다 크다고 볼 수 있다.

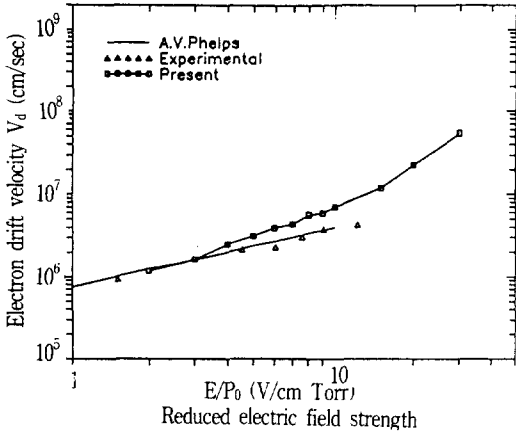


그림 3-4. SF<sub>6</sub> 기체중의 전자이동속도  
 Fig. 3-4. Electron drift velocity in SF<sub>6</sub> as a function of E/P<sub>0</sub>.

전자의 충돌단면적은 그림 3-5에서와 같이 운동량변환 충돌단면적의 값이  $2 \leq \epsilon \leq 10$ (eV)범위에서 A.V.Phelps값과 현저한 차이가 발생했으며, 그 원인은 본 실험의 압력범위가 매우 낮고 이 범위에서는 전리 및 여기가 발생하지 않는 부성기체로서는 특이한 에너지 범위로서<sup>12)</sup> 그림 3-6의 에너지분포함수와 함께 비교 검토해 보면  $2 \leq \epsilon \leq 10$ (eV)의 범위에서 에너지분포함수의 값이 거의 일정함을 알 수 있다.

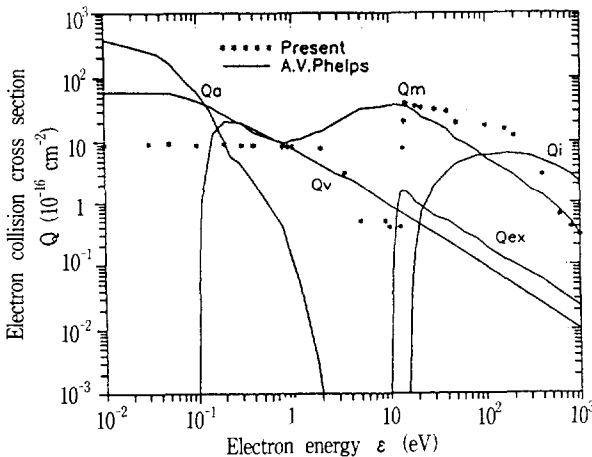


그림 3-5. SF<sub>6</sub> 기체중에서 전자의 충돌단면적  
 Fig. 3-5. Collision cross-section of electron for SF<sub>6</sub>.

또한 SF<sub>6</sub>는 전자부착성이 강한 부성기체이므로

부착충돌단면적에 대하여 검토해 보면 t=0에서 필라멘트를 출발한 전자밀도를 n<sub>0</sub>라고 하면 전자수밀도는

$$n = n_0 e^{-\psi V_d t} \quad (3-1)$$

의 관계가 있다.<sup>7,14)</sup>

따라서 부착 충돌단면적이 큰 경우에는 콜렉터에 도착하는 전자의 수가 대단히 감소하고, 특히 V<sub>d</sub>가 큰 경우에는 더욱 많은 영향을 받는다.

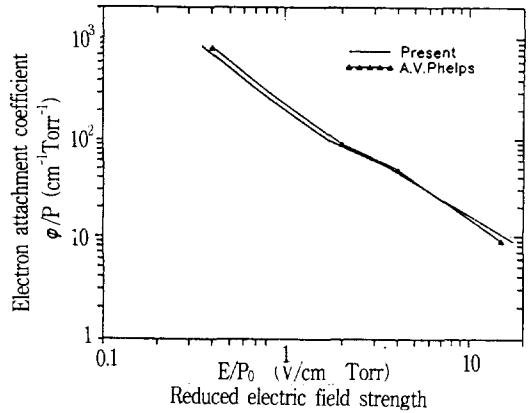


그림 3-6. SF<sub>6</sub> 기체중에서 전자부착계수  
 Fig. 3-6. Electron attachment coefficient in SF<sub>6</sub> as a function of E/P<sub>0</sub>

이와같은 원인으로 에너지 범위가 낮은 경우 즉,  $0 \leq \epsilon \leq 12$ 의 경우에는 전자부착에 의한 영향을 많이 받게 되고, 이때에는 부이온 전류가 상대적으로 증가하게 되지만 부이온의 분자량이 전자에 비해 충분히 크기 때문에 낮은 에너지 범위에서는 부이온에 의한 전류의 증가량은 부착에 의한 전류 감소량보다 소량이므로 콜렉터 전류의 절대값은 감소하게 된다.<sup>12,13)</sup> 따라서 외부로부터 잡음의 영향을 받게되고 에너지 범위가 낮은 경우에는 측정이 곤란하다.

전리에 대한 영향은 그림 3-5에서 알 수 있듯이  $\epsilon > 17$ (eV)의 범위에서 전리충돌단면적이 크게 증가하고 전자에너지가 높은 경우에는 전리의 영향을 받게 된다.

그림 3-7의 전자에너지분포함수와 그림 3-6의 전자부착계수를 비교 검토하면 에너지가 낮은 경우 전자부착계수가 대단히 증가하고 분포함수의 값은 매우 낮아지게 됨을 알 수 있다.

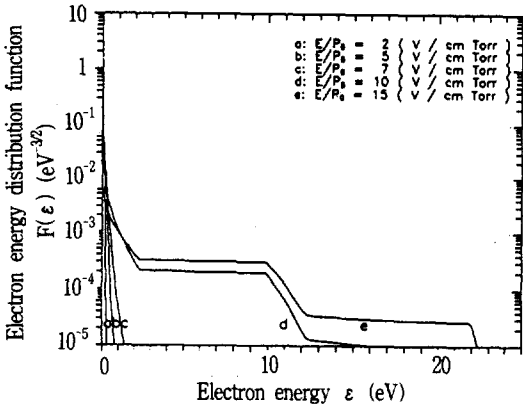


그림 3-7. SF<sub>6</sub> 기체중에서 전자에너지분포함수  
 Fig. 3-7. Electron energy distributions in SF<sub>6</sub> for various values of E/P<sub>0</sub>

전자에너지 분포함수는 상대전계의 세기 E/P<sub>0</sub>가 10(V/cm Torr) 이상에서는 2(eV), 11(eV), 22(eV)의 에너지범위에서 변곡점을 나타내고 있으며, 이들은 그림 3-5에 나타난 충돌단면적과 비교하여 보면 각각 전자부착작용, 여기현상, 전리작용의 영향으로 나타난 것이라고 볼 수 있다.

3-3. SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub> 혼합기체의 전자이동속도 및 수송 계수

SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub> 혼합기체중에서의 전자이동속도 측정은 혼합비를 9:70 및 25:45의 두 종류로 하였고, 진공용기중의 기체의 압력은 0.21 ≤ P<sub>0</sub> ≤ 10.2(Torr)의 범위에서 순수 N<sub>2</sub>와 같은 오차 범위로 봉입하였다.

혼합비의 결정은 기체유량계에 의하여 ±5(%)의 오차가 발생되었으며, 전자이동속도의 측정방법은 N<sub>2</sub> 기체와 동일한 방법으로 측정값의 신뢰도를 유지하였다. 실험적으로 측정된 전자이동속도는 그림 3-8, 그림 3-9에 나타내었다.

그림 3-9의 순수 N<sub>2</sub> 기체의 전자이동속도는 상대전계의 세기 E/P<sub>0</sub>에 대하여 거의 선형적으로 증가하는 특성을 나타내었으며, 이는 실험범위인 E/P<sub>0</sub>에서 어떠한 특이한 방전현상이 일어나고 있지 않음을 의미한다.<sup>15,16)</sup> 그림 3-8에서 순수 SF<sub>6</sub> : N<sub>2</sub> = 9 : 70의 혼합기체중에서의 전자이동속도를 고찰해 보면, E/P<sub>0</sub>가 증가하면 전자이동속도 V<sub>d</sub>의 값이 순수 SF<sub>6</sub> 기체보다 감소함을 알 수 있으며, 이것은 N<sub>2</sub> 기체중에서의 수송특성에 소량의 SF<sub>6</sub> 기체가 혼합되어 나타난 현상이라고 볼 수 있다.

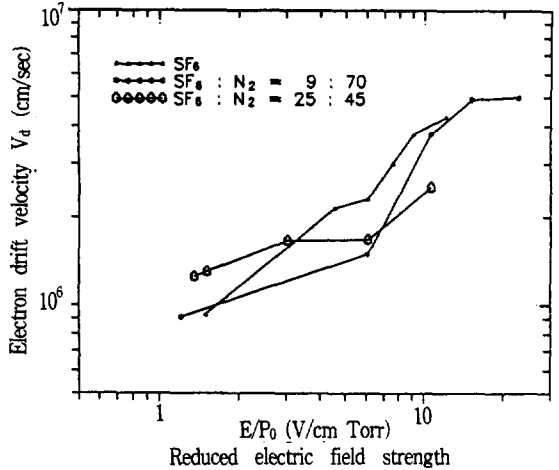


그림 3-8. SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub> 혼합기체중에서의 전자이동속도

Fig. 3-8. Electron drift velocity for gas mixtures of SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub>

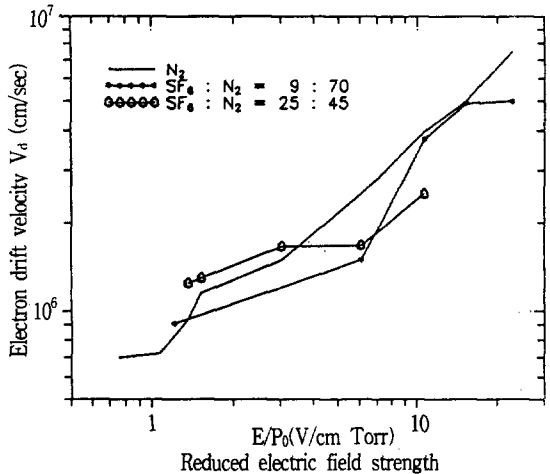


그림 3-9. SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub> 혼합기체중의 전자이동속도  
 Fig. 3-9. Electron drift velocity for gas mixture of SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub>

SF<sub>6</sub> : N<sub>2</sub> = 25 : 45의 혼합기체인 경우 SF<sub>6</sub> : N<sub>2</sub> = 9 : 70 혼합기체 또는 순수 SF<sub>6</sub>, N<sub>2</sub> 기체중에서의 전자이동속도와 비교하면 낮은 E/P<sub>0</sub> 범위에서는 오히려 전자이동속도가 증가하였지만 높은 E/P<sub>0</sub> 범위에서는 현저하게 전자이동속도가 감소되는 현상이 나타났다.

혼합기체의 전자부착계수를 그림 3-10에 나타내었으며, 순수 SF<sub>6</sub> 기체에 비하여 훨씬 낮게 나타났으며, SF<sub>6</sub> 기체의 함유량이 증가하면 부착계수

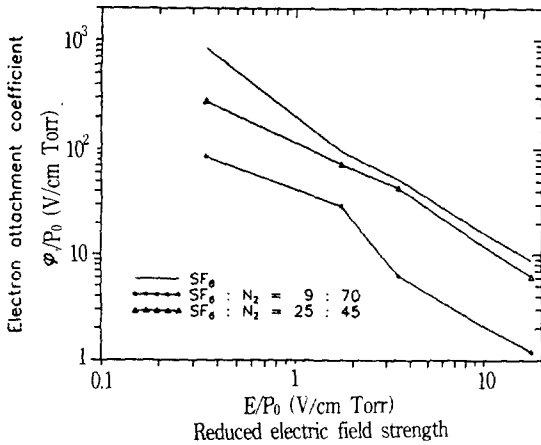


그림 3-10. SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub> 기체중의 전자부착계수  
 Fig. 3-10. Electron attachment coefficient for gas mixtures of SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub>

도 증가하는 경향을 나타내고 있다. SF<sub>6</sub> : N<sub>2</sub> = 9 : 70의 혼합비의 경우 E/P가 증가함에 따라 불연속적인 변화 즉, 전자부착계수가 급격히 감소하는 현상은 N<sub>2</sub> 기체의 진동여기준위, 준안정준위 등 에너지분포의 특성에 의하여 기인된 결과라고 볼 수 있다.<sup>15,16)</sup>

이상과 같은 실험결과의 고찰에 의해 SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub> 혼합기체를 양질의 산업용 절연기체로서 사용할 수 있다는 가능성을 알 수 있었다.

#### 4. 결 론

본 연구에서는 SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub> 혼합기체와 N<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub>의 단일 순수기체의 전하이동속도를 측정하기 위하여 실험장치를 설계 제작하였으며, 유도전류법에 의하여 전하이동속도를 측정하였으며 측정시 전극간 거리를 변화시키므로서 발생하는 전자확산에 의한 오차를 제거하기 위해 차분법을 적용하여 전하이동속도를 결정하였다.

그리고 절대온도 273° k에서 상대전계의 세기 E/P<sub>0</sub>(V/cm Torr)를 매개변수로 볼츠만수송방정식을 Backward Prolongation법을 적용하여 기체중에서의 전자수송계수에 관한 수치해석을 수행하였고, SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub> 혼합기체중에서의 전하이동속도와 부착계수를 결정하였고 또한 N<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub>기체중에서 전자군의 수송계수와 전자에너지분포함수 및 충돌단면적을 해석하였으며, 이 결과를 비교 검토하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 순수 N<sub>2</sub> 기체중에서의 전하이동속도 및 총

돌단면적은 N<sub>2</sub>기체의 경우 0.76 < E/P<sub>0</sub> < 22.72(V/cm Torr)의 측정범위에서 L.S.Frost등의 값과 거의 일치하였으며, 본 연구에서 사용된 실험장치 및 측정방법과 수치해석에 대한 타당성이 입증되었다.

(2) 1.51 < E/P<sub>0</sub> < 12.12(V/cm Torr)의 측정범위에서 순수 SF<sub>6</sub> 기체의 전하이동속도와 전자부착계수는 A.V.Phelps등의 데이터와 거의 일치하였으며 E/P<sub>0</sub> < 5(V/cm Torr)인 범위에서 기체의 온도와 부착의 영향을 많이 받고 있으며, 그 이상의 E/P<sub>0</sub> 영역에서는 전계에 의한 전자에너지의 증대가 현저하게 나타났다.

(3) SF<sub>6</sub> 기체중에서 측정된 전하이동속도에 대응하는 각종 충돌단면적을 결정하였고, 특히 2 ≤ ε ≤ 10(eV) 범위에서는 전리 및 여기가 발생하지 않고 따라서 에너지분포함수의 값이 거의 일정하였으며, 이로 인하여 운동량변환 충돌단면적의 값은 예리한 변곡점으로 나타났다.

(4) SF<sub>6</sub>+N<sub>2</sub> 혼합기체중의 SF<sub>6</sub> 기체의 혼합비가 증가하면 전하이동속도가 감소되었고, 따라서 혼합기체의 절연특성이 SF<sub>6</sub> 기체 혼합비의 증가에 따라 개선됨을 알 수 있었다. 그러나 혼합기체를 전기기기의 절연기체로서 실용화하기 위해서는 높은 압력에서의 전하이동속도의 측정과 다양한 혼합비에 대한 물성적, 화학적인 실험과 해석이 선행되어야 하며, 앞으로 수행하여야 할 과제라고 생각된다.

#### 참 고 문 헌

1. T. Yoshizawa, Y. Sakai, H. Tagashira and S. Sakamoto, "Boltzmann Equation Analysis of the Electron Swarm Development in SF<sub>6</sub>", J. Phys. D. Vol. 12, pp. 1839~1852, 1979.
2. 酒井 伴輔 et al., "ボルツマ方程式によるSF<sub>6</sub> 가스中の電子輸送係數の解析", 放電研究會資料ED-78-70, pp. 1~10, 1978.
3. Philip E. Luft., "DESCRIPTION OF A BACKWARD PROLONGATION PROGRAM FOR COMPUTING TRANSPORT COEFFICIENTS", JILA INFORMATION CENTER REPORT, Vol. No. 14, 1975.
4. J. T. Moseley, R. M. Snuggs, D. W. Martin and E. W. McDaniel, "Longitudinal and Transverse Diffusion Coefficients of Mass Identified N<sup>+</sup> and N<sub>2</sub><sup>+</sup> Ions in Nitrogen", Physical Rev. Letters, Vol.21, pp. 873~875, 1968.

5. J. T. Moseley, I. R. Gatland, D. W. Martin and E. W. McDaniel, "Measurement of Transport Properties of Ions in Gases, Results for  $K^+$  ions in  $N_2$ ", Physical Rev., Vol. 178, No. 1, pp. 234~239, 1969.
6. J. J. Lowke, "Errors due to Diffusion in Drift Velocity Measurements", R. S. Physical, A. C. T. pp. 39~58, 1961.
7. L. G. H. Huxley & R. W. Cormpton, "The Diffusion and Drift of Electrons in Gases.", John Wiley and Sons, Inc 1974.
8. L. S. Frost and A. V. Phelps., "Rotational Excitation and Momentum Transfer Cross-Sections for Electrons in  $H_2$  and  $N_2$  from Transport Coefficients", Phys. Rev., Vol. 127, No. 5, pp. 1621~1629, 1962.
9. 林眞 et al., "N<sub>2</sub>中の電子なだれのシミュレーションと実験", 放電研究会資料, ED-78-73, pp. 1~10, 1978.
10. 谷口敏幸 et al., "N<sub>2</sub> 가스中における 電子輸送係數의 폴뤼만方程式解析", 放電研究会資料, ED-76-24, pp. 1~10, 1976.
11. A. V. Phelps, R. J. Ban Brunt, "Electron-transport, ionization, attachment, and dissociation coefficients in  $SF_6$  and its mixtures", J. Appl. Phys., Vol. 64(9), pp. 4269~4277, 1988.
12. M. Hayashi, T. Nimura, "Importance of Attachment Cross-Sections of Formation for the Effective Ionisation Coefficients in  $SF_6$ ", J. Phys. D. Vol. 17, pp. 2215~2223, 1984.
13. L. E. Kline, D. K. Davies, C. L. Chen, and P. J. Chantry, "Dielectric Properties for  $SF_6$  and  $SF_6$  Mixtures Predicted from Basic Data", J. Appl. Phys., Vol. 50(11), pp. 6789~6796, 1979.
14. T. Tosizawa, Y. Sauai, H. Tagashira and S. Sakamoto, "Boltzmann Equation Analysis of the Electron Swarm Development in  $SF_6$ ", J. Phys. D, Vol. 12, pp. 1839~1852, 1979.
15. 伊藤秀範 et al., "混合가스( $SF_6+N_2$ )中における 폴뤼만方程式 解析", 放電研究会資料, ED-80-3, pp. 21~31, 1980.
16. H. Itoh, M. Shimozuma and H. Tagashira, "Boltzmann equation analysis of the electron swarm development in  $SF_6$  and nitrogen mixtures", J. Phys. D, Vol. 13, pp. 1201~1209, 1980.

저자소개



하성철

1940년 12월 25일생. 1966년 2월 인하대학교 전기공학과 졸업. 1985년 2월 명지대학교 대학원 전기공학과 졸업(공학). 1994년 현재 동국대학교 전기공학과 부교수.



하영선

1947년 1월 17일생. 1968년 인하대학교 전기공학과 졸업. 1993년 동국대학교 대학원(공학). 현재 대림전문대학 제어계측과 교수.