

SF₆가스의 전자수송특성에 관한 몬테칼로시뮬레이션

논문
9-7-2

Monte Carlo simulation for electron transport characteristics in Sulphur Hexafluoride.

하 성철*, 서 상현*

(Sung-Chul Ha, Sang-Hyeon Seo)

Abstract

The electron transport characteristics in SF₆ gas is calculated for range of E/N values from 150 ~800(Td) by the Monte Carlo simulation using a set of electron collision cross sections determined by the authors. The results suggest that the value of an electron swarm parameter such as the electron drift velocity, the electron ionization or attachment coefficients, longitudinal and transverse diffusion coefficients in nearly agreement with the respective experimental and theoretical for a range of E/N. The electron energy distributions function were analysed in sulphur hexafluoride at E/N:500 and 800(Td) for a case of the equilibrium region in the mean electron energy. The validity of the results obtained has been confirmed by a Time Of Flight method also investigated as a set of electron collision cross section for sulphur Hexafluoride.

Key words(중요용어) : Electron transport characteristics(전자수송특성), Time Of Flight(비행시간), Electron swarm parameter(전자군 파라미터)

1. 서 론

전계중에서 기체는 방전 현상으로 전자군의 성질이 변화하게 되며 이것을 규명하기 위해서는 전자수송계수(전자군 파라미터) 즉 전자기동속도, 전리, 부착계수, 중형방향의 확산계수, 평균에너지 및 전자에너지분포함수에 의해서 기술된다. 이와같은 전자수송특성을 해석하기 위해서는 정확한 운동량 변환단면적, 여기 단면적, 전리 및 부착단면적이 필요하고 이들의 값을 이용하여 전자군 파라미터의 특성을 볼츠만 방정식과 몬테칼로 시뮬레이션을 TOF(Time Of Flight)샘플링에 의해서 구하여지고 있다.^{1,2)} 특히 몬테칼로법은 가스의 탄성 및 비탄성충돌을 고려한 비평형상태의 비교적 높은 E/N(Td)영역의 범위에서 낮은 전리로 전자에너지분포 함수와 전자군의 파라미터를 해석하는 가장 우수한 방법으로 현재 많은 연구자들에 의해 이용되고 있다.^{1,2)}

이와같은 전자군 파라미터 특성(전자수송특성)은 방전공간내에서 난수를 이용하여 전자의 운동을 각종 파라미터의 위치적 변동에 의해서 전자의 평균 에너지와 전자 밀도 및 시간의 함수로서 추적하여 해석하는 것이다.^{1,2,3)} 이와 같은 이론은 최초 H. Itoh, T. Musha⁴⁾ (1960) 및 R.L. Thomas, R.W.G Thomas⁵⁾ (1969)에 의하여 전자사태에 의한 연구에 적용되었다. 즉 전자사태에서 나타나는 진체의 전자를 추적하여 전자기동속도 등 전자군 파라미터의 동향을 조사하여 이들 전자의 물리량을 가상적으로 샘플링(Sampling)하고 그들 하전입자의 운동을 전자계산기로 추적하여 전자군파라미터의 특성을 확률적으로 결정하는 것이다.

SF₆가스는 전기 절연 성능과 전류의 차단성능이 우수한 특성을 가지고 있음으로서 각종 고전압기기에 이용되고 있다. 그리고 최근에는 약전리 기체 프라즈마 프로세스의 에칭(etching)가스로서 또는 반도체 미세가공 분야 등에 널리 이용되고 있다.⁶⁾ 더욱이 절연 기체의 특성평가지수는 전자의 전리계수(α)와 부착계수(η)에 의해서 기술되며 이들의 값은 전기 기기 설계에 귀중한 Data로 활용되고 있다. 따라서 이와 같은 절연 기체에 대한 전기

* : 동국대학교 전기공학과
접수일자 : 1996년 3월 6일
심사완료 : 1996년 7월 24일

절연 내력의 향상을 위하여 그의 물성적특성을 명확히 규명할 필요가 있다고 본다.

본 연구에서는 SF₆기체의 전기전도특성을 나타내는 전리계수 (α/N), 부착계수 (η/N), 실효전리계수 ($\alpha - \eta/N$), 전자이동속도(W), 전자의 중회방향의 확산계수 (ND_L, ND_T) 전자에너지 분포 함수 및 평균에너지 등의 전자수송특성을 E/N (Td):150~800(Td) (E:전계, N:기체분자수밀도, 1Td=1×10¹⁷ V·cm², N:3.5353×10¹⁶cm³ 0°C 1Torr에 해당)의 범위에서 비등방성 산란을 고려한 몬테칼로 시뮬레이션을 TOF샘플링에 의해서 계산하고 그 결과를 A.V. Phelps⁷⁾, M. Hayashi⁸⁾, Y. Nakamura⁹⁾, Aschwanden¹⁰⁾, M.S. Naidu¹¹⁾의 실험치와 비교 검토한다. 그리고 전자충돌단면적의 타당성에 대하여 검토하였다.

2. MCS-TOF 샘플링

몬테 칼로시시뮬레이션을 이용하여 SF₆가스의 전자에너지 분포함수와 전자수송특성(전자군 파라미터)를 구하는 방법이다. 이것은 난수(Random number)를 이용하여 충돌현상을 확률적으로 취급하고 사용한 난수를 계산기에 발생시켜 [0,1] 사이에 대응할때 독립한 난수열을 다수회 반복시행하여 평균치를 계산기로 구하는 것이다. 난수를 변수 θ 와 $d\theta$ 의 미소 범위에서 발생하는 확률을 $f(\theta)d\theta$ 로 나타내면 다음과 같이 식(1)으로 나타낸다.^{1,2)}

$$\int_0^{\theta_{max}} f(\theta)d\theta = r \dots\dots\dots (1)$$

여기서 r은 0~1사이에 균일하게 분포되어 있는 난수이다. 본 연구에서는 산술난수인 승적합동법으로 擬亂數를 구하여 사용하고 승적합동법은 다음과 같은 난수발생법으로 나타낸다.³⁾

$$Y_{k+1} = ar_k + c \pmod{m} \dots\dots\dots (2)$$

식(1)에 의해서 순차적으로 $r_1, r_2, r_3, \dots, r_k$ 를 발생시켜가는 방법이다. 여기서 a, c, m 은 정수의 정수이며 본 논문의 프로그램에서는 다음의 값을 이용하였다.

$a : 1229, c : 351750, m : 1664501$

이 경우에 $ar_k + c$ 를 m 으로 나누어서 남은 나머지를 의미한다. 또한 r_k 에 대해서는

$$S_k = r_k / m \dots\dots\dots (3)$$

으로 계산하면 S_k는 구간 [0, 1] 사이의 일정한 분포의 난수가된다. 이 방법으로 발생한 난수 r_k 는 $0 \leq r_k \leq m-1$ 를 찾아내어 m 개를 생성하고 계속반복된다.

TOF 에서는 전자의 위치와 시간을 지정하기 때문에 샘플수가 적으며 에너지분포를 구할 때에도 샘플수는 적게되어 통계적 변동을 많이 포함하는 결과를 나타낸다. TOF 샘플링법으로 방전공간의 전자수송특성을 구하기 위해서는 시간 t_k, t_{k+1} 에서 전자의 샘플수를 M_k, M_{k+1} 위치 영역을 $Z_i(t_k)$ 로하면 시간 t_k 에서의 전자군 중심의 평균 위치 $\langle Z_i(t_k) \rangle$ 는 다음과 같이 식(4)으로 나타낸다.⁴⁾

$$\langle Z(t_k) \rangle = \frac{1}{M_k} \sum_{j=1}^{M_k} Z_j(t_k) \dots\dots\dots (4)$$

전자군의 중심 이동속도 W 는 다음과 같다.

$$W = \frac{\langle (t_{k+1}) \rangle - \langle Z(t_k) \rangle}{t_{k+1} - t_k} \dots\dots\dots (5)$$

한편 전자의 확산계수는 시간 t_k 일때 전자의 전개방향의 중심위치를 $Z_m(t_k)$ 라면 종방향 확산계수 D_L 은

$$D_L = \frac{1}{2!M_k} \sum_{j=1}^{M_k} \{Z_j - Z_m(t_k)\}^2 \dots\dots\dots (6)$$

식(5)의 시간에 대한 기울기로 나타낸다.

그리고 횡방향 확산계수 D_T 는 전계에 직각방향으로 위치가 분산되어 다음과 같이 시간에 대한 기울기로 나타낸다.

$$D_T = \frac{1}{2} \frac{1}{2!M_k} \sum_{j=1}^{M_k} (r_j)^2 \dots\dots\dots (7)$$

여기서 r_j 는 Z_j 의 직각방향의 성분이다.

평균에너지 ($\bar{\epsilon}$)는 i 번째의 에너지를 ϵ_i 라고 하면

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{M_k} \sum_{j=1}^{M_k} \varepsilon_j \quad \dots \dots \dots (8)$$

로 나타낸다.

3. 시뮬레이션

본 시뮬레이션에서는 전자의 산란은 비등방성을 고려한 몬테칼로 시뮬레이션으로 추적하여 TOF (Time Of Flight) 샘플링에 의하여 해석하였다. 그리고 전자 궤도 추적의 방법은 Itoh, Musha 의 것을 적용하였다.^{4,5)} 따라서 전자의 평균에너지로 추정되는 평균 전자충돌주파수와 추적시간과의 곱은 큰값이 필요하므로 비탄성충돌일때도 수천회 충돌하는 것으로 설정하였다. 전자의 평균자유행정(λ)는 전자운동의 미소 비행거리 $\Delta l = \lambda/10$ 으로 궤도를 계산하였다. 또한 TOF에서는 위치와 시간을 지정한 그점의 전자평균에너지와 전자궤도에서 전리가 일어난 경우의 샘플수(No of sampling points : 20등분)와 난수(Random Number : 13)등을 적으며 음극에서 양극에 도달할때까지 SPARC WORKSTATION(SS-20)으로 반복 추적하여 계산하였다.

4. 전자의 산란방향 결정

일반적으로 충돌후의 전자의 산란방향은 등방산란과 비등방산란으로 분류한다.²⁾

4-1. 등방산란

전자의 새로운 산란각 θ 및 ψ 는 입사각에 관계없이 2개의 난수계열에 의하여 다음과 같이 결정한다.

$$\cos \theta = 1 - 2\xi_1 \quad \dots \dots \dots (9)$$

$$\psi = 2\pi \xi_2 \quad \dots \dots \dots (10)$$

4-2. 비등방산란

비등방산란을 가정한 경우 충돌후의 편향각(ω)와 방위각(χ)는 다음과 같이 2개의 난수에 의하여 결정한다.

에너지 ε 을 갖는 전자가 k 충돌때의 미분단면적을 $\sigma_k(\varepsilon, \omega)$ 로 하면 그때의 적분단면적을 $q_k(\varepsilon, \omega)$ 는 다음과 같이 나타낸다.²⁾

$$q_k(\varepsilon) = \int_0^\pi \sigma_k(\varepsilon, \omega') 2\pi \sin \omega' d\omega' \quad \dots (11)$$

여기서 편향각 ω 와 방위각 χ 은

$$\xi_1 = \int_0^\omega \sigma_k(\varepsilon, \omega') 2\pi \sin \omega' d\omega' / q_k \quad \dots (12)$$

$$\xi_2 = \chi / 2\pi \quad \dots \dots \dots (13)$$

식(12)와 식(13)으로 구한다. ξ : 난수

전자의 입사방향 (θ' , ψ') 및 그에 대한 산란방향(ω , χ)과 전자의 새로운 운동방향(θ , ψ)은 다음과 같이 나타낸다.

$$\cos \theta = \cos \theta' \cos \omega + \sin \theta' \sin \omega \cos \chi \quad \dots (14)$$

$$\cos \psi = \frac{1}{\sin \theta} \{ \cos \psi' (\cos \omega \sin \theta' - \sin \omega \cos \theta' \cos \chi) \} \quad (15)$$

$$\sin \psi = \frac{1}{\sin \theta} \{ \sin \psi' (\cos \omega \sin \theta' - \sin \omega \cos \theta' \cos \chi) - \cos \psi \sin \omega \sin \chi \} \quad \dots \dots (16)$$

또한 미분단면적 $\sigma_k(\varepsilon, \omega)$ 은 충돌전의 전자에너지 (ε) 에 의하여 결정되지만 그의 에너지 (ε) 가 미분단면적의 입력에너지값이 $\sigma(\varepsilon_j, \omega)$ 와 $\sigma(\varepsilon_{j+1}, \omega)$ 으로 사용할때 미분단면 $\sigma_k(\varepsilon, \omega)$ 은

$$\sigma_k(\varepsilon, \omega) = \sigma(\varepsilon_j, \omega) + \{ \sigma(\varepsilon_{j+1}, \omega) - \sigma(\varepsilon_j, \omega) \} \times \frac{\varepsilon - \varepsilon_j}{\varepsilon_{j+1} - \varepsilon} \quad (17)$$

식 (17)로 나타낸다.

5. 전자의 충돌단면적

본 연구에 이용한 SF₆의 전자충돌단면적은 H. Itoh, et al.¹²⁾의 값을 그림(1)에 나타내었다.

이 SF₆의 전자충돌단면적은 다른 원자, 분자에 비하여 매우 큰 전자부착단면적 (Q_{a1} , Q_{a2})이 낮은 에너지영역에 존재하고 또한 해리성 부착단면적 (Q_{a3} , Q_{a4} , Q_{a5})의 Threshold에너지의 값은 각각

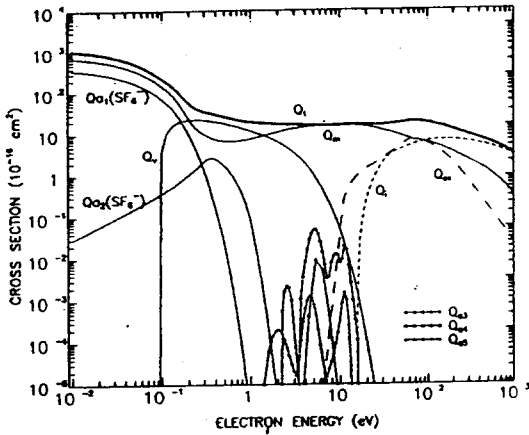


그림 1. SF₆기체의 전자충돌단면적.
Fig 1. The collision cross sections of electrons in SF₆ gas.

3.29(eV), 3.95(eV), 1.57(eV)를 이용하였다. 그리고 탄성충돌에 의한 운동량변환단면적(Q_m), 여기단면적(Q_{ex}), 전리단면적(Q_i), 진동여기단면적(Q_v) 및 전충돌단면적(Q_T) 등의 값을 이용하여 계산하였다.

6. 시뮬레이션 결과 및 고찰

SF₆가스의 전자수송특성의 변화를 몬테칼로 시뮬레이션을 통하여 고찰하였다.

그림(2)의 전하이동속도(W)는 E/N=150~800(Td), 범위에서 MCS법으로 계산하고 그 결과를 A.V. Phelps⁷⁾, M. Hayashi⁸⁾, Y. Nakamura⁹⁾의 실측치와 비교하여 나타낸 것이다.

전자에너지 분포함수와 탄성, 비탄성충돌단면적을 이용하여 계산된 전하이동속도는 E/N(Td)의 증가에 대하여 거의 선형적으로 증가하고 본 연구에서는 Y. Nakamura⁹⁾의 2중 서터드리프트 튜브를 이용하여 측정된 평균 도차시간이동속도의 값과 거의 일치하였다. 따라서 전하이동속도의 계산값에 대응하는 전자충돌단면적의 타당성을 검토하였다.

또한 전계로부터 에너지를 얻은 전자가 미소거리를 이동하는 동안에 충돌전리확률은 평균자유행정에 의해 나타내며 이것은 압력에 반비례하므로 낮은 기압에서 전자에너지는 크므로 전하이동속도는 증가하는 것으로 생각된다.

그림 3~5에 전리계수(α/N), 부착계수(η/N), 실효전리계수($\alpha-\eta/N$)를 E/N:150~800(Td)의 함수로 나타내었다. 본 연구의 계산결과는 A.V. Phelps⁷⁾, M. Hayashi⁸⁾의 실험치와 같은 경향으로 증가하지만 Aschwanden¹⁰⁾의 실측값은

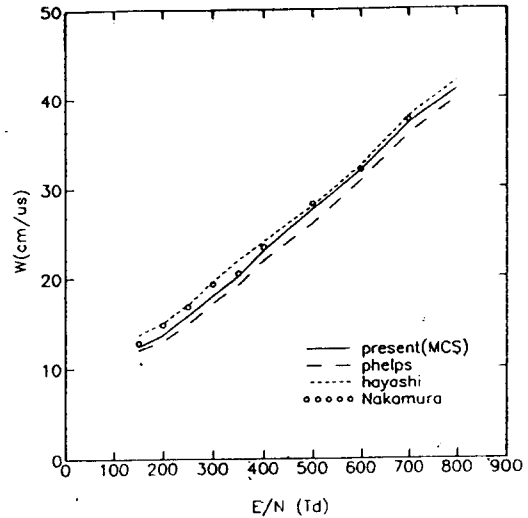


그림 2. SF₆기체중에서의 전하이동속도.
Fig. 2. The drift velocities of electrons in SF₆ gas.

거의 일치한 값을 나타내었다.

Q_{a1}, Q_{a2}는 부착단면적의 절대값이 크기 때문에 E/N(Td)이 낮은 영역에서 전자의 운동에너지는 감소하여 전리는 저하되고 E/N(Td)가 높은 영역에서는 전자의 운동에너지가 전리에너지보다 크게 되어 전리는 증가된다고 생각된다.

전리에 의하여 발생한 전자는 SF₆기체분자에 부착하여 부이온을 형성하므로 부이온은 전자에 비하여 질량이 크고 기체중에서 전계의 가속을 받더라도 높은 에너지 상태에 도달하기가 힘들고 전리능력이 없기 때문에 낮은 E/N(Td)에서 전자부착계수는 증가하고 높은 E/N(Td)의 영역에서는 감소하는 경향을 나타내었다. 이것은 비탄성충돌에 의하여 전자의 에너지를 저하시키므로 절연내력을 향상시키는 것으로 생각한다. 전기적 부성기체는 기체중에 발생한 전자를 부착하여 부이온이 되는 경향이 크며 α/N 은 E/N의 증가와 더불어 감소하였다. 전자가 전계에서 큰 에너지를 얻게되면 부착이 일어나기 어렵다. 따라서 E/N이 $(\alpha-\eta)/N$ 을 +값이 되게끔 충분히 크지 않으면 전자의 충돌전리는 효과적으로 이루어지지 않는다고 생각된다.

실효전리계수 $\overline{\alpha}/N = (\alpha-\eta)/N$ 이 부(-)의 값으로 나타나는 범위는 E/N:150~250(Td)로 나타났으며 Aschwanden¹⁰⁾의 실험치와 A.V. Phelps⁷⁾, M. Hayashi⁸⁾의 계산값과 거의 일치한 경향을 나타냈다.

그림 6의 종방향확산계수는 가스분자수밀도와와

적 ND_T 를 $E/N(Td)$ 의 함수로 나타내었다. 본 연구에서는 H. Itoh 등의 전자 충돌단면적을 이용하여 계산한 ND_T 의 결과와 Aschwanden¹⁰⁾의 측정치와 거의 같은 결과를 나타내었다.

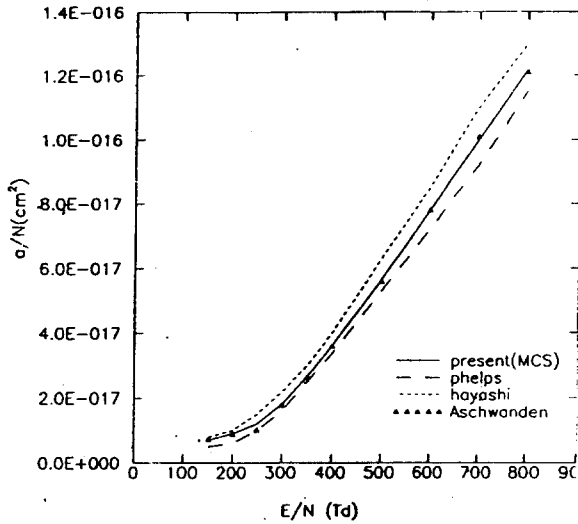


그림 3. SF₆기체중에서의 전리계수.
Fig 3. The ionization of coefficients in SF₆ gas.

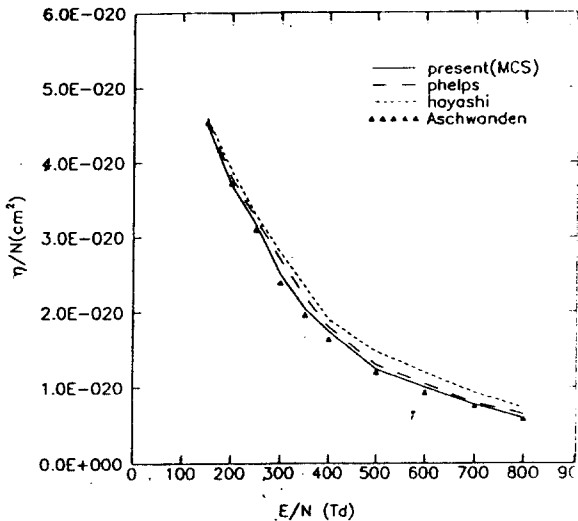


그림 4. SF₆기체에서의 부착계수.
Fig 4. The attachment coefficients in SF₆ gas.

그림 7의 횡방향 확산계수는 가스분자수 밀도와 의 적 ND_T 를 M.S. Naidu¹¹⁾의 측정치와 비교하였다. ND_T 는 $E/N(Td)$ 의 증가에 따른 의존성이 크게 작용하지 않음을 알 수 있다. SF₆가스중의 전자 확산계수는 전리, 부착계수 및 이동속도의 영향으로

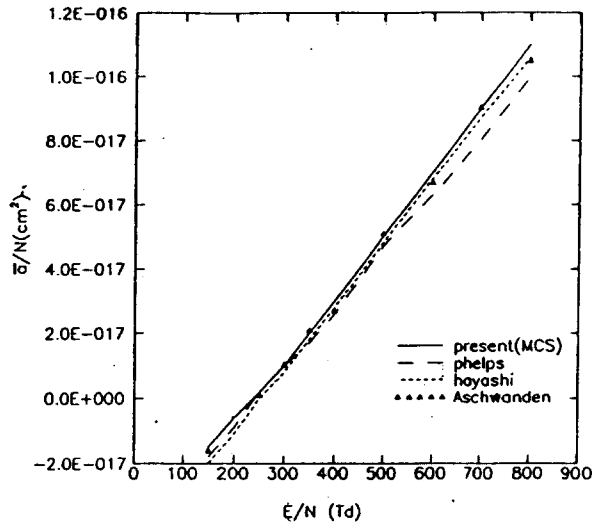


그림 5. SF₆기체에서의 실효전리계수.
Fig. 5. The effective ionization coefficients in SF₆ gas.

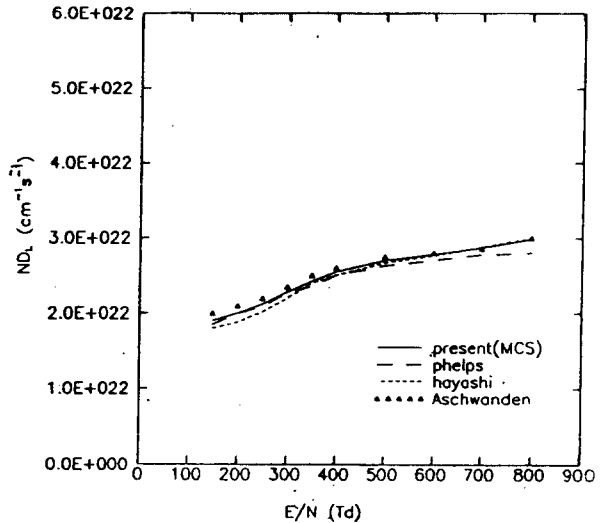


그림 6. SF₆기체에서의 종방향 확산계수.
Fig. 6. The longitudinal diffusion coefficients in SF₆ gas.

하전입자밀도의 공간적구배와 전계가 공존하는 공간내에서 하전입자의 거시적운동이 일어나지 않고 평형상태의 균일한 밀도분포를 나타낸 것으로 생각된다.

그림 8, 9은 SF₆기체에서 탄성 및 비탄성산란을 고려하여 압력 P₀:0.1(Torr)에서 E/N:500(Td), 800(Td)에서 전자에너지분포함수 $F(\epsilon)$ 를 MCS법으로 나타낸 것이다.

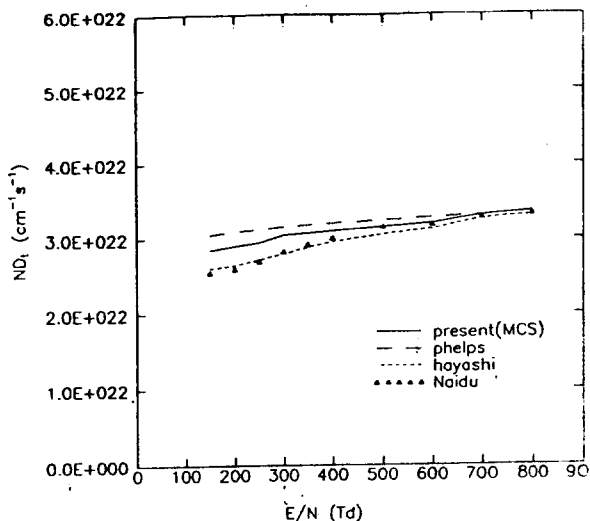


그림 7. SF₆기체에서의 횡방향확산계수.

Fig. 7. The transverse diffusion coefficients in SF₆ gas.

전계가 인가될때 기체중을 이동하는 전자군의 에너지분포함수는 어떤조건에서 전자의 각에너지에 대한 확률밀도와 전자와 분자사이의 각종 충돌 단면적과 방전현상으로 나타나는 전자수송특성에 직접적으로 관련되는 물리량이다. 그때의 하전입자는 여러종류의 에너지성분을 갖는 기체분자가 열평형상태에 있는경우에 에너지의 크기와 온도에 의존하는 방전공간에 등방적인 Maxwell-Boltzmann에너지분포를 나타낸다. 그러나 전자가 전계에 의해서 진행할때 샘플15, 거리 L:2.8(cm), 3.0(cm) E/N:500(Td), 800(Td) 범위에서 MCS법으로 전자를 추적하여 나타난 전자에너지분포는 비평형상태로 변화였다. 이러한 경우에 전자에너지분포함수의 계산은 평균에너지의 값이 각각 $\bar{\epsilon}:11.3$ (ev), $\bar{\epsilon}:14.5$ (ev)에서 나타낸것이다.

그림 8, 9에서 알수있는바와 같이 E/N:500(Td)의 경우가 E/N:800(Td)의 경우에 비하여 여기로 인하여 전자의 에너지를 잃어버리는 것이 크면 불평형영역도 크게 나타났다. $F(\epsilon)$ 의 값은 초기에너지에서는 증가하고 그이상의 전자에너지는 감소하는 경향이 나타났다. 이것은 전자의 수와 에너지가 낮을때는 양극에 흡수되는 전자의 에너지분포는 증가하고 에너지가 증가함에 따라서 $F(\epsilon)$ 은 감소하여 38(ev)이상에서는 일치 되고 있다.

또한 비탄성충돌에 의한 분포함수의 변화는 여기에너지가 전자의 평균에너지보다 적으므로써 급격히 감소되어 나타나는 현상으로 생각된다.

전자의 평균에너지는 전극간 거리와 시간의 함수로 계산한 전자의 에너지분포함수, 전자이동속도 등에 관계되는 물리량으로 전극면에서의 전자운동의 증가는 음극의 에너지가 영에서 수직으로 이동하고 양극에서는 반사나 2차전자가 방출하기 때문에 모두 흡수한다.

그리고 전자의 평균에너지 ($\bar{\epsilon}$)는 전극간거리와 E/N (Td)의 변화에 따른 몬테카르로 시뮬레이션

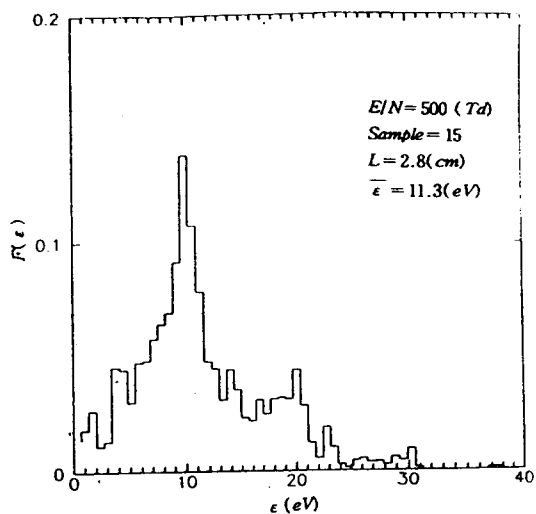


그림 8. SF₆기체중에서의 전자에너지 분포함수.

Fig. 8. The energy distribution funtion of electrons in SF₆ gas.

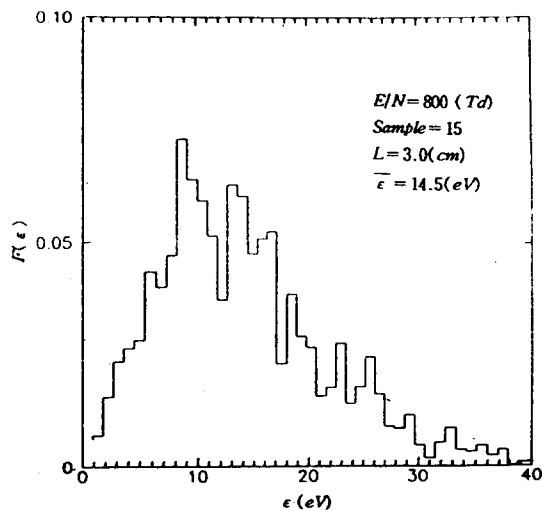


그림 9. SF₆기체중에서의 전자에너지 분포함수.

Fig. 9. The energy distribution funtion of electrons in SF₆ gas.

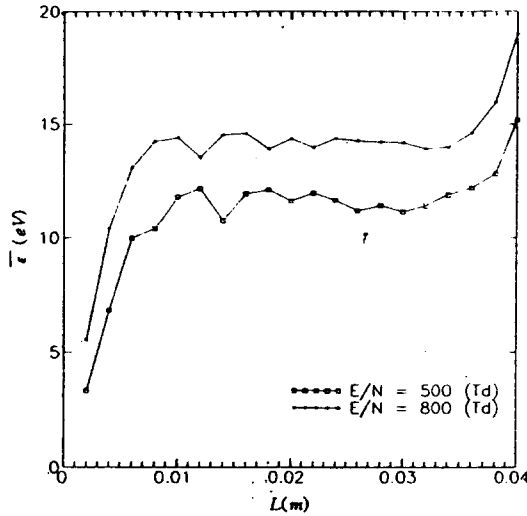


그림 10. SF₆가스중에서의 전자의 평균에너지.
Fig. 10. The mean energy of electrons in SF₆ gas.

으로 그림10에 그 값을 나타내었다. 전자가 존재하는 경우에 샘플링의 차이에 따라서 음극과 양극 가까운 영역의 전자의 평균에너지는 영점으로부터 비탄성충돌이 일어날 에너지까지는 직선적으로 상승하여 비평형의 상태로 나타났으며 그 외 영역에서는 거의 평형상태의 에너지값의 결과를 나타내었다.

7. 결 론

SF₆가스의 전자충돌단면적을 이용하여 150 ≤ (E/N) ≤ 800 범위에서 전자군의 파라미터 특성(수송계수)을 전자산란의 비평형상태에서 몬테칼로 시뮬레이션을 TOF(Time Of Flight) 샘플링으로 계산하였다. 그리고 이들의 계산치는 A.V. Phelps⁷⁾, M. Hayashi⁸⁾, Y. Nakamura⁹⁾ 및 Aschwanden¹⁰⁾의 실험치와 비교 해석하여 산출된 값들은 정량적으로 거의 일치하였고 이용한 전자충돌단면적의 타당성을 확인하였다. 또한 이용한 몬테칼로 시뮬레이션 기법의 타당성이 입증되었다고 생각된다. 특히 실효전리계수, 전리계수, 전자부착계수 및 종방향확산계수는 Aschwanden¹⁰⁾, H. Itoh¹²⁾의 측정치와 거의 일치한 값을 산출하였다. 또한 종방향확산계수는 M.S. Naidu¹¹⁾의 실측치와 일치한 경향을 나타냈으며 E/N(Td)의 증가에 따라서 전자기동속도는 전리에 의한 전자증배의 크기에 따라서 그 영향이 나타났으며 Y. Nakamura⁹⁾의 실측치와 거의 일치하였다. 전자에너지 분포함수는 평균에너지의 값이

$\bar{\epsilon} = 11.3(eV)$, $\bar{\epsilon} = 14.5(eV)$, 샘플 15에서 비평형상태를 나타내었다.

8. 참 고 문 헌

1. 몬테칼로법과시뮬레이션(培風館),1989.
2. 氣體放電시뮬레이션技法(제140호), 1974.
3. 森 正武. "Fortran 77 數値計算 프로그래밍" (岩波書店), pp.41-44, 1995.
4. H. Itoh and T.Musha "Monte Carlo Calculations of Motions in Helium", J.Phys. soc. Japan, Vol.15, No.9, pp.1675-1680, 1960.
5. R.W.L. Thomas, and W.R.L. Thomas, "Monte Carlo Simulation of electrical discharge in gases", J. Phys. B. Vol.2, pp.562-570, 1969.
6. 菅野卓雄 "半導體 プラズ마 프로세스技術"(産業圖書), pp.38-50, 1993.
7. A.V. Phelps and R.J. Van Brunt "Electron-transport, ionization, attachment and dissociation, coefficients in SF₆ and its mixtures", J. Appl. Phys. 64, pp.4269-77, 1988.
8. M. Hayashi, and S. Hara, "Joint Symposium on Electron and Ion Swarm and Low Energy Electron Scattering", (A Satellite of ICPEAC XVII), Proc pp.109-11, 1991.
9. Y.Nakamura "Transport coefficients of electrons and negative ions in SF₆", J. Phys. D: Appl. Phys. 21, pp.67-72, 1988.
10. Aschwanden "Gaseous Dielectrics IV ed", L G Christophorou and M O pacc, (New York: Pergamon), pp.24-33, 1984.
11. M.S. Naidu and A.N. Prasad "Diffusion and drift of electrons in SF₆", J. Phys. D: Appl. Phys. 5, pp.1090-5, 1972.
12. H. Itoh, Y. Miura, N. Ikuta, Y. Nakao and H. Tagashira, "Electron swarm development in SF₆ : 1. Boltzmann equation analysis", J. Phys. D: Appl. Phys. 21, pp.922-30, 1988.

저자소개



서상현

1969년 9월 24일생. 1995년 2월 동국대학교 전기공학과 졸업. 현재 동국대학교 일반대학원 전기공학과 재학중.



하성철

1940년 12월 25일생. 1966년 인하대학교 공대 전기공학과 졸업. 1985년 명지대학교 대학원 전기공학과 졸업(공학). 1994-95년 일본 Keio대학교 방문교수. 현재 동국대학교 공대 전기공학과 교수. 당학회 편수부위원장.