

볼츠만 방정식과 몬테칼로법을 이용한 메탄가스의 전자수송계수 해석

12-8-12

A Numerical Analysis of Electron Transport Parameter In Methane Gas using Boltzmann Equation and Monte Carlo Method

하성철*, 전병훈**, 송병두*

(Sung-Chul Ha*, Byoung-Hoon Chun**, Byoung-Doo Song*)

Abstract

This paper describes the information for quantitative simulation of weakly ionized plasma. We must grasp the meaning of the plasma state condition to utilize engineering application and to understand materials of plasma state. The electron transport characteristic in CH₄ has been analyzed over the E/N range of 0.1~300(Td) at the 300(*K) by the two term approximation Boltzmann equation method and Monte Carlo Simulation. A set of electron collision cross section has been assembled and used in Monte Carlo simulation to predict values of swarm parameters. Boltzmann equation method has also been used to predict swarm parameter using the same cross sections as input. The behavior of electron has been calculated to give swarm parameters for the electron drift velocity(W), diffusion coefficients(D), the ratio of diffusion and mobility(D/μ), mean energy(ε). The electron energy distribution function has been analyzed in CH₄ at E/N=10 and 100 for a case of the equilibrium region in the mean energy. The results of Boltzmann equation and Monte Carlo Simulation have been compared with experimental data by Ohmori, Lucas and Carter. The swarm parameters from the swarm study are expected to sever as a critical test of current theories of low energy scattering by atoms and molecules.

Key Words(중요어) : Electron swrm parameter(전자군 파라미터), Collision cross section(충돌 단면적), Boltzmann Eq.(볼츠만 방정식), Monte Carlo Simulation(몬테칼로 시뮬레이션)

1. 서 론

다이아몬드의 인공적인 합성이 고온, 고압법에 의해 이용되어 왔으나 메탄가스 플라즈마를 이용하여 저압에서 다이아몬드를 박막의 형태로 얻을 수 있게 되었다. 한편 활성 화학종(種)의 플라즈마 여기 반응을 응용하는 플라즈마 프로세싱은 플라즈마 CVD(Chemical Vapor Deposition), 플라즈마 에칭(Etching), 반응성 이온 에칭, 플라즈마 증합

(重合), 플라즈마 산화·질화, 탄소피막(被膜) 생성 등 광범위한 범위에 걸친 응용이 기대되고 있다⁽¹⁾. 이를 이용한 반도체 소자, 공구코팅, 광학부품의 코팅 등 새로운 응용분야가 개척되고 있다.

이외에도 다충구조로서 중간 절연이나 소자의 최후 보호막으로 이용되는 가스물질층을 열적으로 분해해서 얻을 수 있으나 700℃ 정도의 고온이 필요하지만 이들의 가스물질을 플라즈마로 만들어 박막을 만들 경우 300℃정도에서 얻을 수 있어 같은 물질을 얻는데 필요한 공정의 온도를 낮추는데 플라즈마 공정이 기존의 열적공정을 대체하고 있다. 그러므로 다이아몬드후막기술과 반도체프로세싱, 전자빔 스위칭매질, 각종재료의 표면개질 및 미세가공, 전기절연 등에 이르기까지 폭넓은 응용분야에 활용되는 CH₄가스의 전자군의 성질을 규명하는 것은 매우 중요하다고 할 수 있다. 한편 전자군 수송계수로는 전자기동속도, 복

* : 동국대학교 전기공학과
(서울시 중구 필동3가, Tel(Fax) : 02-2260-3348 E-mail : scha@cakra.donguk.ac.kr)

** : 일본 경용외속대학 전기전자공학부
1999년 1월 21일 접수, 1999년 7월 19일 심사완료

성에너지, 확산계수, 전자평균에너지, 전자에너지분포함수 등이 있다. 전자에너지 분포함수는 비평형 RF(Radio Frequency) 플라즈마에서 전자온도와 이온화 분자가 현저한 온도차가 있으며 박막 추적 및 에칭에 필요한 Radical 분자이온 등 1차적 전자 충돌에 의하여 생성되는 특성으로서 정확히 구할 필요가 있다. 전자의 평균에너지는 전자분포함수의 해석을 더욱 명확히 하는 중요한 데이터로 활용된다. 이와 같은 하전입자군의 파라미터, 원자분자의 충돌단면적, 반응속도 등 기초 물리량의 이론적 해석과 예측은 공업적 응용에 선행되어야 하는 중요한 데이터로서 그 의미가 매우 크다고 할 수 있다. 이와 같이 전자수송특성을 정량적으로 해석하기 위해서는 정확한 운동방정식 단면적, 여기단면적, 전리 및 부착단면적 등이 필요하고 이들의 값을 이용하여 전자수송계수의 특성을 몬테칼로 시뮬레이션(Monte Carlo Simulation)과 볼츠만 방정식(Boltzmann Equation)에 의해서 구하여지고 있다. 본 연구에서는 전자의 비평형상태에서 CH₄가스의 충돌단면적(q_m, q_v, q_a, q_i, q_e 등)을 Crompton^[2], Kitamori^[3] 등이 결정한 값을 이용하여 E/N[Td] : 0.1~300(E : 전계의 세기, N : 기체분자수밀도, 1[Td]=1×10¹⁷V·cm⁻², N=3.5353×10¹⁶cm⁻³ 0°C 1Torr), p [Torr]=0.1, 0.5, 1 (1Torr=1/273 atm), 온도 [K] : 300의 범위와 조건을 정하여 비등방산란을 고려한 볼츠만 방정식의 Backward Prolongation법과 몬테칼로 시뮬레이션(MCS)에 의하여 전자의 평균에너지 및 전자에너지분포함수 등의 전자수송계수를 계산하였다. 이러한 계산의 결과로부터 전자수송계수를 Crompton과 Ali 등의 실험값과 계산값을 비교 해석하여 볼츠만법(이하 BEq)과 몬테칼로 시뮬레이션(이하 MCS)에 이용된 전자충돌단면적의 타당성을 입증하였다. 이러한 계산과 해석에 의해 산출된 메탄가스의 전자수송계수는 저 에너지 영역의 전자산란의 기초 물리량으로서 활용이 기대되어 진다.

2. 해석방법

2.1 몬테칼로 시뮬레이션(Monte Carlo Simulation)

몬테칼로 시뮬레이션은 우발현상의 경과로 나타나는 다수의 난수를 사용하여 수치적, 모형적으로 실현시켜 관측함으로써 문제의 근사해를 얻는 방법이다. 원자로에서 중성자의 차폐 효과(shielding effect), 표본 분포 등의 문제를 이 방법으로 사용하면 간단하게 처리 할 수 있고 직관적으로 이해 할 수 있는 장점

이 있다^[4]. 본 연구에서는 방전공간내의 전자군의 성질을 해석하기 위해 다수의 난수를 이용하여 전자계산기 내부에서 발생한 의사난수를 반복 계산하여 실험결과를 해석하는 것으로 본 연구의 기본이론은 기계방전 시뮬레이션을 이용하여 각종 파라미터를 전자의 평균에너지와 전자의 위치 및 시간의 함수로서 추적하였다^[5]. 그리고 전자상태에서 나타나는 개개의 전자를 추적하여 방전의 파라미터의 동향을 조사하였다. 전자의 물리량을 가상적으로 샘플링하고 하전입자의 운동을 분석하여 전자군의 파라미터 값을 확률적으로 결정하는 것이다. 전계가 존재하는 공간의 방전 메카니즘에 있어서 전자는 전계에 의해서 높은 에너지를 갖게 되어 전자에너지가 불평형상태가 되므로 전자에너지분포를 추정하기는 매우 어렵다. 따라서 이러한 불평형상태에서 전자에너지분포를 산출할 수 있는 몬테칼로 시뮬레이션은 매우 유용하다. 기계방전의 해석에 이용되는 몬테칼로 시뮬레이션은 컴퓨터에서 발생된 다수의 난수를 이용하여 대상을 확률적으로 해석하는 방법이다. 전자군의 수송특성을 해석하는 방법은 전계가 존재하는 방전공간에서 개개의 전자운동을 계산하는 기법과 얻어진 데이터에서 필요한 형식으로 적당한 샘플링을 행하여 전자군의 특성을 계산하는 기법으로 구성된다. 전자는 전계가 존재하는 공간을 가속하면서 비행하고, 그 운동은

- 1) 전자궤도운동계산
- 2) 충돌까지의 거리 또는 시간의 결정
- 3) 충돌종류의 판정
- 4) 충돌 후 전자의 산란방향결정
- 5) 충돌종류와 산란방향에 의한 충돌 후 전자에너지(또는 속도)의 결정
- 6) 전리가 일어난 시기의 생성전자로의 에너지 분배, 운동방향의 결정 등에 의하여 기술된다.

2.2 볼츠만 방정식(Boltzmann Equation Method)

볼츠만 수송방정식은 열평형 상태가 아닌 경우, 전자가 운동중 충돌에 의한 임의의 속도와 임의의 위치에 존재하는 전자의 수가 시간에 따라 어떻게 변화하는가를 결정하는 것이다. 전자군의 임의의 위치와 속도 및 시간의 함수인 전자수 밀도는 위치 변화에 따른 밀도의 변화와 전계에 의한 속도변화에 따른 밀도의 변화, 그리고 충돌로 나타나는 속도의 변화에 의한 밀도의 변화로 나타낼 수 있고 이것을 식으로 표현한 것이 Boltzmann Equation이다(이하 BEq)^[6].

BEq에서는 MCS(Monte Carlo Simulation)와

달리 개개의 전자를 추적하지 않고 처음부터 다수의 입자를 포함하는 전자류를 취급하기 위하여 충돌의 확률적 성질을 기초로 하여 전자군의 연속적인 통찰이 가능하고 따라서 전자군의 운동과정을 명확히 규명할 수 있으며 이들의 여러 가지 파라미터를 정량적으로 해석하는 경우 비교적 짧은 시간으로 전산처리하여 구하여진다. 기체중의 하전입자군의 상태변화를 BEq로 나타내면 다음과 같다. 기체 중의 전자수송현상을 이해하기 위해서는 전자의 분포함수 $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ 를 알아야 할 필요가 있다. 이 전자분포함수 $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ 는 위치와 속도를 합치는 6차원 위상공간(x, y, z, v_x, v_y, v_z)에 있어서의 수밀도를 나타내며 이 위상공간에 있어서 연속식으로서 볼츠만방정식이 나타내어진다^[1].

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial \vec{r}} + \frac{eE}{m} \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial v} = \left[\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} \right]_{coll} \quad (1)$$

식(1)에서 좌변 제1항은 분포의 시간변화를 나타내는 항이고 제2항은 입자의 운동에 의한 확산, 제3항은 외력, 우변은 충돌항을 의미한다.

외력으로서 전계(E)만을 생각하면 $eE/m = a$ (e : 전자의 전하, m : 전자의 질량)가속도가 된다. 충돌항은 전자와 전자, 중성원자와 분자와의 여러 가지 충돌에 의한 에너지 분포함수의 불연속인 변화비율을 보여준다. 볼츠만 방정식은 위에서와 같이 미적분의 형태를 하고 있으며 일반적인 해의 해석이 어렵다. 이러한 문제의 해결책으로서 구좌표계를 이용하면 간략하게 전자의 밀도변화를 Legendre 다항식 $P_l(\cos\theta)$ 로 다음과 같이 전개할 수 있다.

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \sum_l P_l(\cos\theta) f_l(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2)$$

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \sum_l P_l(\cos\theta') f_l(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (3)$$

위의 식에서 표현한 θ 와 θ' 는 산란에 있어서 자주 이용되는 변수이다. 여기서 θ 는 z축(전계의 방향)과 v 가 이루는 각으로 관계식은 다음식과 같다.

$$\cos\theta' = \cos\theta \cos\omega + \sin\theta \cos\omega' \sin\theta \quad (4)$$

$P_l(\cos\theta)$ 와 $P_l(\cos\theta')$ 은 구함수의 가법정리에 의해 다음식으로 된다.

$$P_l(\cos\theta') = P_l(\cos\theta)P_l(\cos\omega) +$$

$$2 \sum_{m=1}^l \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\cos\theta) P_l^m(\cos\omega) \cos m\omega \quad (5)$$

이러한 방법으로 Legendre 다항식에 의하여 급수 전개하여 볼츠만의 방정식을 사용할 수 있다. 이 분포함수를 전개하여 초기의 2항만을 고려하면 이른바 2항근사(Lorentz approximation)로 한정하는 것이 된다. 즉

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) + f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) \cos\theta \quad (6)$$

로 나타낼 수 있다. 여기에서 $\cos\theta$ 는 z축(전계의 역방향)과 v 와의 각이다.

위의 식을 속도의 공간에서 에너지의 공간으로의 이행을 위해 밀도보존성을 고려하여 속도의 변수를 에너지의 변수로 변환하면 $f_0(\epsilon)$ 과 $f_1(\epsilon)$ 의 에너지분포함수를 구할 수 있다. 또한 각종 전자수송계수는 에너지분포함수로부터 구할 수 있다^[2].

3. 전자충돌단면적

본 논문의 충돌단면적은 그림 1과 같다. 전계를 인가한 기체분자에 대한 전자의 충돌 단면적은 전자에너지를 영향을 받는다. 그러므로 기체분자의 여기, 해리, 이온화 등의 반응을 여기단면적, 해리단면적, 이온화단면적 등으로 나타내며 전충돌 단면적은 개개의 반응과정의 합으로 표현한다. 입자간의 상호충돌 작용으로 나타난 기체분자의 운동량변환단면적(q_m), 진동여기단면적(q_{v13}, q_{v24}), 전리단면적(q_i), 전자부착단면적(q_a), 해리단면적(q_d) 및 여기단면적(q_{ex}) 등이 Crompton^[3], Kitamori^[4]과 Kline^[5] 등에 의한 전자 Beam 실험값으로 구성되었다. 운동량변환 단면적 q_m 은 탄성충돌을 위한 것이 아니라 비탄성충돌을 위한 운동량변환단면적으로 전체적인 운동량변환 단면적을 나타낸다. 메탄분자는 전자군상태에서 9가지의 진동모드를 가지고 있다. 하지만 이것들 중 4가지만 다른 에너지를 가지고 있다. 4가지 상태의 에너지 정량은 $v_1=362(\text{meV})$, $v_2=190(\text{meV})$, $v_3=374(\text{meV})$, $v_4=162(\text{meV})$ 이고 에너지손실 스펙트럼에 불충분한 에너지 분해진동모드 q_{13}, q_{24} 를 취급한다. 전리단면적은 Hunter^[6]과 W.E. Bies^[7]에 의해 얻어진 전체 전리단면적이 적용되었다. 특히 $\epsilon < 15(\text{eV})$ 의 영역에 대해서는 Haddad^[8]의 Data를 적용하였다.

전자부착단면적(q_a)은 실제적으로 그 값이 너무 작기 때문에 전자Swarm Parameter에 거의 영향을

주지 않는다. 해리 단면적에 대해서는 Winter⁽¹⁰⁾와 Kline, Bies의 실험결과치를 적용하였다.

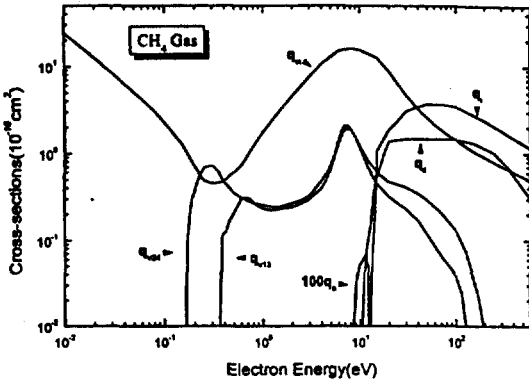


그림 1. CH₄가스의 전자충돌단면적
Fig. 1. A schematic diagram of used rubbing machine.

4. 결과 및 고찰

4.1 전자이동속도

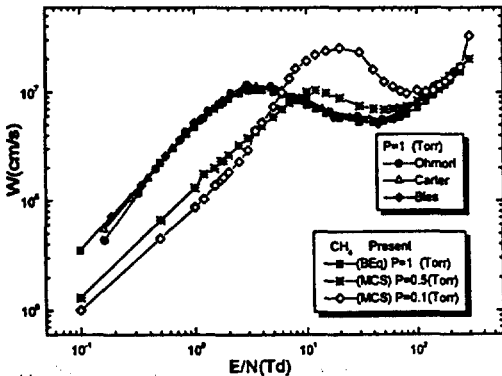


그림 2. CH₄가스중에서 전자이동속도
Fig. 2. Drift velocity of electrons in CH₄ gas

그림 2의 전자이동속도는 E/N : 0.1~300 (Td)의 범위와 p=1[Torr]의 조건에서 Y. Ohmori, Hunter, Carter의 실험치와 이론치를 비교검토 하

였다. CH₄가스의 운동량변환단면적은 0.2~0.5(eV)부근의 Ramsauer minimum⁽¹¹⁾과 동일한 에너지영역에서 진동여기단면적을 갖기 때문에 진동여기충돌에 의하여 낮은 에너지대의 진자가 많기 때문에 전자에너지의 순환이 발생하고 완화시간의 감소 효과로 E/N : 40~300(Td)의 영역에서 Drift속도는 상승하며 E/N : 3~50(Td)의 구간에서 이동도의 부구배특성을 나타내었다.

압력(p=1[Torr])의 경우 MCS와 BEq로 계산된 이동속도는 전체 E/N[Td]의 영역에서는 거의 일치하는 경향이 있다. 하지만 E/N : 0.1~1(Td)의 저에너지 영역에서는 MCS와 BEq의 이론치는 약간의 오차가 발생하였다. 이 오차의 원인으로 CH₄ 가스가 갖는 큰 진동여기단면적과 운동량변환단면적의 작용으로 나타나는 에너지분포의 비등방성에 의한 2항 근사 해석의 오차와 전자부성특성이 나타난 영역에서의 이동속도의 측정과 해석의 문제로 인한 오차로 생각된다. 또한 Y Ohmori⁽¹²⁾와 Carter⁽¹³⁾의 실험치와 MCS와 BEq의 Data를 비교하여도 이동속도의 곡선특성이 잘 일치됨을 보여준다. 한편 각각의 압력에 대한 이동속도의 특성을 보면 압력이 p=0.5[Torr] 낮은 경우 최대값이 압력 p=1[Torr]과 거의 일치하지만 압력 p=0.1[Torr]의 경우는 극대값이 둘의 경우 보다 훨씬 낮을 수 있다. 이는 후에 논의 할 평균에너지의 변화를 지배하는 변수로서 이해된다.

4.2 확산계수

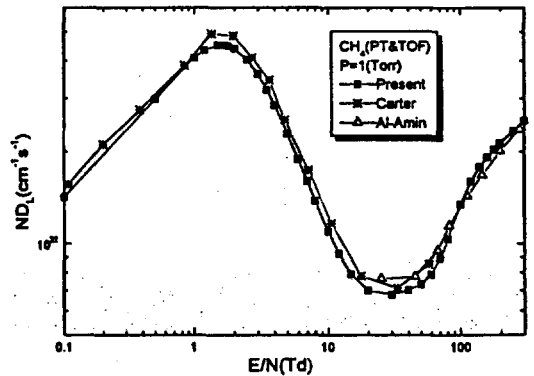


그림 3. CH₄가스중에서 확산계수
Fig. 3. Diffusion coefficients in CH₄ gas

그림 3의 확산계수는 기체분자수밀도 N과 확산계

수의 곱 ND 를 E/N 의 함수로 표현하였다. CH_4 가스 중의 전자확산계수는 전자이동속도(\bar{W})의 영향으로 하전입자의 공간적 구배와 전계가 공존하는 공간 내에서 평형상태의 밀도 분포를 나타낸 것으로 생각된다. 전자확산계수 절댓치를 관찰해보면 $E/N : 4 \sim 20$ (Td)부근에서 반비례하고 $E/N : 20$ (Td)부터는 다시 비례하는 경향을 보여준다. Ar 가스에서도 이러한 특징이 발견되고 있고 이런 특징은 q_m 에 Ramsauer minimum을 가지고 있는 가스의 독특한 특징으로 생각된다. 한편 방향확산계수의 이론적 값과 Carter와 Al-Amin^[12]의 실험 데이터를 비교하였다.

4.3 특성에너지

특성에너지는 이동도와 확산계수의 비로 입자의 무질서한 운동의 결과이다. 이동도와 확산계수와의 관계를 Einstein의 관계식이라고도 한다. 이 관계식은 이동도를 생각하는 경우에는 주로 전계만 존재하고 밀도 분포는 존재하지 않는다고 생각하였다. 또 확산을 고려할때는 전계는 존재하지 않는다고 가정하였다. 본 논문에서는 전계와 이온의 밀도분포가 동시에 존재하고 또 충돌상태를 생각하여 이동도와 확산계수와의 관계 즉 특성에너지를 그림 4와 같이 조사하였다. 특성에너지는 그림에 나타난 바와 같이 $E/N : 1 \sim 100$ (Td)의 영역에서 특성에너지의 값이 급격히 증가하는 것을 볼 수 있다. 이것은 여기충돌에 의한 이동속도의 상승과 전리충돌에 의한 전자에너지보존법칙의 영향을 받은 것으로 생각된다. 특성에너지는 $E/N : 2 \sim 150$ (Td)의 범위에서는 이론치와 Kline과 Ohmori의 실험치가 잘 일치하지만 그

이외의 영역에서 다소의 차이를 보이는 것은 이동속도의 차이로 E/N 의 증가에 따라 이동도는 감소와 확산계수의 증가에 기인한다고 생각된다.

4.4 전자평균에너지

그림 5의 (a), (b)와 (c)는 전자의 평균에너지의 값을 압력 $p=0.1, 0.5, 1.0$ [Torr]에서 나타낸 것이다. 평균에너지는 평행판전극간의 거리 2 [cm], E/N (Td), 초기전자수(3000개)를 MCS법으로 추적하여 나타내었다. 전자의 평균에너지는 전극간의 거리 및 시간의 함수로 계산되는 전자에너지 분포함수, 전자이동속도 등에 관계되는 중요한 물리량이다.

그리고 전자의 평균에너지와 특성에너지와의 관계는 $D/\mu = KT/e = 2\epsilon/3e$ 의 관계이며 전자의 평균에너지는 특성에너지의 $2/3e$ 배가 될 경우 그 값이 일치한다.

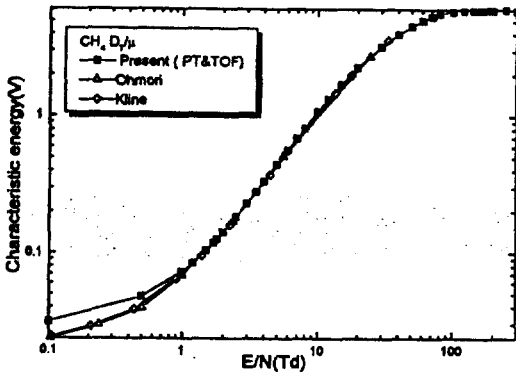
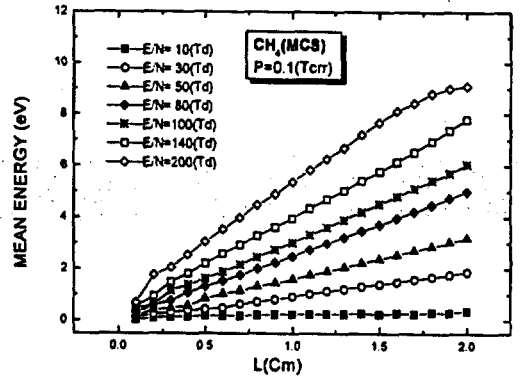
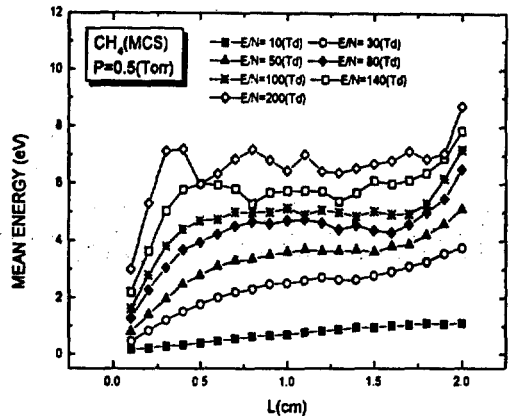


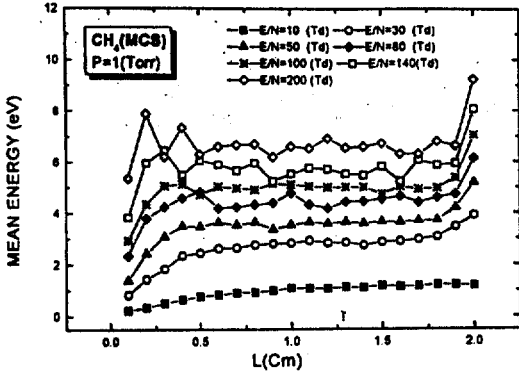
그림 4. CH_4 가스 중에서 특성에너지
Fig. 4. Characteristic energy in CH_4 gas



(a) $P=0.1$ [Torr]



(b) $P=0.5$ [Torr]



(c) P=1.0 [Torr]

그림 5. CH₄가스 중에서 전자의 평균에너지
Fig. 5. Mean energy of electrons in CH₄ gas

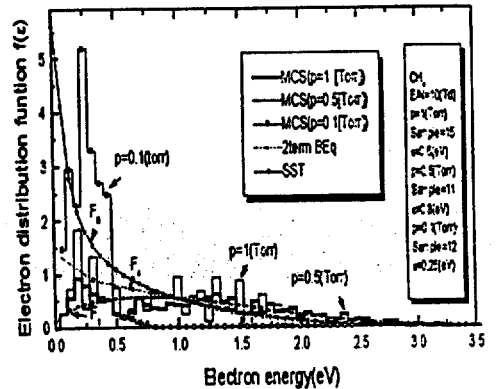
각각의 압력에 대한 평균에너지의 변화 추이를 살펴보면 저압의 경우는 평균에너지의 값이 정구배의 특성을 지니고 있음을 알 수 있으며 압력이 높음에 따라 평균에너지의 값의 변화는 음극과 양극에서를 제외한 부분의 값은 일정함을 알 수 있다. 이러한 특성이 나타나는 이유는 저압의 경우 충돌주파수가 고압의 경우보다 적음으로 인해 전자의 운동에너지가 거리(혹은 시간)의 경과에 따라 커짐을 의미한다. 한편 상대적인 고압의 경우는 충돌주파수가 톰으로 인해 운동에너지의 값이 일정한 것으로 예측할 수 있다.

4.5 전자에너지분포함수

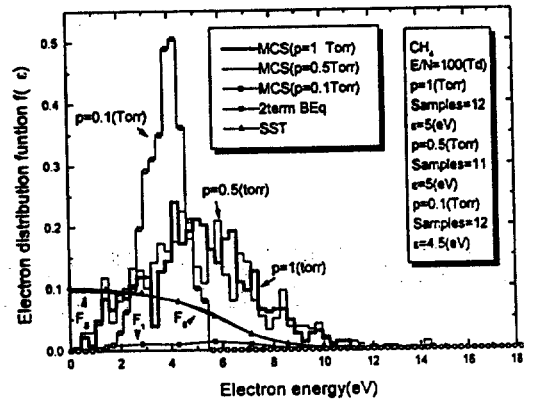
본 연구에서는 평형상태의 평균에너지를 이용하여 전자에너지 분포함수를 산출하였다. 따라서 전극간의 거리와 각각의 E/N : 10, 100 (Td)의 평균에너지 변화량은 샘플링의 차에 의하여 음극과 양극에 가까운 영역에서는 증가하고 중심의 영역에서는 평형상태의 값을 나타낸다.

그림 6 (a), (b)은 전자군 파라미터의 직접 관련되는 물리량인 전자에너지 분포함수를 나타내었다. 전계가 인가될 때 기체 중을 이동하는 전자군의 에너지 분포함수는 전자의 각각의 에너지에 대한 확률밀도, 전자와 분자사이의 각종 충돌단면적과 방전현상으로 나타나는 전자수송특성에 직접 관련되는 물리량이다. 하전입자는 여러종류의 에너지성분을 갖는 기체분자가 열평형상태에 있는 경우에 에너지크기와 온도에 의존하는 방전공간의 등방적인 맥스웰-볼츠만에너지 분포함수이다. 이러한 전자에너지분포f(ε)를 E/N : 10, 100(Td)에 대하여 전자가 운동할 때

Sample(15, 12), 거리(1.5, 1.2cm), 평균에너지(0.6, 5 eV)의 범위에서 MCS법으로 추적하여 나타난 전자에너지분포함수는 2항근사식에 의한 BEq와 SST의 전자에너지분포 계산값과 전반적으로 큰차이를 나타내었다. 또한 여기로 인하여 전자의 에너지를 잃어 버리는 확률이 커지면 불평형의 영역도 크게 나타나는 것으로 생각된다. f(ε)의 초기값에서는 전자에너지가 증가하고 높은 에너지측에서는 감소하는 경향이 나타난다. 이러한 현상은 진동여기충돌과 진동여기단면적의 공명효과 때문에 나타나는 것으로 생각된다. 한편 각각의 압력에 대한 분포함수의 수치는 평균에너지의 값에 대한 값과 일치하는 경향을 보이고 있음을 알 수 있다. 이것은 분포함수가 평균에너지를 하나의 변수로 함을 의미한다.



(a) E/N : 10(Td)



(b) E/N : 100(Td)

그림 6. CH₄가스중에서 전자에너지 분포함수
Fig. 6. Energy distribution function of electron in CH₄ gas

5. 결 론

CH₄ 가스 중 E/N : 0.1~300(Td)의 범위에서 MCS와 BEq법에 의하여 전자에너지분포함수와 전자군 수송계수의 결과로부터 다음과 같은 결과를 얻었다.

1. 전하이동속도(W)의 전체적인 변화는 1[Torr]의 경우 실측치와 거의 일치하였으며 E/N : 3~40 [Td]영역에서는 NDC(Negative Differential Conductivity)의 특성이 나타났다. 그리고 E/N : 80[Td]이상의 영역에서부터 이동속도의 급격한 증가현상을 가진다. 압력이 낮아지는 경우 E/N : 7[Td] 이하까지는 전체 이동속도의 값이 작지만 E/N : 7[Td] 이상의 영역부터는 높은 압력보다 이동속도가 커짐을 확인하였다.
2. 확산계수는 전하이동속도의 부구배(NDC)특성과 E/N(Td)의 증가에 따른 의존성이 크게 작용함을 알 수 있었다.
3. E/N : 10, 100[Td]에 대한 전자에너지분포함수는 전충돌단면적을 사용하여 계산하였고 그 값으로부터 전자군 파라미터를 구하였다. 압력변화에 따른 전자에너지분포함수의 차이가 E/N(Td)와 전자의 평균에너지의 값에 따라 큰 영향이 미치는 것을 확인하였다.
4. 압력의 변화에 따른 평균에너지와 분포함수의 값은 이동속도를 변수로 하여 좌우되는 값이며 또한 이동속도 및 확산계수의 영향이 지배적이었다.

참 고 문 헌

- [1] 菅野卓雄 "半導體 プラズ마 プロセス技術" (産業圖書), pp. 38-50, 1993.
- [2] Huxley L G H and Crompton R W 1974 The Diffusion and Drift of Electrons in gases (New York : Wiley) 1974.
- [3] Y Ohmori, K Kitamori, H Tagashira "Boltzmann equation analysis of electron

swarm behavior in Methane" The Institute of Physics, 437-455 1986 Vol. 15, No. 9, pp. 1675-1680, 1960.

- [4] 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.
- [5] 氣體放電 シミュレーション技法(제140호), 1974.
- [6] L. E. Kline, and W. E. Bies. "Measurements of swarm parameters and derived electron collision cross sections in methane", J. Appl. Phys. 65. 3311-3323, 1989.
- [7] Philip E. Luft, "Description of a Backward prolongation program for computing transport coefficients", JILA, Information center report, No. 19, 1975.
- [8] S. R. Hunter, J. G. Carter. "Electron transport measurements in methane using an improved pulsed Townsend technique" J. Appl. Phys. 60. 1986.
- [9] G. N. Haddad "Low Energy Electron Collision Cross Sections for Methane" Aust. J. phys. 38. 677-85, 1985.
- [10] J. W Coburn and H. F Winter. " Plasma etching-A discussion of Mechanisms" J. Vac. Sci Technol. vol. 16, pp. 391-403, 1979.
- [11] 하성철, 전병훈, 백승권 "몬테칼로법을 이용한 Ar 기체의 전자수송계수에 관한 연구", 전기전자재료학회지, Vol. 8, No. 6, pp. 685-692, 1995.
- [12] S A J Al-Amin and J Lucas. "Electron swarm parameters in oxygen and methane" J. Phys. D : Appl. 18 1781-1794. 1985.