

저압 수은 방전에서의 근사화한 충돌 단면적을 사용한 전자 에너지 분포함수 해석

論 文

3-4-2

The analysis of electron energy distribution function using the approximated collision cross section in the low-pressure mercury discharge

柳 明 善* · 李 鎮 雨** · 池 哲 根***

(Myoung-Seon Ryou · Chin-Woo Yi · Chol-Kon Chee)

요 약

약 이온화되어 있는 기체 방전에서 전자 에너지 분포함수는 계산상의 어려움으로 인하여 맥스웰 분포로 가정하나 이러한 가정은 실제 방전내의 전자 에너지 분포함수와 차이를 보이게 된다.

본 논문에서는 저압 수은 방전에 대하여 전자온도, 관벽온도, 전자밀도, 포화증기압밀도를 변수로 사용하여 볼츠만식을 해석하였다. 구성된 방정식으로부터 정상 상태를 가정하여 구한 전자 에너지 분포함수는 보통 적용하는 맥스웰 분포와 꼬리부분에서는 많은 차이를 보였다.

특히 충돌 단면적을 에너지의 함수로 근사하여 식을 간략화함으로써 분포함수를 간편하게 구할 수 있으며 광범위하게 적용할 수 있는 방법을 제안하였다. 또한 명확한 이론에 근거한 해석적 모델을 제시하여 분포함수의 해석을 용이하게 하고 계산과정을 간편하게 하였다.

Abstract

In the low-pressure mercury discharge, it is very difficult to solve the governing equation, so it is supposed that the electron distribution has the Maxwellian's.

Therefore, this distribution is different from actual case.

In this thesis, using the discharge parameter, electron temperature, electron density, mercury's wall temperature and mercury saturated vapour pressure density, the electron energy distribution is calculated for actual conditions.

Especially, the cross-section is approximated to only the function of energy. Hence, the governing equation is more simplified. This thesis suggests a simple calculation method with an analytic model of low-pressure mercury discharge constructed on the exact theoretical basis. It makes the analysis of the discharge characteristics easy.

To improve this modeling, the role of atoms in the higher level over 6^3P and collisional ionization between excited atoms must be considered and investigated more elaborately.

1. 서 론

저압 기체 방전등은 방전의 이론적 근거가 비교적 명확하고 실용성이 우수하여 오래전부터 연구 대상이 되어 왔으며 조명용 램프 및 레이저 등에 널리 이용되고 있다. 저압 기체 방전의 대표적인 예로서의 저압 수은 방전은 형광등과 같은 조명용 램프에 응용되는 등, 쉽게 취급할 수 있는 장점때문에 실용적인 기체 방전으로서 이용되어 왔다. 그러나 기체 방전 현상은 기체 방전등의 최적 설계의 예측과 해석을 어렵게 만들 정도로 복잡하기 때문에 방전등의 특성을 수식 모델로 표현할 수 있다면, 수식 모델의 변수를 변화시켜 다양한 시스템의 최적 설계를 가능하게 한다.

방전등의 수식 모델의 경우 전자 에너지 분포함수는 매우 중요한 요소이며, 대개의 경우 맥스웰 분포(Maxwellian distribution)로 가정한다. 그러나 높은 에너지 부근에서는 실제의 분포함수가 맥스웰 분포와 편차를 보이게 되며, 이러한 편차를 고려하는 방법으로는 2-EGM(Two Electron Group Model)과 직접 볼츠만식(Boltzmann equation)을 해석하는 방법이 있다. 전자의 방법은 Vriens¹⁾에 의해 제안된 저압 기체 방전중의 전자 에너지 분포로서 방전 기체의 제1여기준위를 경계로 하여 제1여기 준위보다 낮은 에너지부분의 전자 온도 T_0 와 높은 부분의 전자 온도 T_1 두 가지로 전자의 에너지 분포를 표현한다. 전자 에너지 분포에서 제1여기 준위보다 에너지가 낮은 벌크(bulk), 높은 부분을 꼬리(tail)라고 부르며 각 부분의 분포는 T_0 및 T_1 온도에서의 맥스웰 분포와 형태가 같다. 후자는 각 입자 각각의 역학적 작용을 고려하여 약 이온화되어 있는 기체에서 볼츠만식을 해석하여 전자 에너지 분포를 계산한다.

본 논문에서는 보다 정확한 계산을 하기 위하여 후자의 방법을 택하여 저압 글로우 방전에서 전자 온도 T_e , 관벽온도 T_w , 전자 밀도 n_e , 수은의 포화증기밀도 N 으로 표시되는 방전변수들을 사용한 볼츠만식(Boltzmann equation)을 해석하여 전자 에너지 분포함수를 구하였다. 분포함수의 정확도는

입력되는 자료에 크게 의존하므로 다른 문헌으로부터 구한 자료들을 토대로 충돌 단면적을 에너지의 함수로 표현한 후 맥스웰 분포와의 차이를 보였다.

2. 저압 수은 방전의 모델링

방전등에서 발생하는 방전은 글로우(glow)와 아아크(arc)로 대별된다. 광원용 방전등의 경우, 글로우 방전은 저압 방전등에서 주로 나타나고 아아크 방전은 고압 방전등에서 볼 수 있다. 글로우 방전과 아아크 방전의 가장 큰 차이는 후자는 국부 열평형 상태가 이루어지고 전자는 국부 열평형 상태를 이루지 못한다는 점이라고 할 수 있다. 그러므로 아아크 방전에 의한 고압 방전등의 해석에는 전자와 이온 그리고 다른 중성 기체들의 속도 분포(Velocity distribution)는 맥스웰분포(Maxwellian distribution)로 가정할 수 있고 모든 입자의 온도를 같다고 놓을 수 있다. 그러나 글로우 방전에서는 입자의 평균 자유 행정(mean free path)이 길어서 입자 사이의 충돌 확률이 상대적으로 감소하므로 각 입자의 온도는 현저하게 차이가 난다. 이 경우, 하전입자의 에너지는 중성기체입자의 에너지보다 많을 뿐 아니라, 전자와 같이 질량이 아주 작은 입자는 양이온보다도 더욱 더 높은 온도를 유지할 수 있기 때문에, 국부적 열평형 상태는 성립되지 않고 각 입자별로 각각의 역학적 작용을 고려하여야 한다.

저압 글로우 방전에서는 전자의 밀도가 낮으므로, 중성 입자와 전자간의 충돌 횟수가 적고, 따라서 중성 입자의 온도는 전자의 온도보다 매우 낮으며, 이와 같은 온도의 차이로 인하여 국부 열평형이 이루어지지 않는다. 국부 열평형이 이루어지지 않을 경우 속도가 빠른 전자와 느린 중성 입자의 충돌에 의해, 여기 및 이온화가 일어나며, 이로 인하여 속도가 빠른 전자는 에너지를 잃고 느린 전자로 된다. 국부 열평형 상태에서는 기체 입자의 속도가 빠르므로, 이들이 다시 전자와 충돌하여 빠른 전자의 수를 증가시키므로 전자의 에너지 분포는 맥스웰 분포가 되지만, 저압 글로우 방전에서는 빠른 전자의 수가 줄어들면, 에너지 분포 곡선의 뒷부분 즉, 전자 에너지가 높은 부분에서는 보통 가정하는 맥스웰 분포의 꼬리(tail)부분과는 차이를

*正會員: 서울大 工大 大學院 電氣工學科 碩士過程
 **正會員: 서울大 工大 大學院 電氣工學科 博士課程
 ***正會員: 서울大 工大 電氣工學科學 教授·工博

저압 수은 방전에서의 근사화한 충돌 단면적을 사용한 전자 에너지 분포함수 해석

보이게 된다.

전자는 중성 입자나 이온에 비하여 상대적으로 빠른 속도로 이동하고, 따라서 전자는 다른 방전 기체 입자에 비하여 단위 시간당 많은 에너지를 전계로부터 얻게 된다. 이 전자가 다른 기체 입자와 충돌하여 가지고 있던 에너지의 일부를 전달하게 된다. 고속 전자와 기체 입자와의 충돌은 탄성 충돌과 비탄성 충돌로 분류할 수가 있으며, 탄성충돌에 의하여 중성 기체 입자의 온도가 증가하고, 비탄성 충돌에 의하여 중성 기체 입자의 여기 및 이온화가 일어난다.

2.1 Homogenous Boltzmann equation

일반적으로 탄성 충돌과 비탄성 충돌을 고려한 분포함수는 다음과 같은 볼츠만식으로부터 구할 수 있다.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \Delta_r \cdot \Delta f + \Delta_v \cdot \frac{eE_f}{m} = C(f) \quad (1)$$

(1) 식으로 부터 전자의 분포가 공간적으로 균일하며 전계가 일정한 경우의 분포함수 $f(u)$ 를 구하는 식은, 전계에 의한 비등방향 성분이 등방향 성분에 비해 무시할 수 있을 만큼 작다고 하면 다음과 같다.²⁾³⁾ 이때 계산의 편의성을 위하여 에너지 u 를 $u = \epsilon/kT_e$ 로 정의하여 무차원(dimensionless)으로 하였다. k 는 볼츠만 상수이다.

$$\frac{d}{du} \left[H(u) \frac{df}{du}(u) + G(u) f(u) \right] = C(f) \quad (2)$$

$$H(u) = \frac{e^2 E^2 u}{3N Q_m(u) (kT_e)^2} + \frac{2m}{M} \frac{T_w}{T_e} u^2 N Q_m(u) + 3n_e Q_{ee} A_1(u)$$

$$G(u) = \frac{2m}{M} u^2 N Q_m(u) + 3n_e Q_{ee} A_2(u)$$

$$Q_{ee} = 6\pi \left[\frac{e^2}{12\pi\epsilon_0 k T_e} \right] \text{Ln} \left[\frac{12\pi(\epsilon_0 k T_e)^{3/2}}{n_{e12} e^3} \right]$$

$$A_1(u) = \frac{4\pi}{3\pi_e} \left[\frac{2kT_e}{m} \right]^{3/2} \left[\int_0^u u^{3/2} f(u) du + u^{3/2} \int_0^u f(u) du \right]$$

$$A_2(u) = \frac{2\pi}{n_e} \left[\frac{2kT_e}{m} \right]^{3/2} \int_0^u u^{1/2} f(u) du \quad (3)$$

m : 전자의 질량

M : 기체 입자의 질량

ϵ_0 : 진공의 유전율

Q_m : 전자와 기체 입자간의 운동량 전달 단면적

Q_{ee} : 전자간의 충돌 단면적

$C(f)$: 충돌항

이때 분포함수 $f(u)$ 의 normalization condition은

$$2\pi \left[\frac{2kT_e}{m} \right] \int_0^\infty u^{1/2} f(u) du = N_e \quad (4)$$

이다.

2.2 충돌 단면적의 근사화

분포 함수를 이론적으로 해석할 경우 충돌 단면적은 필수 불가결한 자료이며, 이 입력 자료에 의해 분포함수의 정확도가 결정된다. 충돌 단면적은 에너지 보존 법칙이 성립되는 탄성 충돌 단면적과 성립되지 않는 비탄성 충돌 단면적으로 구분할 수 있으며 비탄성 충돌 단면적은 여기를 일으키는 충돌 여기 단면적과 이온화를 일으키는 충돌 전리 단면적으로 나뉘어 진다. 각종 충돌 단면적에 대한 자료는 문헌으로부터 직접 인용할 수 있으나, 문헌에 따라서 상당한 차이를 보인다. 본 논문에서는 문헌으로부터 구한 충돌 단면적을 에너지의 간단한 함수로 근사화하여 식 (2)에 적용함으로써 보다 정확하고 간편하게 분포함수를 해석하도록 하였다.

2.2.1 Momentum transfer cross-section

다른 기존의 논문⁴⁾⁵⁾에서 유도된 자료를 토대로 하여 운동량 전달 단면적(Momentum transfer cross-section)을 에너지의 함수로 표현하였으며 에너지의 구간을 나누어 기존의 자료와 일치시키도록 하였다. 구간별로 표시되어진 운동량 전달 단면적은 다음과 같다.

$$u \leq 0.6 \quad Q_m(u) = 2.3 \times 10^{-17} \times e^{2(u-0.3)}$$

$$0.6 < u \leq u_{12} \quad Q_m(u) = 2 \times 10^{-17} \times e$$

$$u > u_{12} \quad Q_m(u) = 9 \times 10^{-17} \times u^{-1}$$

2.2.2 충돌 여기 단면적

여기에 대한 충돌 단면적은 다음과 같은 식을 사용하여 에너지의 함수로 근사화하였다.⁶⁾

$$Q_{ex}(u) = a_1 (u - u_0) e^{-\frac{u}{\alpha}} \quad (6)$$

식(6)과 같이 표현된 근사식은 전자 에너지가 증가함에 따라 최대값에 도달한 후 급격한 감소를 나타내는 충돌 단면적을 표시한다. 크기를 결정하는 상수 a_1 은 충돌 단면적의 최대값과 임계 에너지 u_0 부근에서의 변화가 기존의 데이터에 근사하도록

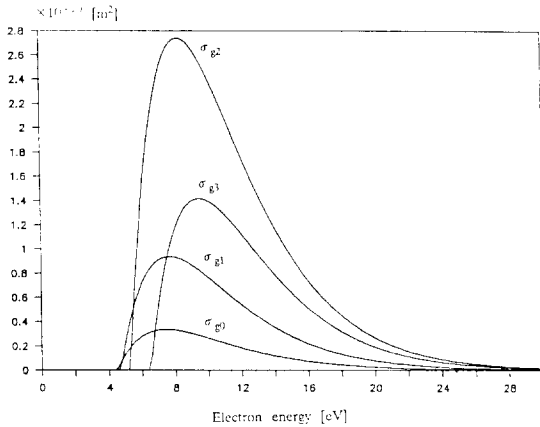


그림 1 수은 원자의 충돌 여기 단면적
 σ_{g^0, g^1, g^2} : 기저상태에서 $6^3P_{0,1,2}$ 로의 충돌여기 단면적
 σ_{g^3} : 기저상태에서 6^1P_1 로의 충돌여기 단면적

주어졌다. 식(6)에 의해 근사된 충돌 단면적은 그림 1과 같다.

2.2.3 충돌 전리 단면적

전자 에너지가 증가함에 따라 최대값에 도달한 후 완만한 감소를 나타내는 충돌 단면적을 표시하는 식(7)⁶을 사용하여 충돌 전리 단면적을 근사화 하였으며 식(7)에 의해 근사된 충돌 단면적은 그림 2와 같다. 비탄성 충돌 단면적을 근사화 하기 위하여 사용된 계수는 표 1에 나타내었다.

$$Q_{ion}(u) = a_2 \frac{(u - u_0)}{U^{\frac{3}{2}}} \quad (7)$$

3. 방정식의 해

근사화한 충돌 단면적을 이용하여 분포함수를 구

표 1 충돌단면적 계수

충돌종류	기호	임계에너지[eV]	$a \times 10^{-20} [m^2]$
여기	σ_{g^0}	4.66	1.45
	σ_{g^1}	4.89	4.34
	σ_{g^2}	5.46	15.34
	σ_{g^3}	5.70	12.00
	σ_{g^4}	10.43	42.4
전리	σ_{i_1}	5.77	25.6
	σ_{i_2}	5.54	27.4
	σ_{i_3}	4.97	32.2

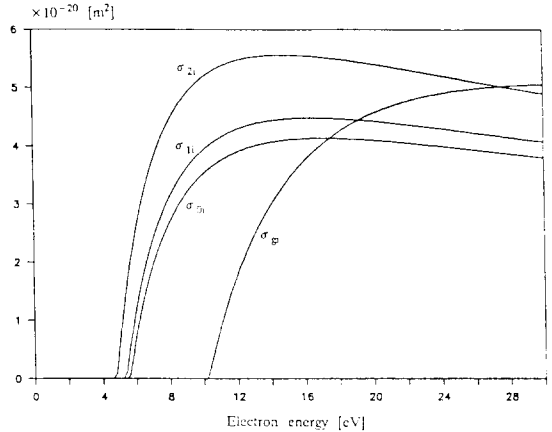


그림 2 수은원자의 충돌 전리 단면적
 σ_{gi} : 기저상태에서의 충돌전리 단면적
 $\sigma_{0i, 1i, 2i}$: $6^3P_{0,1,2}$ 에서의 충돌전리 단면적

함에 있어서 최초의 비탄성 에너지 즉, 제 1 여기 준위 에너지 u_{12} 에 비해 작은 에너지일 경우 탄성 충돌과 비교하여 모든 비탄성 process는 무시할 수 있다고 가정하여 (2)식을 (8)식으로 변형하였다.

$$\frac{d}{du} \left[H(u) \frac{df}{du}(u) + G(u)f(u) \right] = NuQ_{in}(u) \quad (8)$$

$$f(u) \quad u < u_{12} \quad Q_{in}(u) = 0$$

$$u \geq u_{12} \quad Q_{in}(u) = Q_{ion}(u) + Q_{ex}(u)$$

3.1 선형화 조건

분포함수 $f(u)$ 를 구하기 위해서는 식 (8)을 해석하여야만 하나, 식 (8)은 non-linear한 식이므로 해석하기에는 많은 어려움이 따른다. 그러므로 다음과 같은 Golubovskii⁷⁾에 의한 쿨롱(Coulomb) 충돌 적분항에 대한 가정을 사용하여 선형화 시킬 수 있다.

$$\frac{1}{3} \left[\int_0^u u^{3.2} f(u) du + u^{3.2} \int_0^\infty f(u) du \right] 0.385 \times \frac{u}{2\pi}$$

$$\text{for } u \geq 1.5u$$

$$\frac{1}{2} \int_0^u u^{3.2} f(u) du 0.5$$

$$\text{for } u < 1.5u \quad (9)$$

식(9)와 같은 가정을 사용하였을 경우 전자의 평균 에너지는 초기에 주어지는 분포함수에 의해 결정 된다. 본 논문에서는 초기의 분포함수를 맥스웰

저압 수는 방전에서의 근사화한 충돌 단면적을 사용한 전자 에너지 분포함수 해석

분포로 가정하여 전자의 평균 에너지를 입력되는 방전 변수인 전자의 온도 T_e 로 표시되도록 하였다.

3.2 탄성 충돌 영역에서의 해

에너지가 제 1 여기 에너지 보다 작으면 비탄성 충돌 단면적은 무시할 수 있다고 가정하였으므로 식 (8)을 에너지 u 에 대해서 적분을 하면 다음과 같은 식이 된다.

$$H(u) \frac{df}{du}(u) + G(u)f(u) = K_1 \quad (10)$$

식 (10)과 같은 미분방정식의 해는

$$f(u) = J(u) \left[K_2 + K_1 \int_0^u \frac{dy}{H(y)J(y)} \right] \quad (11)$$

$$J(u) = \exp \left[- \int_0^u \frac{G(x)}{H(x)} dx \right]$$

과 같이 주어지며 K_2 는 상수이다. 식 (10)으로부터 df/du 의 값을 에너지 $u=0$ 일때 $-f(0)$ 로 치환한 후 식(11)에 대입하면 에너지가 첫 비탄성 에너지 보다 작은 영역에서의 해는 다음과 같다.

$$f(u) = K_2 I(u) \quad (12)$$

$$I(u) = J(u) \left[1 + [G(0) - H(0)] \int_0^u \frac{dy}{H(y)J(y)} \right]$$

이와 같은 가정을 사용하였을 때의 부정확성은 전자의 온도와 중성 기체 입자의 온도가 큰 차이를 나타내므로 무시할 수 있다. 즉, $H(0)$ 가 $G(0)$ 에 비해 무시할 수 있을 정도로 작기 때문에 지금 관심을 갖는 물리적인 영역에서는 K_1 을 식 (12)와 같이 사용할 수 있다. 또한 상수 K_2 는 식 (4)와 같은 normalization condition으로부터 구하며 식 (13)과 같다.

$$K_2 = \left[\frac{m_e}{2kT_e} \right]^{\frac{3}{2}} \frac{N_e}{2\pi} \frac{1}{\int_0^{u_{12}} u^{\frac{1}{2}} I(u) du} \quad (14)$$

3.3 비탄성 충돌 영역에서의 해

$u > u_{12}$ 인 에너지영역에서는 (8)식의 우변이 0이 되지 않으므로 구하려는 에너지 x 에서 ∞ 까지 적분을 하면

$$H(x) \frac{df}{dx}(x) + G(x)f(x) = - \int_x^\infty NuQ_{in}(u) f(u) du \quad (15)$$

과 같이 된다. 이때의 경계조건은 에너지가 ∞ 인 전자가 존재할 확률은 0이 되므로 $u \rightarrow \infty$ 일 경우 $f(u) \rightarrow 0$ 이 된다. 또한 에너지의 변화에 따른 분포함수의 확률변화 df/du 도 역시 0으로 된다.

식 (15)로부터 구한 해는 식 (16)과 같이 표현되어 진다.

$$f(u) = f(u_{12}) \exp \left[- \int_u^\infty \frac{G(x)}{H(x)} dx - \int_{u_{12}}^u \left[\frac{1}{H(x)f(x)} \int_x^\infty NyQ_{in}(y)f(y) dy \right] dx \right] \quad (16)$$

(16)식은 비탄성 충돌 영역에서의 해를 나타내며 $f(u_{12})$ 는 제 1 여기 준위 에너지에서의 에너지분포를 표시한다.

4. 수치 해석 결과

탄성 충돌 영역에서와 비탄성 충돌 영역에서의 해는 식 (12)와 식 (16)으로 표시되며 이러한 식들의 값은 해석적으로는 구하기가 힘들게 된다. 그러므로 수치적으로 해석하여 입력 변수 즉 방전 변수에 의존하는 분포함수 $f(u)$ 를 주로 전자 온도 T_e 를 변화시켜 에너지 분포를 구하였다. 또한 수은의 포화증기압밀도는 방전관 관벽에서의 최저온도에 의해 결정되므로, 이 포화증기압 또는 포화증기압 밀도를 관벽온도의 함수로 표현하여 관벽온도의 변화에 대한 물리량의 의존성을 수식으로 표현할 수 있도록 하였다. 즉, 관벽온도 T_w 에서의 수은 원자 밀도 N 를 특정한 근사식으로 회기시켜 식 (17)과 같은 결과를 얻었다.⁶⁾

$$A_0 + \frac{A_1}{T_w} + 4 \log(T_w) \quad [n^{-3}]$$

$$\text{Log}[N(T_w)] = A_0 = 3.676 \cdot 10^1$$

$$A_1 = -3.391 \times 10^3 \quad [m^{-3} \cdot K]$$

$$A_2 = -2.262 \quad (17)$$

수치적분을 용이하게 하기 위하여, 임계 전리 에너지이후에서의 에너지 분포가 급격히 감소하므로 ∞ 인 에너지를 임계 전리 에너지의 세배인 u_{max} 로 정의하였다. 식 (15)와 (16)에서의 에너지 분포함수 $f(u)$, $f(x)$, $f(y)$ 는 맥스웰 분포로 가정하여 정의된 u_{max} 를 사용하여 Composite Simpson적분법을 이용하여 적분하였다.

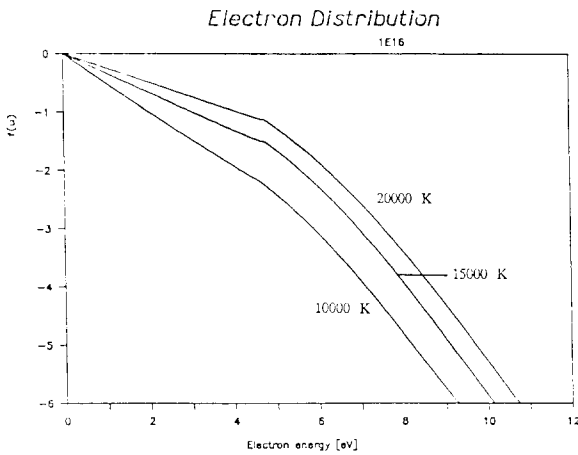


그림 3 전자 밀도 $1 \times 10^{16} [m^{-3}]$
전자 온도 1000[K], 15000[K], 2000[K]
일때의 에너지 분포

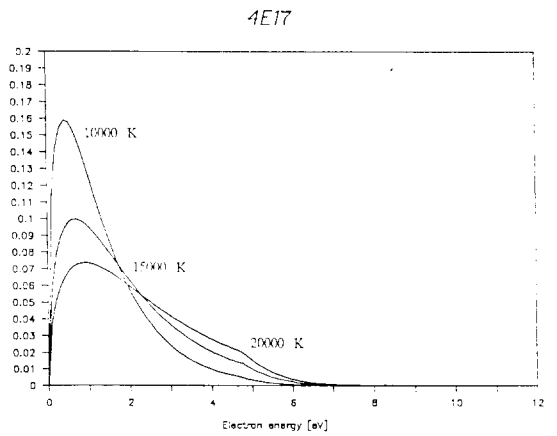


그림 5 전자 밀도 $4 \times 10^{17} [m^{-3}]$
전자 온도 1000[K], 15000[K], 20000[K]일
때의 에너지 분포함수

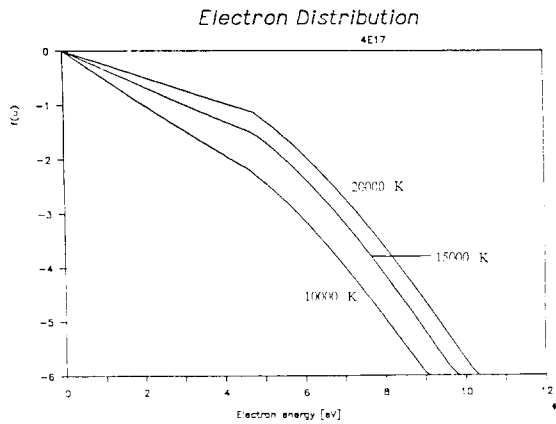


그림 4 전자 밀도 $4 \times 10^{17} [m^{-3}]$
전자 온도 10000[K], 15000[K], 20000[K]
일때의 에너지 분포

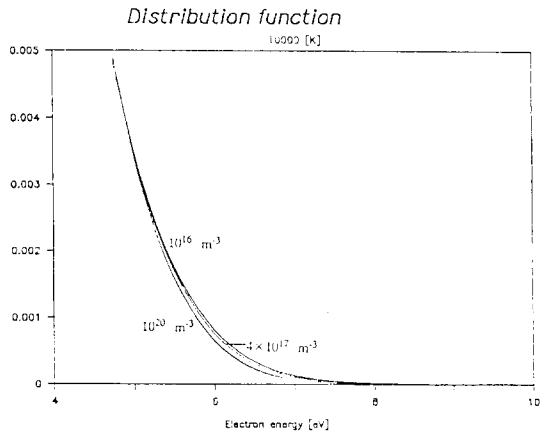


그림 6 전자 온도 10000[K]일때 꼬리부분에서의
에너지 분포함수

전자 온도 T_e 와 전자 밀도 n_e , 수은의 관벽온도 T_w 를 입력 변수로 하여 구한 전자 에너지 분포는 다음의 그림과 같다. 이때 수은의 관벽온도는 300[K]로 고정시킨 후 계산하였다. 그림 3에서 4는 전자밀도 10^{16} , 4×10^{17} 에서의 에너지 분포를 표시한다. 전자온도를 10000[K]에서 20000[K]로 변화함에 따라 전자의 확률이 증가함을 보여 주고 있다.

그림 5는 전자밀도가 4×10^{17} 일 경우 온도를 변화시켰을 때의 전자 에너지 분포함수를 표시한 것이

다. 그림 6에서 7은 에너지 분포로부터 구한 분포함수를 온도를 일정하게 하여 꼬리부분에서의 분포를 나타낸 것이다. 전자온도의 증가에 따라 전자의 확률은 증가하게 되며 전자밀도가 증가함에 따라 전자의 확률은 감소하는 것을 알 수 있다.

그림 8은 전자밀도 $3.6 \times 10^{18} [m^{-3}]$, 수은의 포화 증기압 밀도 $3.6 \times 10^{21} [m^{-3}]$ 이며 평균에너지가 1[eV]일때의 에너지 분포이다. 직선은 맥스웰분포¹²⁾를 나타내며 초기 에너지 영역에서 경사가 심한 것은 Rockwood논문¹²⁾의 계산치이고 본 논문의

저압 수은 방전에서의 근사화한 충돌 단면적을 사용한 전자 에너지 분포함수 해석

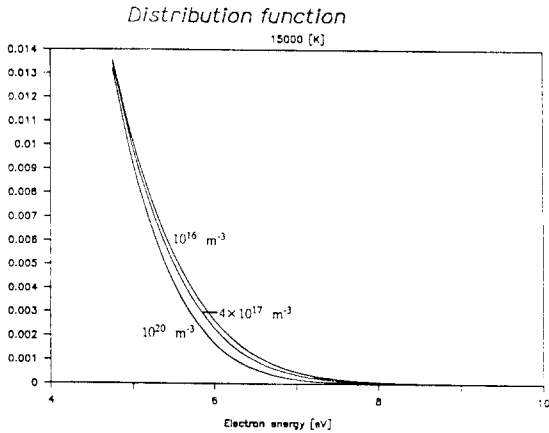


그림 7 전자 온도 15000[K]일때 꼬리부분에서의 에너지 분포함수

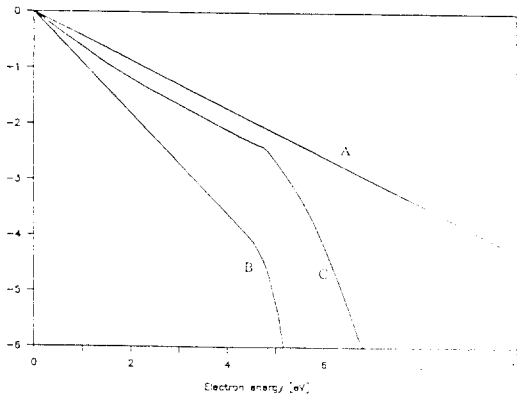


그림 8 전자 밀도 3.6×10^{18} 일때의 맥스웰분포, Rockwood의 계산치와 본 논문의 계산치
A : 맥스웰분포
B : Rockwood의 계산치
C : 본 논문의 계산치

계산치와는 초기 에너지 부근에서 큰 차이를 보이고 있으나 꼬리 부분의 경사는 거의 일치함을 보여주고 있다.

5. 결 론

방전등은 여러가지 방전변수 사이의 비선형적인 관계에 의해서 그 해석이 복잡해지므로 대체로 실험적인 방법이나 수치해석적인 방법에 의해 방전의 전기적, 물리적 특성을 해석하고 있다.

본 논문에서는 해석적인 방법에 의거한 방전등의

모델링을 위하여 방전등의 해석을 간편히 하였으며, 이를 위해 방전등의 전기적, 물리적 특성 변화를 방전변수 사이의 수식적 관계로써 표현하는 방식을 사용하였다. 구성된 방정식에서 사용되는 변수를 에너지만의 함수로 표현하여 해석적인 해를 구하였다. 또한 근사화한 충돌단면적을 사용함으로써 식을 간략화하여 보다 간편하고 광범위하게 사용할 수 있는 분포함수를 구하는 방법을 제안하였다.

앞으로의 과제는 벌크부분에서 비탄성 충돌항을 고려하는 문제와 충돌단면적을 보다 정확한 에너지의 함수로 표현하여 보다 정확한 전자 에너지 분포함수를 계산하는 것이다.

참고 문헌

- 1) Vriens, L., "Two and three electron group models for low pressure gas discharges," J. Appl. Phys., Vol. 49, 1978, p.3807.
- 2) Saclee, H. T., "Electron energy distributions in mercury discharge positive column," J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 15, 1982, p.873.
- 3) Vlcek, J. and Pelikan, V., "Electron energy distribution in the collisional radiative model of an argon plasma," J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 18, 1985, p.347.
- 4) Rockwood, S. D., "Elastic and inelastic cross sections for electron-Hg scattering from Hg transport Data," Phys. Rev. A. Vol. 8, 1973, p. 2348.
- 5) Nakamura, Y. and Lucas, J., "Electron drift velocity and momentum cross section in mercury, sodium and thallium vapours : II. Theoretical," J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 11, 1978, p.337.
- 6) 여 인선, 입자 및 에너지 평형식을 사용한 저압 수은-아르곤 방전의 해석적 모델, 박사학위논문, 서울대, 1989.
- 7) Golubovskii, Yu. B., Kagan, Yu. M. and Lyaguschenko, K. I., "Distribution of energy and mobility of electrons in gases and semiconductors," Soviet Phys. JETP Vol. 30, 1970, p. 1204.
- 8) Holstein, T., "Energy distribution of electrons

- in high frequency gas discharges,"* Phys. Rev. Vol. 70, 1946, p.367.
- 9) Margenau, H., "Conduction and dispersion of ionized gases at high frequencies," Phys. Rev. Vol. 69, 1946, p.508.
- 10) Cherrington, B.E., *Gaseous electronics and gas lasers*, Pergamon press, 1979.
- 11) Massey, H.S. W., Macdaniei, E.W. and Bederson, B., *Applied atomic collision physics*, Vol. 5, 1982.
- 12) Rockwood, D. S., "Effect of electron-electron and ion-electron collisions in Hg, CO₂/N₂/He, and Co/N₂ discharges." J. Appl. Phys., Vol. 45, 1974, p.5229.
- 13) Verweij, W., *Probe measurements and determination of electron mobility in the positive column of low-pressure mercury-argon discharges*, Philips Res. Rep. Suppl. 2, 1961.
- 14) Waymouth, J. F., *Electric Discharge Lamps*, MIT Press, 1971.
- 15) Judd O., "Electron-collisional excited-state kinetics in argon and mercury electrical discharges," J. Appl. Phys., Vol. 47, 1976, p.5297.