

# 電力設備用 Polyethylene Film의 熱刺戟 表面 電位法에 의한 空間電荷 測定에 관한 研究

The Study on the Measurement of Space Charge of Polyethylene Film for use in Power Equipment by TSSP Method.

鞠 相 勳\*·李 炘 燮\*\*  
(Sang-Hoon Kook · Kyung-Sup Lee)

## 요 약

絶緣破壞의 원인이 되는 絶緣體중의 空間電荷의 여러 특성을 定量的으로 측정하였다. 電極에서의 注入電荷가 트랩되어 주로 空間電荷를 형성하는 것을 확인하였다. TSSP 측정법으로 컬렉팅 電位를 결정하고 바이어스의 시간, 전압, 온도에 따른 空間電荷 變化量을 측정하여 空間的 分布의 平均 깊이를 조사하였다. 그리고 正常狀態에 있어서 모델 解析과 실험 결과의 비교적 잘 일치함을 발견하였다.

## Abstract

Many Characteristics of space charge in insulating materials which is the cause of insulation breakdown were measured quantitatively.

It was confirmed that injection charge of the electrode was trapped to form mainly space charge.

In the present paper, collecting potential was determined by TSSP and mean depths of space distribution were investigated by measuring variation quantity of space charge under the different bias time, voltage and temperature.

Experimental results were in good agreement with model analysis on a steady state.

## 1. 序 論

최근 전력 수요 증가에 수반하여 送電 케이

\*正會員：朝鮮大學校 電氣工學科 教授·工博

\*\*正會員：東新大學 電氣工學科 助教授

블의 高電壓化 또는 絶緣體 薄膜의 電子素子에 대한 응용 등이 활발하여 짐에 따라 絶緣體 중의 空間電荷의 문제가 중요하다.

각종 液體絶緣物 특히 變壓機用 絶緣油의 絶緣破壞現象에 관하여 오래 전부터 많은 것이 연구 보고되어 왔는데 그 이유는 액체는 밀도가 고체와 기체와의 중간에 존재한다는 관점에서 뿐만 아니라 液體誘電體의 絶緣破壞機構에 관한 연구가 학문적으로 흥미있는 과제이고 그 연구성과는 공업적으로도 이용가치가 크기 때문이라고 하겠다. 그러나 현재 액체의 絶緣破壞機構를 설명하기 위하여 간단하게 模型化한 몇 가지 이론이提倡되고 있기는 하지만 아직도 통일된 이론이 확립되어 있지 않다.

1934년 Nikuradse<sup>7)</sup>가 액체의 絶緣破壞機構의 이론을 처음으로 연구하였는데 그 이론은 定性的이기는 하지만 액체의 絶緣破壞過程과 유사한 破壞機構를 提唱한 것이다. 즉 陰極에서 방출된 전자가 액체중의 中性分子와 충돌하면 전리작용을 일으켜 電子增幅作用을 되풀이 하면서 陽極을 향하여 진행되어 가는 것 즉, 전자사태현상에 의하여 파괴로 진전되는 것이라고 고찰하였다.

기체에서 Townsend의  $\alpha$ 작용과 동일한 전자증식과정에 대한 Nikuradse의 생각은 1956년 Sharobaugh 등, 1957년 Adamczewski 에 의하여 수정되어 液體誘電體의 破壞機構는 기본적으로는 상술한 전자사태로부터 파괴로 진전된다는 생각은 변함이 없지만 기체보다는 오히려 고체의 絶緣破壞機構에 준한다는 것이다. 즉 1937년 Hippel<sup>8)</sup>이 제안한 이온결정의 絶緣破壞機構와 동일한 전리과정이 액체의 파괴에서도 일어난다는 생각을 하게 되었다.

또 기포에 의한 破壞機構에 대하여는 1962년에 Watson과 Sharbaugh, 1964년에 Gorton과 Krasucki, 1965년에 Kao, 1966년에 Krasucki 및 1973년 Thomas 등에 의해서도 提唱되었다.

Thomas는 Krasucki가 표시한 空洞에 의하여 개시한다는 생각을 더욱 확장시켰다. 그의 관찰결과에서 가장 중요한 것은 발생한 空洞이

커지지 않고 파괴를 일으켰다는 사실이다.

그는 파괴는 空洞에 의해서 개시되지만 全路破壞에 이르려면 그 空洞이 진전하는 것이 아니고 다른 과정의 공통과 액체의 계면에 있어서는 충돌 및 전리와 같은 기구가 필요한 것이라고 생각하여 Krasucki의 식을 확장시켰다. 또한 陰極電界를 고려하여 불순물의 영향을 전혀 무시하였는데도 불구하고 이 이론에서 나타난 破壞電界強度의 압력, 온도 및 전극간 거리에 대한 의존성은 Thomas 이전의 실험결과와 일치하였다.

이상에서 고찰한 바와 같이 액체의 絶緣破壞에 관한 연구는 여러 학자들에 의해서 이루어졌고 絶緣破壞時에는 기포가 발생한다고 알려져 왔는데 絶緣破壞와 발생하는 기포의 시간적인 전후관계는 명확치 않고 또한 액체의 絶緣破壞에 미치는 封入氣體의 영향에 관해서는 아직도 검토단계에 있는 실정이다.

따라서 본 연구에서는 試料로 高分子 絶緣材料가 현재 많이 이용되고 있는 고분자 재료인 폴리에틸렌을 이용하여 그 空間電荷의 여러 특성을 定量的으로 측정하였다. 폴리에틸렌에 電界를 인가할때 전극에서 전자가 주입되면 그것이 트랩되어 空間電荷를 형성하는 것이 확인되었다.<sup>9)~11)</sup>

또 電壓·電流 특성에서 얻어지는 空間電荷制限電流(Space Charge Limitation Current, SCLC) 특성은 Trap의 상태에 의하여 강하게 영향받는 것이 이론적으로 보고 되었다.<sup>10)</sup> 실제로 근사한 값이 관측되는 점에서도 납득이 간다.

空間電荷를 형성하는 荷電粒子로서는 쌍극자나 이온 등도 생각되지만 폴리에틸렌에서는 특히 Trap 電子가 중요하다. 空間電荷에 대한 유익한 정보는 흡수전류를 측정하는 방법이 있었으나<sup>9)~10)</sup> 폴리에틸렌 등과 같이 주입전자를 대상으로 하며 누설전류가 있는 재료는 명확하지 않은 점이 남아 있고 定性的으로는 어떨지 모르지만 定量的 解析으로는 좋은 방법이 아니라고 생각된다. 현재는 여러가지 현상이 混在하고 있어도 정보를 따로따로 얻을 수 있는 熱刺戟法을 이용하고 있다. 이것은 閉回路로 전

류를 측정하는 熱刺戟電流(TSC)測定法과 閉回路로 表面電位를 측정하는 熱刺戟 表面電位 測定法이 있으나 본 연구에서는 Trap 전자에 의한 空間電荷에 비중을 두어 熱刺戟 表面電位 測定法으로 연구하였고 다음 3가지로 고찰된다.

첫째는 트랩電子에 의한 空間電荷를 구하는데 TSSP 측정법으로 특성 컬렉팅 電位를 결정하고 바이어스 시간, 바이어스 전압, 바이어스 온도를 parameter로 해서 空間電荷量 變化를 측정하여 空間的 分布의 平均 깊이를 구하였다.

둘째는 TSSP 측정으로 얻어진 결과와 비교하기 위하여 吸收電流를 測定하는 부분이다. TSSP 측정에서는 트랩에서 電子가 해방될 때의 측정이고 吸收電流 測定에서는 반대로 電子를 注入하는 경우의 측정이며 兩者의 결과가 대체적으로 잘 일치하였다.

세째는 正常狀態에서 空間電荷 制限電流를 기초로 하여 다소 변형된 모델 解析을 하여 실험결과와 비교한 부분인데 실험결과에 어느 정도 유효한 것을 인정할 수 있었다.

## 2. 理 論

### 2.1. 熱刺戟 表面電位와 트랩전자

TSSP 측정과정은 熱刺戟에 의하여 트랩에서 해방되어 電極에 도달할 때까지의 과정과 電界에 의해서 드리프트 이동 과정의 연속인데 과정의 지배적 현상에 따라 Velocity 과정이 달라진다. 즉 熱勵起 Velocity과 드리프트 Velocity으로 나누어진다.

#### 2.1.1. 드리프트 Velocity 및 熱勵起 Velocity와 TSSP表示式<sup>9)~11)</sup>

그림1에서 각 電位를  $V(0, t)$ ,  $V(X^*, t)$ ,  $V(d, t)$ 라 하면  $X=0$ 과  $X=X^*$ 의 電位差  $V'$ 는

$$V' = \int_0^{X^*} \int_0^t \mu E (\rho_t / \epsilon) dx dt + C' \dots\dots\dots(1)$$

$\rho_t$ : 자유전하,  $\mu$ : 이동도,  $\epsilon$ : 유전율,  $C'$ : 초

기값

準熱平衡 狀態를 가정하면,

$$\rho_t = \rho_i(\tau/\tau_t) = \rho_i(\tau/\tau_0) \exp(-H/kT)$$

$\rho_t$ : trap 전하밀도,  $\tau$ : 자유전하 완화시간,  $\tau_t$ : 트랩 완화시간,  $\tau_0$ : 열여기 주파수,  $H$ : 활성화 에너지

Poisson 전계가 트랩 電荷로 형성 된다면  $dE/dx = \rho_t / \epsilon$ 이다.

따라서

$$V' = -\mu(\tau/2\tau_0) \int_0^{X^*} E^2(\rho_t / \epsilon) \exp(-H/kT) dt + C' \dots\dots\dots(2)$$

또  $X=X^*$ 와  $X=d$ 점의 전위차  $V''$ 는

$$V'' = -\mu(\tau/2\tau_0) \int_{X^*}^d E^2(\rho_t / \epsilon) \exp(-H/kT) dt + C'' \dots\dots\dots(3)$$

$C''$ : 초기값

따라서  $x=0$ 와  $x=d$ 의 전위차  $V_{(t)}$ 는

$$V = V'' - V' = \mu(\tau/2\tau_0) \int_0^{X^*} \exp(-H/kT) [E^2(\rho_t / \epsilon) - E^2(\rho_t / \epsilon)] dt + C \dots\dots\dots(4)$$

$C$ : 초기값

그림1에서  $X=0$ ,  $X=X^*$  때에는

$$-dv'/dt = \int_0^{X^*} (x\rho_t(x)/\epsilon)(1/\tau_t) dx = V'/\tau_t \dots\dots\dots(5)$$

또  $X=X^*$ ,  $X=d$  間에는

$$-dv''/dt = \int_{X^*}^d [(d-x)\rho_t(x)/\epsilon](1/\tau_t) dx = V''/\tau_t$$

$$V_s = V' + V'' \text{ 이므로 } -dV_s/dt = V_s/\tau_t$$

$$\text{따라서 } V_s = V_c \cdot \exp[-\int_0^t (dt/\tau_t)] \dots\dots\dots(6)$$

$V_c$ : 컬렉팅 전위(초기 전위)

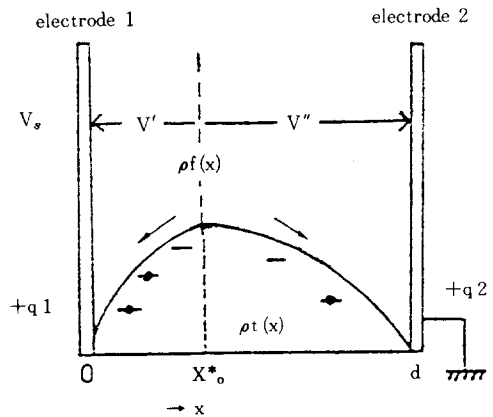


그림 1. drift Velocity 電位 分布  
Fig. 1. Distribution of drift running electric potential

따라서 熱勵起 Velocity 過程의 경우  $V_c=0$  이다. 일때  $V_{s(t)}=0$ 으로 된다.

2.1.2. TSSP와 空間電荷

電極間에 電子를 注入시키면 試料內 전위는 그림2에서 (a)와 같이 되며 전극 1, 2에는 陽電荷가 유기되어 시료 내부에 Zero field plane  $X^*$ 가 생기고 컬렉팅 전압  $V_c$ 를 인가하면  $q_c = \pm \epsilon V_c/d$ 가 가산되어 각각의 電極面 전하가 된다. 또 負 컬렉팅 전압  $V_{c1}$ 을 가하면 試料內 전위는 그림2에는 (b)와 같이 Zero field plane  $X^*$ 가 있는 상태로 되며 Zero field plane을 境界로 하여 兩電極까지 이동되어 電極電荷와 中和된다. 특성 컬렉팅 전위  $V_{cs}$ 를 가하면 試料內 전위는 그림2에서 (c)와 같이 Zero field plane은 전극1에 있는 상태로 되며 試料內 트랩전하에서 나오는 電氣力線은 모두 전극2에 그친다.<sup>9)</sup> 이때  $V_{cs}$ 는

$$V_{cs} = \int_0^d [\rho_1(X)/\epsilon](d-x)dx \dots\dots\dots(7)$$

로 된다.

마찬가지로 전극2에  $V'_{cs}$ 를 가하면

$$V'_{cs} = \int_0^d [\rho_2(X)/\epsilon] x dx \dots\dots\dots(8)$$

트랩전하 총량  $Q_T$ 는

$$Q_T = (\epsilon/d)(V_{cs} + V'_{cs}) \dots\dots\dots(9)$$

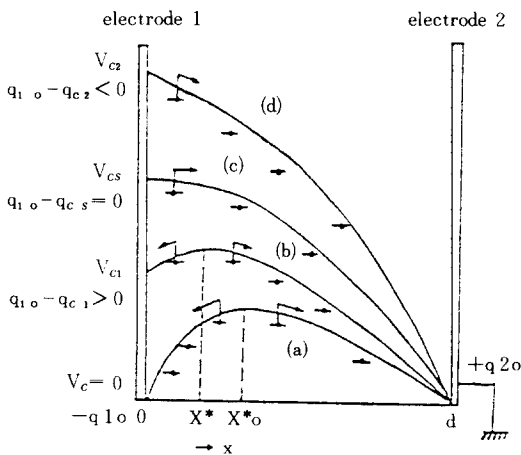


그림 2.  $V_c$ 에 의한 電極電荷와 그 電位圖

Fig. 2. Electrode charge and potential diagram by  $V_c$

2. 2. 吸收電流와 吸收電荷量<sup>9)</sup>

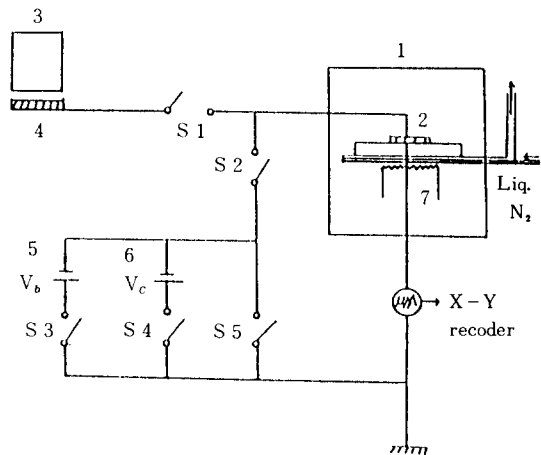
吸收電流는 空間電荷의 蓄積이므로 試料內 平均電界를 近似化하여  $E=V/d$ 라고 하면,

$$I_a dt = (E/V) \int_0^d \rho_{(x)} X dx = (E/V) [\int_0^d \rho_{(x)} X dx] / [\int_0^d \rho_{(x)} dx] \cdot Q_T = (X/d) Q_T \dots\dots\dots(10)$$

로 된다. 이 관계는 TSSP 측정에서 對向側 電極의 特性컬렉팅 電位  $V'_{cs}$ 에 대응된다.

3. 試料 및 測定方法

試料는 실험용으로 구입한 완제품인 低密度 폴리에틸렌(DFD 6005)  $40\mu m$ (試料A)와  $25\mu m$ (試料B)를 사용하여 양면에 알루미늄을 증착시켜 전극으로 했으며 上·下 전극면적은  $2.0cm^2$ 와  $6.28cm^2$ 로 하였다. TSSP 흡수전류는  $10^{-4}$  torr의 Bell Jar내에서 측정하였으며 溫度制御는 히터와 액체질소를 사용하였고 온도측정은 銅-constantan 熱電對로 하였다.



- 1. Bell Jar
- 2. Sample
- 3. Potential meter head
- 4. Al plate
- 5. Bias power source
- 6. Collecting power source
- 7. Heater

그림 3. 測定回路圖

Fig. 3. Circuit diagram of measurement

## 4. 實驗結果 및 考察

### 4. 1. TSSP 측정결과

그림4는 TSSP의 減衰現象인데 A곡선은 電極面電荷 減衰特性이며 B곡선은 注入電荷 減衰特性인데 온도상으로는 같은 곳에서 감쇠하지만 곡선형상은 다르다. 즉 減衰機構는 다르다.

그림2에서  $V_c=0$ 일 때에는 兩電極에 陽電荷가 유기되어 시료중에 Zero field plane  $X^*$ 가 생기고  $V_c$ 를 인가하면  $q = \pm \epsilon V_c/d$ 와 전하  $q_{10}$ ,  $q_{20}$ 와의 합이 電極面電荷로 된다.

또 전극1에 負電位를 인가한 때에도 전극1의 전하는  $q_{10} - q_{c1} > 0$ 로 되어 試料중에 Zero field plane  $X^*$ 가 생긴다. 注入電荷가 電界에 따라 이동한다면 昇溫할 때  $X^*$ 를 경계로 전하는 兩電極에 이동하여 전극전하와 中和, 消滅되며 昇溫 過程에서  $X^*$ 의 위치는 변하지 않는다. 이와 같은 상태는 電極電荷가 0으로 되는  $V_c = V_{cs}$ 까지 계속되어  $V_c = V_{cs}$ 에서는  $q_{10} - q_{cs} = 0$ 로 되며 전극1이 Zero field plane이 되어 전하는 전극2측으로 이동한다.  $V_c > V_{cs}$ 의 전위  $V_{c2}$ 는 전극전하가  $q_{10} - q_{c2} < 0$ 로 되어 昇溫중 전극면에서 負電荷의 注入이 된다. 결국 空間電荷의 減衰에 더하여져 電極面 電荷의 감쇠가 되어 表面電位  $V_s$ 를 감소하게 한다.

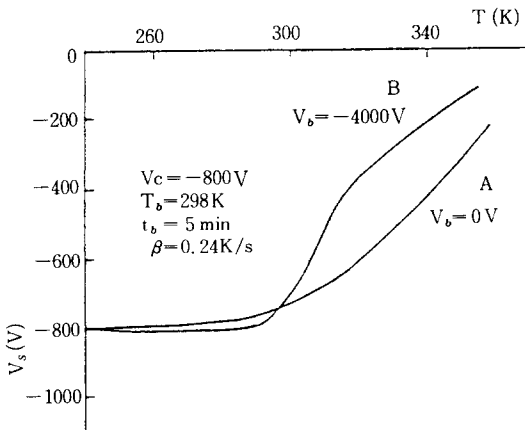


그림 4. 폴리에틸렌의 TSSP  
Fig. 4. TSSP of polyethylene

이와같이  $V_c \geq V_{cs}$ 에 따라  $V_s$ 의 變化機構가 달라지므로  $V_c$ 를 parameter로 하여  $V_s$  특성을 구하면  $V_c = V_{cs}$ 를 경계로  $V_s$  減衰特性은 달라지며 특성컬렉팅 전위  $V_{cs}$ 를 알 수 있다. 즉 空間電荷量  $Q_T$ 를 구할 수 있다. 그림5는  $V_s$  특성인데  $V_c$ 가 커지면  $V_s$  간격이 적어진다. 각 곡선의 表面電位  $V_s$ 와  $V_c$  특성이 그림6인데 거의 같은  $V_c$ 에서 편기하는 직선이 된다. 이것이 특성 컬렉팅 전위  $V_{cs}$ 이다.

$V_s - V_c$  특성이 직선이 되는 것은 폴리에틸렌은 熱勵起 Velocity에 따르므로  $V_c < V_{cs}$ 일 때에는  $V_s = V_c \exp\left[\left(-1/\beta\right) \int_{T_0}^T (dT/\tau(T))\right]$ 로 되기 때문이다. 또 電極面電荷가 緩和時間  $\tau'$ 로 減衰한다면  $V_c > V_{cs}$ 일 때에는

$$V_s = V_c \cdot \exp\left[\left(-1/\beta\right) \int_{T_0}^T (dT/\tau'(T))\right] + V_{cs}$$

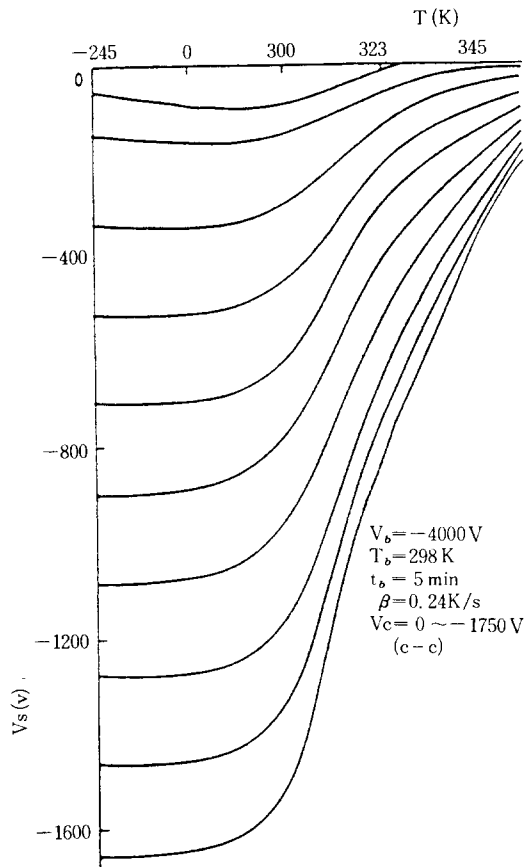


그림 5.  $V_c$ 에 의한 TSSP 특성  
Fig. 5. Characteristics of TSSP by  $V_c$

$\{\exp[(-1/\beta) \int_{T_0}^T (dT/\tau(T))] - \exp[(-1/\beta) \int_{T_0}^T (dT/\tau'(T))]\} \dots \dots \dots (11)$   
 로 되어 직선관계가 되고 그 기울기가 다르다.

4. 2.  $V_{cs} - t_b, V_b, T_b$  특성

특성 컬렉팅 전위  $V_{cs}$ 와 바이어스 시간  $t_b$  특성과 平均注入距離  $\bar{X}$ 를 그림7에 표시하였다. 이 결과에서  $Q_T$ 와 平均注入距離  $\bar{X}$ 를 구할 수

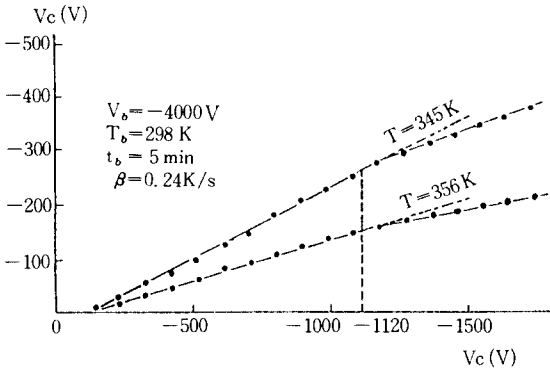


그림 6. Vs-Vc 특성  
 Fig. 6. Characteristics of Vs-Vc

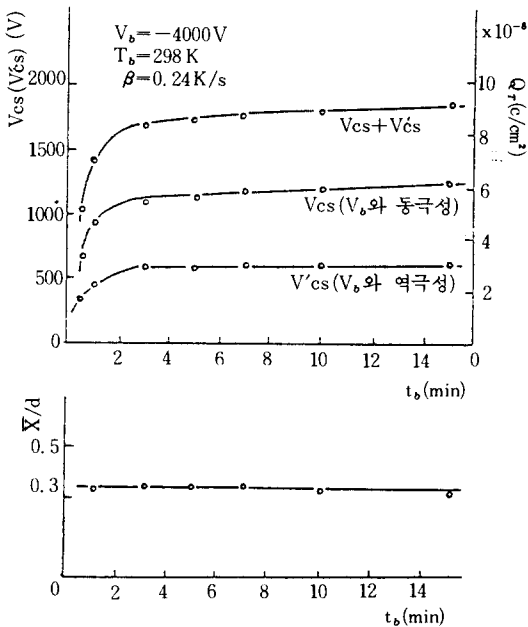
있다.

$Q_T$ 가 試料A에서는 5분 정도에서 飽和되며 試料B는 1분 정도에서 포화되어 빨리 포화되는 경향이 있다.

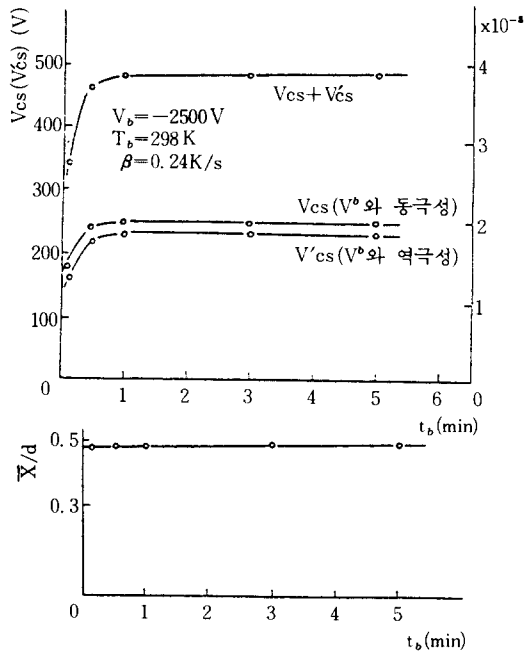
또 전하주입이 거의 정상상태라고 생각되어 지는 바이어스 시간  $t_b=15$ 분에서  $Q_T=9.10 \times 10^{-8}(C), 3.82 \times 10^{-8}(C)$ 으로 前者가 2.4배나 된다. 平均注入距離는  $\bar{X} \approx 1/3, \bar{X}/d \approx 1/2$ 로 시간적 變化가 없다.  $\bar{X}$ 가  $t_b$ 에 의존하지 않는 것은 電荷注入方法, 試料내 전하주입되는 과정에서 공간적으로 거의 같은 율로 trap되어 가는 것이라고 생각된다. 그림8(a)는  $V_{cs} - V_b$  특성인데 試料A는  $V_b$ 에 따라  $V_{cs}$ 가 커진다. 즉  $Q_T$ 도 커지며  $\bar{X}$ 는 注入電極에 접근하는데 그림8(b)의 試料B는  $\bar{X}$ 가  $V_b$ 에 영향을 받지 않는다.

이와 같은 것으로 보아 試料의 두께에 따라  $V_b$  依存性이 달라지는 것을 알 수 있는데 폴리 에틸렌은 鎖狀高分子이므로 두께에 의한 構造 變化의 원인이라 생각된다.

絶緣破壞의 관점에서 고찰할 때 空間電荷에

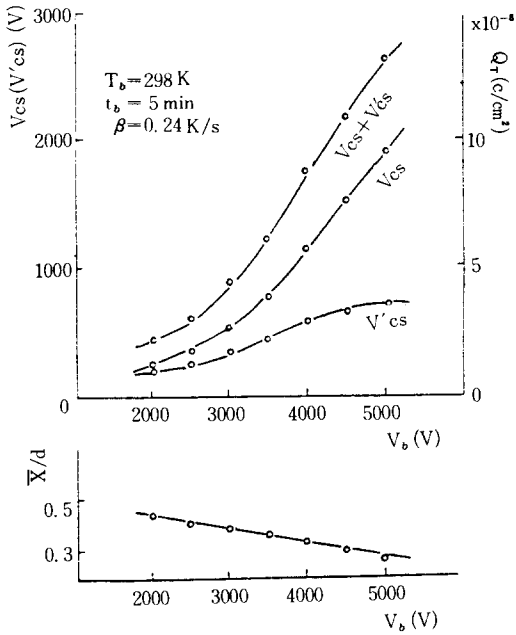


(a) 試料 A (sample A)

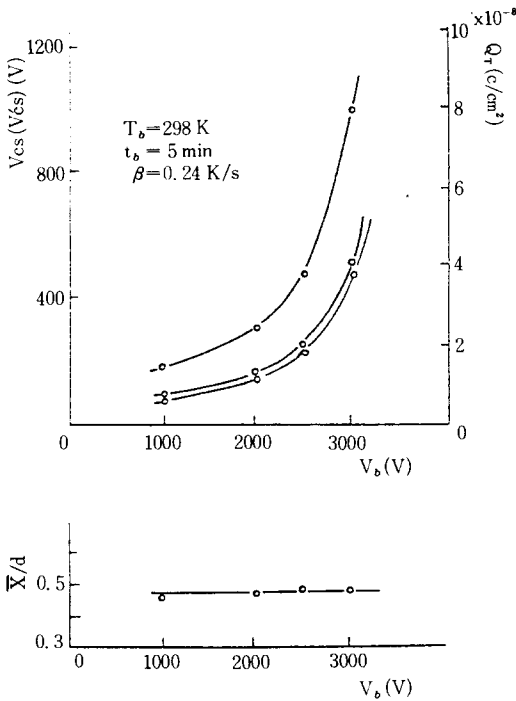


(b) 試料 B (sample B)

그림 7.  $V_{cs}(V'cs) - t_b$   
 Fig. 7. Characteristics of  $V_{cs}(V'cs) - t_b$



(a) 試料 A (sample A)



(b) 試料 B (sample B)

그림 8.  $V_{cs}(V'_{cs})-V_b$  특성  
Fig. 8. Characteristics of  $V_{cs}(V'_{cs})-V_b$

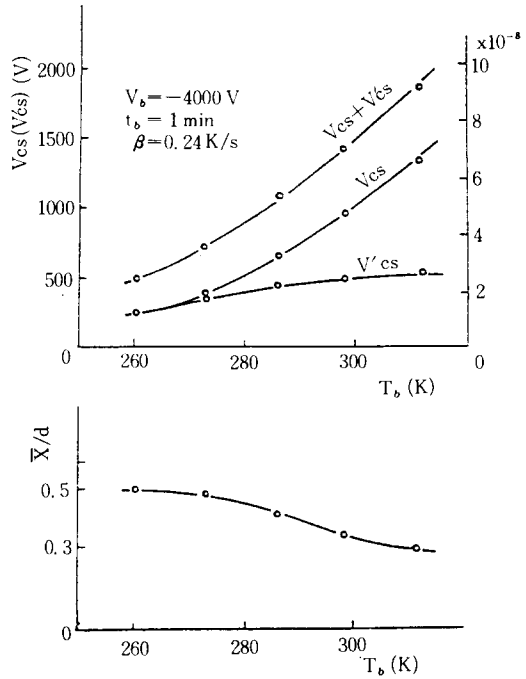


그림 9.  $V_{cs}(V'_{cs})-T_b$  특성 (試料 A)

Fig. 9. Characteristic of  $V_{cs}(V'_{cs})-T_b$  (sample A)

의한 電極界面의 電界緩和는 試料A의 경우  $V_b = -5000$ (V)인 때  $C_{vs}$ 는 약 2000(v)이므로 注入電極에서 약 2/5의 電界緩和가 된다고 생각된다.

그림9는  $V_{cs}-T_b$  특성인데 온도가 높아짐에 따라  $Q_T$ 가 커지며 그 분포는 注入電極側에 치우쳐 가는 것을 알 수 있다.  $Q_T$ 가 전극에서 주입전류에 비례한다면 schottky형의 전류  $\exp(-H/T)$ 의 溫度依存性을 갖게되며 溫度依存性이 없는 tunneling에 의한 電子注入은 아니라고 생각된다. 또  $X$ 가 고온이 될수록 注入電極側에 치우치는 것은 高分子 운동이 심하게 되어 트랩되기 쉬워지기 때문이라고 생각된다.

#### 4. 3. 吸收電流와 TSSP의 $t_b, V_b$ 특성

吸收電流 측정으로 구한 空間電荷量과 TSSP에서 구한 空間電荷量의  $t_b$  특성곡선을 그림10에 표시한다.

試料A는 두 측정곡선 형태가 비교적 近似하지만 試料B는 5분값에서 약 30% 정도 차이가 있으며 형태도 다르다. 주입전극측에서는 전계가 평균전계보다 완화되며 對向電極에서는 증가되므로 그 효과는 인가전압이 클수록 증가하는데 試料A는 4,000(V)이고 試料B는 2,500(V)이므로 試料A가 완화가 크기 때문이라고 생각된다. 즉 TSSP 측정의 것은 빨리 포화되는데 트랩전자가 熱刺戟으로 트랩에서 해방될때 측정된 것이고 吸收電流 測定の 것은 서서히 포화되며 電子가 트랩에 빠져들때 측정된 것이다. 그림11은  $V_b$ 를 변화 시키면서 측정된 것인데 試料A와 試料B의 흡수전류값과 TSSP값이 비교적 近似함을 알 수 있다.

## 5. 檢 討

### 5. 1. 正常狀態의 간단한 모델 解析

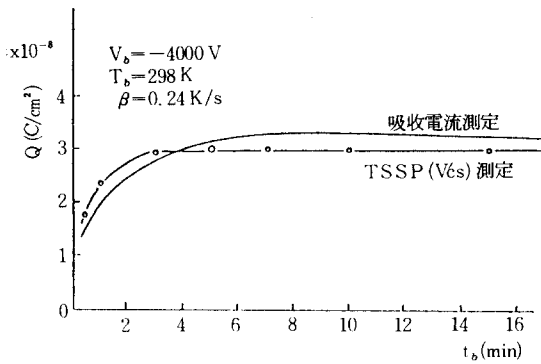
폴리에틸렌의 高電界 電氣傳導는 吸收電流 測定結果를 보면 空間電荷制限電流가 지배적인 것을 알 수가 있으며 간단한 모델 解析을 하여 본다. 일반적으로 시료에 직류전압  $V$ 를 인가했을 때 흐르는 전류는

$$i(t) = en_f(x) \mu E_{(x, t)} + \epsilon [\partial E_{(x, t)} / \partial t] \dots\dots(12)$$

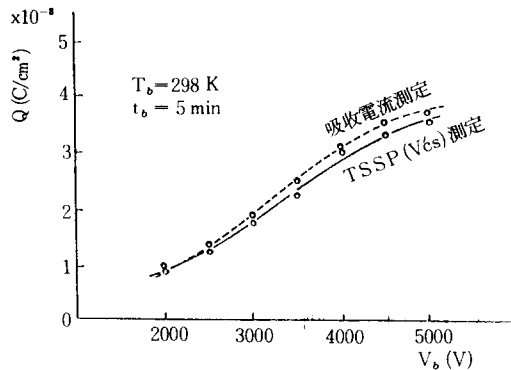
로 된다.

$n_f(x)$ : 자유전자밀도,  $\mu$ : 이동도(일정하다고 가정)

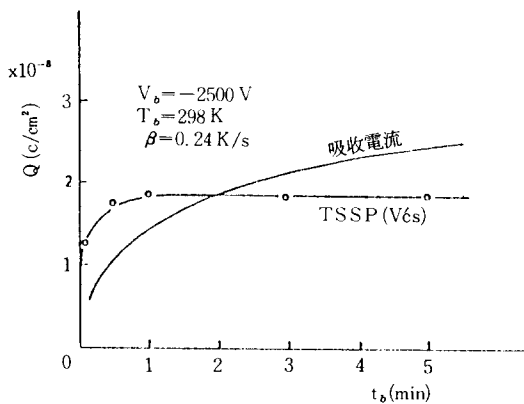
그런데 正常狀態에서 準 熱平衡 狀態가 성립한다고 가정하면



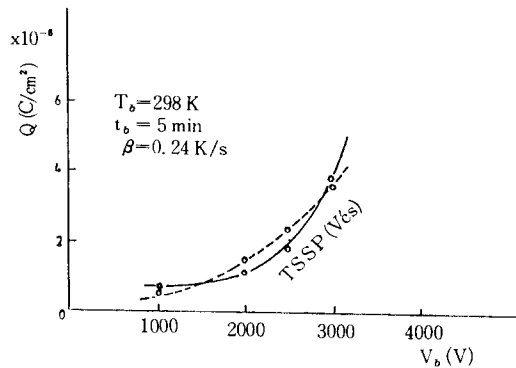
(a) 試料 A (sample A)



(a) 試料 A (sample A)



(b) 試料 B (sample B)



(b) 試料 B (sample B)

그림 10.  $Q-t_b$  특성

Fig. 10. Characteristics of  $Q-t_b$ .

그림 11.  $Q-V_b$  특성

Fig. 11. Characteristic of  $Q-V_b$ .



$$\partial E_{(x, y)}/\partial t = 0 \dots\dots\dots(13)$$

$$n_t(x)/n_{t(x)} = \theta = \tau/\tau_t$$

$n_t(x)$  : 트랩 電子密度

$\tau_t$  : 트랩 電子의 緩和時間

따라서 식(12)는

$$i = e\mu\theta n_t(x) E_{(x)} \dots\dots\dots(14)$$

Poisson 전계가 트랩전자에 의해서 형성된다면 식(14)는 다음과 같이 변환된다.

$$i = aE_{(x)}[dE_{(x)}/dx] \dots\dots\dots(15)$$

$$a = e\mu\theta$$

식(15)는 變數分離型的 微分方程式이고 境界條件  $X=0$ 에서  $E_{(x)}=E_0$ ,  $X=d$ 에서  $E_{(x)}=E_d$ 를 대입하면,

$$i = (a/2d)(Ed^2 - E_0^2) \text{ 이고}$$

$$\alpha id = Ed^2 - E_0^2 \dots\dots\dots(16)$$

로 된다. 단  $a = 2/\epsilon\mu\theta$ 로 온도 상수이다.

식(16)에서 兩電極 電界  $E_0$ ,  $E_d$ 가 결정되면 전류  $i$ 가 결정된다. 일반적으로 空間電荷 制限電流解釋에서는 注入電極側의 전계는  $E_0=0$ 로 취급하지만 본실험에서는 이와같은 과정은 성립되지 않는다. 이점이 본연구의 해석의 차이이다.

$E(x)$ 와  $n_t(x)$ 는 兩電極 電界  $E_0$ ,  $E_d$ 의 함수로 표시되므로

$$E(x) = [(E_d^2 - E_0^2)(X/d) + E_0^2]^{1/2}$$

$$n_t(x) = (\epsilon/2E_d)(E_d^2 - E_0^2) / [(E_d^2 - E_0^2)(X/d) + E_0^2]^{1/2} \dots\dots\dots(17)$$

로 된다. 즉  $E(x)$ 는 위치에  $X$ 에 대해서  $X^{1/2}$ 로 되고  $n_t(x)$ 는  $1/(\sqrt{X})$ 로 된다. 또  $\bar{X}$ 는

$$X = \int_0^d X n_t(x) dx / \int_0^d n_t(x) dx = (1/3) [(E_d + 2E_0) / (E_d + E_0)] d = (1/3) [(m+2)/(m+1)] d \dots\dots\dots(18)$$

$$m = E_d/E_0$$

로 표시되어  $\bar{X}$ 는  $d/2$ 에서  $d/3$ 까지만 변화하게 된다. 또 인가전압  $V$ 는

$$V = \int_0^d E_{(x)} dx = (2/3) [(E_d^2 + E_d E_0 + E_0^2) / (E_d + E_0)] d \dots\dots\dots(19)$$

이다.

### 5. 2. $E_0$ , $E_d$ 의 $V_0$ 依存性

注入電極面 電界  $E_0$ 와 對向 電極面 電界  $E_d$

는 규격화하면

$$[E_0] = (3/2) [(m+1)/(m^2+m+1)]$$

$$[E_d] = (3/2) \{ [m(m+1)]/[m^2+m+1] \}$$

로 된다. 이 이론식을 그래프로 표시하면 그림 12의 실선과 같이 된다.

試料B는 실험값과 이론값이 일치되지만 試料A는  $[E_0]$ ,  $[E_d]$ 가 다같이 실험값이 작으며 그 값이 차이가 있다. 이것은 Poole-Frenkel 효과를 고려하면 설명 될 수 있다고 생각된다.

### 5. 3. 正常狀態에서 $\mu\tau$ 값

식(16)에서  $E_0$ ,  $E_d$  및  $i$ 를 알면  $a$ 가 계산되고  $\alpha = 2\tau_t/\epsilon\mu\tau$ 에서  $\mu\tau$ 값이 구해진다.

$$\mu\tau = 2\tau_t/\epsilon\alpha$$

$\tau_t$ 는 여러 문헌들에 의해서 100초 정도로 하였고 TSSP 측정에 의한 兩電極電界  $E_0$ ,  $E_d$ 의 吸收電流測定에 의한 15분값 漏泄電流로  $\alpha$  및  $\mu\tau$ 를 계산하면 시료A는  $V_0=2,000(V)$ 와  $5,000(V)$ 에서  $1.88$ 과  $3.23 \times 10^{-10}(cm^2/V)$ 이고, 시료B는  $V_0=1,000(V)$ 와  $3,000(V)$ 에서  $2.31$ 과  $4.63 \times 10^{-10}(cm^2/V)$ 이며, 이 값은 文獻<sup>5)</sup>에서도 타당치라고 생각되며 空間電荷가 형성된 正常狀

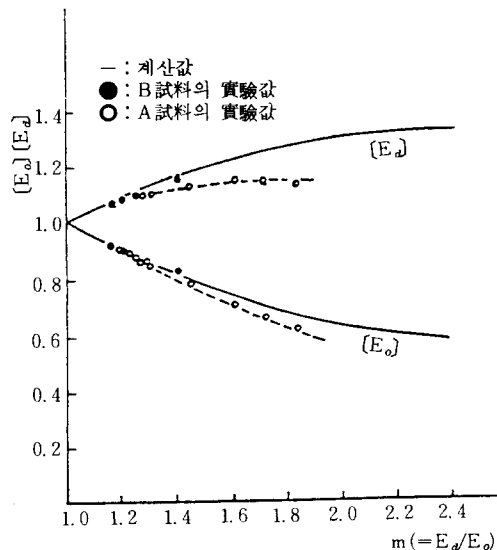


그림 12.  $E_0$ ,  $E_d$ 에 대한 실험값과 계산값  
Fig. 12. Calculation value and experiment value of  $E_0$ ,  $E_d$

態때의 平均值이고 試料A에  $V_b = 4000(V)$ 를 가했을때 電子가 트랩에서 해방되어 다음 트랩이 될 때까지 走行 平均距離는  $2 \sim 3(\mu m)$  정도인 것을 알 수 있다.

#### 5. 4. 平均 注入距離( $\bar{X}$ )와 $V_b$ 특성

正常狀態의 모델 解析에 의하면 平均 注入距離와 두께  $d$ 의 비  $\bar{X}/d$ 는  $V_b$ 에 대해서 최대로 변화해도 0.333에서 0.500까지만 변화한다. 그러나 실제 試料A는 0.270~0.444까지 변화한다.  $V_b = 4000(V)$ 일 때의 실험값과 이론값을 비교하면 실험에서는  $\bar{X}/d = 0.343$ 에서  $m = E_d/E_o = 1.610$ 인데 이론에서는  $\bar{X}/d = 0.461$ 의 값으로 실제의 電荷分布가 이론보다 注入電極側에 집중 분포되어 있는 것을 알 수 있다. 이와 같이 차이가 있는 것은 이론에서는 Poole-Frenkel 效果를 고려하지 않았기 때문이다. Poole-Frenkel 效果가 있다면 對向電極側에 가까워 질수록 電界가 강해지므로 自由電子와 트랩電子의 比率가 증가한다. 이와 같은 현상 때문에 그대로 트랩電子가 急冷으로 인하여 동결된다면 平均 注入距離는 注入電極側에 근접하는 것을 설명할 수 있다. 또 試料B는  $V_b$ 가 변화되어도 平均 注入距離는 거의 변화되지 않는데 이것은 polyethylene이 鎖狀高分子이므로 두께에 의해서 主鎖의 짜임새 혹은 主鎖와 主鎖의 結環 방법이 차이가 있어 폴리에틸렌의 특성이 변한 것이 아닌가 생각된다.

#### 5. 5. 平均 注入距離와 $t_b$ 특성

실험결과 試料 A, B의 平均 注入距離가 모두  $t_b$ 에 의존하지 않았으며 平均電界는  $10^8(V/cm)$ 이고 注入電極에서의 실거리  $\bar{X} = 13(\mu m)$ 와  $\bar{X} = 12(\mu m)$ 로 두 시료가 거의 같은 값이다.

平均 注入距離가  $t_b$ 에 의존하지 않는다는 것은 어느 장소(X)에서  $t_b$ 와 더불어 같은 率로 注入電荷量이 증가하는 것이며 전극에서 주입된 電子가 서서히 내부에 침투해 가는 것을 알 수 있다. 이 사실은  $\mu\tau$ 값이 正常狀態에서의 값이고 空間電荷가 확립되어 있지 않는 非正常狀態에서는  $\mu\tau$  값이 달라지는 것은 충분히 알 수

있다.

## 6. 結 論

低密度 폴리에틸렌 필름을 사용하여 熱刺戟 表面電位를 측정하여 트랩電荷가 형성되는 空間電荷量을 구하는 방법을 고찰하였다. 바이어스 시간특성, 전압특성, 온도특성을 조사하여 얻은 결과의 妥當性을 확인하기 위하여 吸收電流를 측정하였다. 그결과 TSSP 측정법의 眞偽性을 확인하였고 본 연구에서 얻어진 결과를 다음과 같이 요약하였다.

(1) TSSP 측정에 의해서 電極界面의 電界  $E_o$ ,  $E_d$ 를 알 수 있었다.

(2) TSC 측정으로 空間電荷量을 구할 수 있었지만 漏泄電流가 커지면 측정이 불가능하였다. 그러나 TSSP 측정에서는 그렇지 않았다.

(3) 平均 注入距離는 바이어스 시간에 의존되지 않으며 바이어스 시간이 커질수록 空間電荷量도 증가하는데 그 分布는 注入距離側에 치우쳐 갔다.

(4) 空間電荷量은 바이어스 溫度에 강하게 의존하였다.

(5) 吸收電流 測定에 의해서도 對向電極面 電界를 近似的으로 구할 수 있었다.

## 參 考 文 獻

- 1) Nikuradse A., "Das Flussige Dielektrikum." p.83 (1934)
- 2) Hippel A. Von. J. Appl. Phys. Vol. 8 p.815 (1937)
- 3) R. E. collins, Rev. sci., Instrum, 48, 83 (1977)
- 4) S. Nakamura, G. Sawa and M. Ieda, "Electrical conduction of Nylon6 at High temperature", Ja. J. Appl. Phys., 20, 47 (1981)
- 5) G. M. Seeeler, T. E. West & D. A. Berkley, Phys. Rev. Lett., 38, 368 (1977)
- 6) 山下日野: "イオン空間電荷分極による熱

- 刺戟電流”(日)電氣學會誌, 97-A 10, 49 (1977)
- 7) 金子, 日野, “可動イオンの中性化と陽イオン化による直流正常傳導とその特性”(日)電氣學會誌, 101-A 117(1982)
- 8) M. A. Lampert, Phys. Rev., 103, 1648 (1956)
- 9) 犬石, 家田, 誘電體 現象論, (日)電氣學會誌(1976)
- 10) 金子, 日野, (日)電氣學會誌, 95-A 79 (1977)
- 11) 岩本, 日野, “溫度でう配列刺戟測定法とトランプキヤリスの極性” (日)電氣學會誌, 106-A 193(1986)
- 12) 小林, 山下, 日野, “溫度分布表面電位による絶縁体内 空間電荷電界の測定法”第15回電氣絶縁材料シンポジウム豫稿集, II-7, p79-82 (1982)
- 13) 金子, 日野, (日)電氣學會誌, 97-A 339 (1977)
- 14) H. A. Mar and J. G. Simmons, Phys. Rev, 13-11 775(1975)
- 15) R. A. Creswell & M. M. Perlman : J. App, Phys, 41.2365 (1970)
- 16) 福澤, 岩本, “TSSP法を用いた針-平板電極系における LDPEの注入電荷特性の解析”(日)電氣學會誌, 110-A 2,135(1990)
- 17) Eller, “Über die Druckabhängigkeit der Durchschlags pannung bei. Dielektischen Flüssigkeiten,” Arch. Electrontech. 24 37-43 (1930)
- 18) Inge L, “Durchschlag von flussingen Isolatoren,” Arch. Electrontech 23 279-304 (1930)
- 19) Onsager and Fuoss M., “Irreversible processes in Electrolytes,” J. Phys. Chem. 36 2689-2778 (1937)
- 20) Ferrant W., “Flussigkeitsdurchschlag von negativen bis zu hohen positiven Druchen.” Z.Physy.89 323-356 (1934)
- 21) Baker E. B. and Boltz H. A., “Thermonic Emission into Dielectric Liguids,” phys. Rev. Vol. 51 p.275-282 (1937)
- 22) Dornte R.W., “The Dielectric strength of Benzene and Heptance,” J. Appl. Phys. 10 514-522 (1939)
- 23) Lepage W. R. and Dubridge L. A., “Electron Emission into Dielectric Liguids,” Phys. Rev. Vol. 58 p.61-66 (1940)