

冷陰極 放電管의 起動特性 安定化에 關한 研究 (1)

(Study on the Stabilization of the Starting

Characteristics of the Cold Cathode Type Discharge Tubes)

池 哲 根*
(Chee Chol Kon)

ABSTRACT

It is well known that the starting characteristics of the cold cathode type discharge tubes are irregular.

We have two kinds of stabilization for starting characteristics of discharge tubes. Which are the aging test immediately after producing the tubes and the using characteristics. This paper was devoted primarily to the empiric study of relation between the aging and the manufacturing process.

And then to stabilize the starting characteristics of discharge tubes by the irradiations of radio-isotope.

I. 序 論

冷陰極 放電管은 熱陰極 放電管에서와 같이 電子放出率이 없으며 그 自身의 陰極으로부터, 放電 氣體中의 이온, 光子, 進安定 原子와의 에너지 交換에 의하여 電子를 放出하고 放電을 유지한다.

이와 같이 放電 維持 機能이 陰極面으로부터의 2次 電子放出에 基因되므로 起動特性이 安定度を 熱陰極에서와 같이 기대하기 힘들다.

그러므로 放電管의 사용에 있어서는 起動電壓이나 起動時間등의 起動特性의 安定化가 필요할은 말할 필요가 없다. 지금까지는 起動特性의 變動을 減少 시켜서 安定化를 도모하는 방법으로, 光電效果, 補助 放電을 이용하는 방법과 또한 放射性 同位元素를 이용하는 방법이 있다.⁽¹⁾ 一般 放電管은 普通 鎢로 되어 있으므로 外部로부터의 紫外線 照射는 效果가 없으므로 光電效果를 이용하는 방법은 실제적이지 아니며, 補助放電을 이용하는 방법은 에너지의 손실과 時間的인 delay 가 있으며 가장 취

급하기 쉽고, 線源을 放電管 內에 놓을 수 있는 방법이 放射性 同位元素를 電極에 塗布하는 방법이다.

放射性 同位元素를 이용한 安定化에 대한 研究는 各種 放電管에 대하여 個別的으로 되어 있는 것도 있으나, 系統的인 研究가 되어 있지 않고 있는 실정이다.

그러므로 起動特性에 대한 放射性 同位元素의 照射效果를 實驗的으로 究明하여 이들 間의 關係를 찾아 보는 것 또한 意義 있는 일이라 생각된다.

지금까지는 放電管이 製品이 된 後 起動特性의 安定化 문제를 취급하였지마는 放電管 製造의 一部로서의 aging에 의한 一次的인 安定化 또한 製作에 중요한 문제이다.

一般 放電管은 製作 直後에 aging을 하므로써 放電의 安定化를 도모하고 있다.

製作 直後에는 製造 工程上의 여러가지 要因들에 의하여, 放電管 內에 不純氣體가 殘留하게 되어, 放電이 不 安定하다.

그러므로 放電管을 點燈하여 不純氣體 이온이 電界에 의하여 加速되어 電極 또는 鎢子管에 吸着시키는 安定操作인 aging을 하게 된다.⁽²⁾

Aging의 超過는 放電管 特性을 變化 시키고, 不足은 需要者들의 不滿 對象이 된다.

이러한 aging時間에는 平均値로서 표시하고 있으나 個中에는 平均値가 적용 될수 없는 정도이기 때문에 放電이 安定될 때까지 限定없이 aging을 하도록 되어 있다.

이러한 現況에 aging 문제를 實驗的으로 究明하여 製造 工程의 改良과 Aging의 合理的인 操作을 도모하려는 것도 또한 뜻 있는 일이라 생각되어 이 두가지 문제를 本論文에서는 實驗的인 研究로서 취급 하려는 것이다.

II 理論 및 實驗的 考察

1. 放電管의 構成과 起動特性

冷陰極 放電管으로 널리 사용되고 있는 定電壓 放電管,

* 서울工大 副教授·正會員

Associate Professor,

College of Eng., Seoul National University

relay放電管, Neon放電管, 計數放電管, 및 眞空避雷器 등의 主構成材를 조사하면 表1에서 표시하는 바와 같다. 3

表 1. 一般 冷陰極 放電管의 主構成材

電 極	Ni, Fe, Cu, W, Al, 또는 이들에 Ba, Sr, Na, Mg, Cs 등이 피복된 것
放電氣體	A, Ne, He, Kr, Xe 등의 不活性 氣體와 Hg 와 A 또는 Ne 등의 混合體
氣體壓力	數 mmHg 로 부터 200 mmHg 정도 까지 封入 되고 있으나 主로 數 mmHg 로 부터 30 mmHg 까지

그리고 起動特性上에서 일반적으로 문제되고 있는 것은 다음과 같다.

- (1) 起動電壓과 放電維持電壓이 높다.
- (2) 起動電壓이 不整하다.
- (3) 起動時間이 不整하고 늦음이 있다.

2. 放電管 起動特性에 對한 考察

2-1. 氣體中의 불꽃 放電理論

放電管의 起動特性을 취급하려면 이의 基本理論인 불꽃 放電理論을 考察해 볼 필요가 있다. 현재 이루어져 있고 있는 불꽃 放電理論의 二大主流은 Townsend理論과 Streamer理論이다. Townsend理論은 冷陰極 放電管에서와 같이 비교적 氣壓이 낮고, gap長이 짧은 條件의 불꽃 放電에 적용되고, Streamer理論은 高氣壓, 大間隙長의 불꽃 放電에 적용된다고 볼수 있다.

그러므로 放電管에 관련이 되고 있는 Townsend理論에 대해서만 고찰하기로 한다.

Townsend 理論

低氣壓 平等電界 內에서 陰極으로부터 i_0 인 電子流密度로 電子가 放出되는데 電子의 衝突電離로 因하여 거리 x 에서의 電子流 I 는

$$I = i_0 e^{\alpha x} \dots \dots \dots (1)$$

여기서 α 는 電子의 衝突電離係數이다.

陽極에서의 電子流密度는 極間 距離를 d 라고 하면

$$I = i_0 e^{\alpha d} \dots \dots \dots (2)$$

(1) α 와 β 에 의한 暗流 表示式

電子의 衝突電離係數 α 와 陽이온의 衝突電離係數 β 를 사용하여, 兩極間의 電流密度 I 는 다음과 같이 표시된다. 4

$$I = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{-\alpha d}}{\alpha - \beta e^{-\beta d}} \dots \dots \dots (3)$$

이 式은 電界에 의하여, 電子의 氣體中에서의 衝突電離作用의 결과 氣體中에서 發生된 陽이온이 2次 機構로서 電界에 加速되어 衝突電離을 일으킨다고 생각하였다.

(2) α 와 γ 에 의한 暗流 表示式

α 作用에 의한 陽이온이 電界에 加速되어 陰極面에 衝

突하여 電子放出을 일으키는 γ 作用을 2次機構로서 採入한것이다. 5

$$I = i_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \dots \dots \dots (4)$$

(3) α 와 θ 에 의한 暗流 表示式

Gap間에서 電子와 陽이온이 再合하여 光을 發散하거나 또는 勵發된 氣體分子가 原狀態로 復舊할때 光을 發散하디, 이 光이 陰極面에 投射하여 光電效果에 의하여 2次電子를 放出하는 θ 作用을 한다.

α 作用과 θ 作用이 主作用일 경우의 電流密度는 다음 式과 같이 표시된다. 6

$$I = i_0 \frac{\alpha e^{\alpha d}}{\alpha - \theta(e^{\alpha d} - 1)} \dots \dots \dots (5)$$

(4) 불꽃 放電 條件式

Townsend의 暗流式 (3) (4) (5)에서, 放電에서 문제되는 電界에서는 $\alpha \gg \beta$ 이다. 그리고 $\theta/\alpha = \theta'$ 라던

$$I = i_0 \frac{\alpha e^{\alpha d}}{\alpha - \beta e^{\alpha d}} \dots \dots \dots (6)$$

$$I = i_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \dots \dots \dots (7)$$

$$I = i_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \theta'(e^{\alpha d} - 1)} \dots \dots \dots (8)$$

이들 式에서 分母가 零이되려는 I 는 無限大로 된다. Townsend는 電流가 不安定하게 急昇하는 불꽃 放電의 成立을 위의 暗流式에서 I 가 無限大로 되는 것으로 代表 시키고 있다.

그러므로 불꽃 放電의 條件式으로 다음 式들이 얻어진다. 7

$$\alpha - \beta e^{\alpha d} = 0 \dots \dots \dots (10)$$

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \dots \dots \dots (11)$$

$$\theta'(e^{\alpha d} - 1) = 1 \dots \dots \dots (12)$$

비교적 低氣壓의 경우에는 放電이 이루어지는 電界에서는 β 가 無視되므로 式(11)이 실제 현상을 나타낸다.

(5) α , β , γ 및 θ 의 값

Townsend의 sparking criterion에서 알수 있는 바와 같이 α , β , γ 및 θ 의 값이 불꽃 放電에 큰 영향을 미치고 있음을 알수 있다.

α 는 氣體의 종류에 따라서 달라질 뿐만 아니라 氣體密度 및 電界強度에 따라서 變化한다. α/p 는 E/P 의 函數로 되므로

$$\alpha/p = f(E/P) \dots \dots \dots (13)$$

이 式의 函數의 形은 理論의으로 다음과 같은 形式이 취해진다. 8

$$\alpha/p = A \cdot e^{\frac{-B}{(E/P)}} \dots \dots \dots (14)$$

그러므로

$$\alpha = PAe^{\frac{-B}{(E/P)}}$$

β 도 마찬가지로 다음 式과 같이 표시된다. 9

$$\beta/P = f_1(E/P) \dots \dots \dots (16)$$

$$\text{즉 } \beta = Pf_1(E/P) \dots \dots \dots (17)$$

γ 도 電界強度 E 에 대하여 다음과 같이 표시된다. ⁽¹⁰⁾

$$\gamma = g(E/P) \dots \dots \dots (18)$$

γ 의 값도 역시 氣體의 種類, 氣體密度 뿐만 아니라 電界強度에 따라서 變化한다.

θ 에 대해서는 固體의 work function $\phi(V)$ 가 臨界波長 $\lambda_c(\text{\AA})$ 와의 관계 식은 다음과 같다. ⁽¹¹⁾

$$\alpha = \frac{12400}{\phi} \dots \dots \dots (19)$$

즉 陰極表面의 work function의 값이 2次電子 放出에 큰 영향을 미치고 있다.

2-2. 放電管의 起動電壓

Townsend 理論의 sparking criterion에서 실제로 사용할 수 있는 식(11)은 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\alpha d = \log\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \dots \dots \dots (20)$$

윗 식에 식(14)을 대입하면

$$APe^{-\frac{BPd}{Vs}} = \frac{1}{d} \log\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

따라서

$$Vs = B - \frac{P d}{\log\left(\log\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right)} \dots \dots (21)$$

또한 α 대신에 電子가 1 V의 電位差로 진행하는 사이에 생기는 衝突電離數 η 를 사용하면 다음과 같다. ⁽¹¹⁾

$$\alpha/E = \eta \dots \dots \dots (22)$$

$\alpha = \eta E = \eta V/d$ 의 관계가 있으므로 식(11)은

$$\gamma (e^{\eta Vs} - 1) = 1$$

$$\therefore Vs = \frac{1}{\eta} \log\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \dots \dots \dots (23)$$

故로 근사적으로

$$Vs = \frac{1}{\eta} \log \frac{1}{\gamma} \dots \dots \dots (24)$$

起動電壓 V_s 는 η 및 γ 에 따라서 변동된다.

2-3. 起動電壓에 미치는 外圍條件의 영향

起動電壓에 미치는 外圍條件으로는 溫度, 濕度, 光電效果 및 宇宙線, 放射能에 의한 이온 作用을 들 수 있다.

(1) 周圍溫度의 영향

Paschen의 法則에 의하면 放電管의 起動電壓 V_s 는 電壓 P 와 gap長과의 相乘積인 Pd 에 비례하기 때문에, 단약 周圍溫度의 變動에 의하여 P 가 변동하려는 起動電壓 V_s 는 당연히 변동한다.

式(21)에서 γ 의 영향이 극히 적으므로

$$Vs = B - \frac{Pd}{\text{const} + \log(Pd)} \dots \dots \dots (25)$$

이 식은 다음과 같이 표시 된다.

$$l_s Vs = l_n B - \ln(Pd) - \ln[\ln(Pd)]$$

그러므로 電壓變動에 따르는 起動電壓 V_s 의 變動率은

$$\frac{dVs}{Vs} = \frac{d[Pd]}{Pd} - \frac{d(\ln Pd)}{\ln Pd} \approx \frac{dp}{P} \dots \dots \dots (26)$$

(2) 濕度의 영향

冷陰極 放電管의 起動電壓이 높기 때문에 起動電壓에 미치는 外圍條件中에서 가장 영향이 심한 것이 濕度이다.

濕度의 영향은 유리管 表面에 吸着된 水分膜이 管에 沿한 電位勾配를 減少 시키기 때문이다. 예컨대 slimline 型 螢光燈에 대한 실험결과를 보며는 相對濕度가 40% ~ 60% 까지는 起動電壓에 變動이 없으나 60%를 초과하면 起動電壓이 直線的으로 上昇한다. ⁽¹²⁾

(3) 光電效果에 의한 영향

放電管의 陰極面이 外來光을 받으면 光電效果가 일어나서 光電子에 의한 初期電流가 變化하므로, 起動電壓도 變化한다.

(4) 放射線에 의한 영향

地球上에서는 宇宙線이나 地中放射能으로 부터의 放射線에 의하여 氣體가 이온化 作用을 일으켜서 약간 電離된다.

이리하여 陽이온 및 陰이온 및 電子가 존재하게 된다. 이들 이온이나 電子의 多少나 位置등은 宇宙線, 紫外線, 放射能으로 부터의 放射線등에 의하여 恒常 變動되고 있다.

2-4 起動電壓에 미치는 初期電流의 영향

Townsend 理論에 의하면 α, γ 에 의한 暗流式의 sparking criterion 은

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$$

여기서 $e^{\alpha d} \gg 1$

$$\gamma e^{\alpha d} = 1 \dots \dots \dots (27)$$

또한

$$\frac{1}{\gamma} = e^{\alpha d} \dots \dots \dots (28)$$

이 條件에서 起動電壓은 初期電流 i_0 에 영향을 받지 않는다.

그러나 1934년에 H.J White는 紫外線의 照射로 初期電流를 10⁵倍 또는 그 以上 증가하면, 起動電壓이 約 10% 低下됨을 실험적으로 발견하였다. ⁽¹³⁾

Leob는 1936년에 i_0 와 起動電壓 V_s 에 대한 영향을 計算하였다. ⁽¹⁴⁾

즉 똑같은 gap length d 에서 두가지 光電流 i_0 와 i_{00} 를 얻는다면 불꽃 電壓 V_{s0} 와 V_{s00} 에서의 gap 電流는 I 로 된다.

이 경우에 α 는 α_0 와 α_{00} 로 된다.

이와 같은 條件下에서는 $e^{\alpha d} \gg 1$

$$I = \frac{i_0 e^{\alpha_0 d}}{1 - \gamma e^{\alpha_0 d}} = \frac{i_{00} e^{\alpha_{00} d}}{1 - \gamma e^{\alpha_{00} d}} \dots \dots \dots (29)$$

윗 식은 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\frac{1}{d} \log \frac{i_{00}}{i_0} = \frac{1}{d} \log \frac{1 - \gamma e^{\alpha_{00} d}}{1 - \gamma e^{\alpha_0 d}} + (\alpha_0 - \alpha_{00}) \dots \dots (30)$$

문제를 간단히 하기 위하여 다음과 같이 假定한다면

$$(1 - \gamma e^{\alpha_{00} d}) / (1 - \gamma e^{\alpha_0 d}) \sim 1 \dots \dots \dots (31)$$

두 gap 內에 α_0 와 α_{00} 의 불꽃 값은 다음과 같은 관계를 갖게 된다.

$$\log i_{00}/i_0 = d(\alpha_0 - \alpha_{00}) \dots (32)$$

이 경우에 분극 電壓에서의 分數的變化는

$$\frac{V_{s0} - S_{00}}{V_{s0}} = Pd \frac{\log(i_{00}/i_0)}{2A_2 V_{s0}^2} \dots (33)$$

그런데 低下 電壓量은 ΔV_s , i_0 의 平方根에 비례한다.

$$-JV_s = C_1 V \sqrt{i_0} \dots (34)$$

그리고 破壞 直前的 放電電流 I_B 는 i_0 의 平方根에 비례한다. ¹⁶⁾ 즉

$$I_B = C_2 V \sqrt{i_0} \dots (35)$$

이것을 Wurzel gesetz라 한다.

2-5. 起動電壓에 미치는 空間電荷의 영향

i_0 , d 가 어떤 값 이상이고 또한 E/P 가 어떤 값 이하의 경우에는 陰極부근에 주로 陽이온에 의한 空間電荷가 나타나서 絶보기에 β 가 중대한 것과 같다. 그러므로 空間電荷가 起動電壓에 미치는 영향을 導入해 보기로 한다.

지금 電界 E 의 方向에 x 軸을 잡고 x 點의 電位를 V , 또한 E 의 正方向을 x 方向으로 취하면 다음과 같이 된다. ¹⁷⁾

$$-\frac{dV}{dx} = -E \dots (36)$$

Gap에 電荷의 分布가 존재할 경우 그의 空間電荷密度를 ρ 라하고 印의 直交軸에 對하여 V 와 ρ 의 관계를 표시하면

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = -4\pi\rho \dots (37)$$

V, E, ρ 모두 x 方向으로만 변화하고 있을 경우를 생각하면

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -4\pi\rho \dots (38)$$

故로 $\frac{dV}{dx} = -E = -\int_0^x 4\pi\rho dx - E_0 \dots (39)$

$$V = -\int_0^x \int_0^x 4\pi\rho dx dx - E_0 x + V_0 \dots (40)$$

E_0, V_0 는 $x=0$ 에서의 값이다.

平行板 gap에 對하여 電極間的 距離를 d 라하고 陰極으로부터 陽極으로 向하여 $+x$ 를 취하고 陰極을 $x=0$ 로 택할 경우 印加電壓 u 는 上式으로 부터

$$u = -\int_0^d \int_0^x 4\pi\rho dx dx - E_0 d \dots (41)$$

으로 되며 陰極의 電界는 다음과 같이 표시 된다.

$$-E_0 = \frac{u}{d} + \frac{1}{d} \int_0^d \int_0^x 4\pi\rho dx dx \dots (42)$$

즉 第一項은 印加電界, 第二項은 空間電荷에 의한 distortion이다.

放電에서는 電류가 커질수록 空間電荷의 영향이 크게 나타난다.

이와 같은 경우의 Poisson 式을 平行板 gap에 對하여 취급 하기로 한다.

但 電子단 생각하고 陰이온은 생각지 않기로 한다.

J_+, J_e 를 電流密度, μ_+, μ_e 를 移動度, n_+, n_e 를 電界中 x 點의 荷電粒子 密度라 한다.

電荷密度는

$$\rho_+ = en_+ = \frac{J_+}{\mu_+ E}$$

$$\rho_e = en_e = \frac{J_e}{\mu_e E}$$

따라서 (39)式은 다음과 같이 된다.

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi \left(\frac{J_+}{\mu_+ E} - \frac{J_e}{\mu_e E} \right)$$

全電流를 J 라고 하면 定常狀態에서는

$J = J_+ + J_e$ 이므로 J_+ 를 제거하면

$\mu_+ \ll \mu_e$ 를 고려하여

$$E \frac{dE}{dx} = 4\pi \left[\frac{J}{\mu_+} - \left(\frac{1}{\mu_+} + \frac{1}{\mu_e} \right) J_e \right] \dots (43)$$

$$\approx \frac{4\pi J_+}{\mu_+}$$

이 結果 電界의 distortion이 주로 陽이온에 基因됨을 표시 하고 있다.

이의 原因은 移動速度가 적기 때문이다.

電子가 α 作用을 함을 고려하기 위하여 上式을 다시 微分하여 다음 式을 얻는다.

$$\frac{d}{dx} \left(E \frac{dE}{dx} \right) = \frac{4\pi}{\mu_+} \cdot \frac{dJ_+}{dx} = -\frac{4\pi}{\mu_+} \cdot \frac{dJ_e}{dx} \dots (44)$$

지금 x 를 陰極으로 부터 陽極으로 向하여 잡았다고 하면 α 作用은

$$\frac{dJ_e}{dx} = \alpha J_e \text{인 式으로 표시 할수 있으므로}$$

$$\frac{d}{dx} \left(E \frac{dE}{dx} \right) = -\frac{4\pi\alpha}{\mu_+} J_e \dots (45)$$

이것에 式(42)의 J_e 및 $E \frac{dE}{dx} = y$ 를 넣으면 다음 式을 얻는다.

$$\frac{y dy}{4\pi J} = \alpha E dE \dots (46)$$

그런데 氣體中의 電子의 增殖은 주로 α 作用에 의하여 α 作用은 電界로 부터 電子가 얻는 에너지에 基因되고 있으므로 gap의 電界가 放電特性을 크게 支配한다. 平行板電極間에 密度가 $\rho(x)$ 인 空間電荷가 있으면 式(42)에서와 같이 電界는 場所에 따라서 달라진다.

이것을 간단히 표시하면

$$E_x = E + E\rho(x) \dots (47)$$

第一項은 印加電界이고 第二項은 空間電荷의 存在 때문에 생기는 distorted field이다. 지금 陰極으로 부터 x 의 距離에 空間電荷에 의하여 생긴 電界의 增분을 간단하게 ΔE_x 로 표시하고 E 에 의한 衝突電離係數를 α , ΔE_x 에 의한 衝突電離의 增加分을 $\Delta \alpha_x$ 라 하면

$$\alpha = Ape^{-\frac{B}{E/P}}$$

거리 x 에서의 α_x 는 ⁽¹⁸⁾

$$\alpha_x = \alpha + \Delta \alpha_x$$

$$\begin{aligned}
 &= APe^{-E(1+\frac{\Delta E_x}{E})} \\
 &= APe^{-\frac{BP}{E}\{1-(\frac{\Delta E_x}{E})+(\frac{\Delta E_x}{E})^2\}} \\
 \therefore \alpha_{x^2} &= \alpha \left\{ 1 + \frac{BP}{E^2} \Delta E_x + \frac{BP}{E^4} \left(\frac{BP}{2} - E \right) (\Delta E_x)^2 \right\} \dots \dots \dots (48)
 \end{aligned}$$

故로 ΔE_x 에 의한 電界의 증가분 $\Delta \alpha_x$ 는

$$\Delta \alpha_x = -\frac{\alpha BP}{E^2} (\Delta E_x) + \frac{\alpha BP}{B^4} \left(\frac{BP}{2} - E \right) (\Delta E_x)^2 \dots \dots \dots (49)$$

$\Delta \alpha_x$ 에 의한 ion 수의 증가분 ΔN 는

$$\Delta N = \int_0^d \Delta \alpha_x dx \dots \dots \dots (50)$$

여기서 $E/P < \frac{1}{2} B$ 일 경우는 空間電荷는 放電을 촉진시키고 $E/P > \frac{1}{2} B$ 일 경우에는 放電을 抑制한다.

따라서 $E/P < \frac{1}{2} B$ 일 경우에는 주어진 電位차 U 에 對하여 空間電荷에 의해 distorted 된 電界中の 電離는 평등電界의 경우보다 더 커지며 따라서 空間電荷에 의하여 破壞가 용이하게 된다.

그러기 때문에 2次電子放出 現象에 關與없이 空間電荷에 의한 電界의 攪亂 결과 불꽃 放電을 發生 할 수도 있다.

放電 開始電壓은 空間에 存在하는 電荷密度의 函數 이다.

2-6. 起動電壓의 不整

放電管의 起動電壓은 不整現象을 나타내며 電壓値는 多小 變動한다.

이와 같은 變動을 크게 나누는 初期條件과 使用條件의 變動으로 된다.

初期條件의 變動은 單純히 統計的인 變動이다.

이것은 electron avalench의 契機로 되는 初期電子生成의 確率性에 의한 것이다.

使用 條件의 變動은 使用履歷에 따른 變動이다.

(1) 初期條件의 變動

Y_0 를 陰極表面으로 부터 放出되는 전자수, 統計的 遲延 (statistical time lag)를 t_s 라 하고 t_s 의 平均値를 \bar{t}_s 라고 하면 大體로¹⁹⁾

$$\bar{t}_s = 1/r_0 \dots \dots \dots (51)$$

電極間에 時間에 비례하여 증가하는 電壓 V 를 加한 다면

$$V = at \dots \dots \dots (52)$$

그리고 $t = V_s/a \dots \dots \dots (53)$

로 되었을 경우 端子電壓은 V_s 에 도달하나 實際의 放電開始는 그것보다 t_s 초 後에 일어난다.

그때의 端子電壓은

$$V_s' = V_s + at_s \dots \dots \dots (54)$$

그런데 t_s 가 變動 하면서 V_s' 도 變動하게 되므로 t_s 가 t_s 를 中心으로 하여 變動한다면 다음과 같이 표시된다.²⁰⁾

$$\bar{t}_s = t_s (1 \pm a) \dots \dots \dots (55)$$

式(51)을 사용하여

$$t_s = (1+a)/r_0 \dots \dots \dots (56)$$

式(54)에 代入하여

$$V_s = V_s + (a/r_0) (1+a) \dots \dots \dots (57)$$

즉 右邊의 제 2項이 放電 開始電壓의 變動을 표시 한다.

즉 a 와 r_0 의 變動에 따라 變動한다. 그런데 a 는 附加電壓의 上昇 速度이고 r_0 는 初期電子流이기 때문에 a 를 一定하게 한다면 起動電壓의 變動은 r_0 의 變動에 따르게 된다.

地上에는 宇宙線, 放射能, 紫外線 등에 의하여 氣體가 電離되어 偶存 ion을 만들기도 하고 때로는 이들 放射線에 의하여 電極으로 부터 微弱한 電子를 放出하기도 한다.

偶存 ion은 電極으로 부터의 電子放出에 역할을 하기도 한다.

이와 같은 電極으로 부터의 電子放出과 偶存이온의 多小와 位置는 放射線에 의하여 이들 放射線은 끝임 없이 變動 하므로 r_0 도 끝임 없이 變動되며 따라서 起動電壓도 變動된다.

(2) 使用條件의 變動

Schmann의 sparking criterion으로 부터 起動電壓은 式(44)에서

$$V_s = \frac{1}{\eta} \log \frac{1}{\gamma}$$

그런데 $\eta = \gamma/E$

$$\text{즉 } V_s = \frac{E}{\alpha} \log \frac{1}{\gamma} \dots \dots \dots (58)$$

電界 強度 E 가 一定할 경우 起動電壓의 變動은 α 와 γ 의 變化에 의하여 일어난다.

α 의 變化는 使用中에 管壁이나 電極에 吸着되어 있 는 氣體가 放出되어 封入氣體의 純度가 低下될 뿐만 아니라 陰極面에 化學的 作用을 하여 γ 도 變化시킨다.

γ 의 變化는 spattering에 의해서도 일어나며 이의 例가 BaO陰極이다. 그러나 使用中の 氣體의 變化는 근소 하므로 거기가 γ 變化에 歸一된다.²¹⁾

(가) α 의 變化를 일으키는 氣體의 變化

$\alpha = Pf(E/P)$ 의 式으로 부터 氣體의 종류가 同一하다 던 α 는 氣體의 密度 P 및 電界強度 E 에 따라서 變化 한다. E 마저 一定하다고 하면 α 는 P 에 따라 變動하며 이것이 실제로 문제되고 있는 것이다.

i) 一時的인 現象이지만 放電에 의한 溫度上昇으로 氣

體壓力이 높아진다.

ii) 陽 ion의 충격을 받아서 陰極 表面에서 陰極材料는 原子狀態로 飛散하여 陰極 周圍의 管壁에 附着된다. 管壁에 附着되는 경우에 封入氣體의 一部가 더 붙어 吸着되어 封入氣體의 壓力 低下의 原因으로 된다.

iii) 氣體 陽ion이 電界에 加速 되어서 電極에의 충격에 의하여 電極에 浸透하여 吸收되어 放出되지 않으므로 氣壓이 低減된다

iv) 使用中 管壁이나 電極에 吸着되어 있는 氣體가 放出되어 封入氣體의 純度가 低下되어 氣體의 性質이 變化 한다.

(나) γ 의 變化

i) 陰極 表面上的 位置에 의한 不整

陰極面은 될수 있는 대로 均一 하도록 처리 되어 있으나 微視的으로는 各部에 若干의 γ 의 差異가 있다. 따라서 放電 位置에 따라서 若干의 電極間 電壓이 差가 생긴다.

ii) 陰極溫度에 의한 變化

放電中은 ion의 충격에 의하여 陰極 表面溫度가 상승하고 γ 가 增大한다. 그러나 熱電子放出이 상당히 현저 할때 까지에는 陰極溫度에 關係치 않는다.

iii) 不純氣體 吸着에 의한 變化

管內的 殘留氣體는 管的 吸藏氣體의 陰極面에 吸着층을 만들어 γ 를 低下시킨다.

iv) 不純氣體의 脫着에 의한 變化

吸着층은 放電中에 ion 충격에 의하여 剝리 떨어져므로 γ 은 증대한다.

v) 陰極面 劣化에 의한 變化

長期間 ion의 충격에 의하여 被覆陰極에서는 被覆物質이 飛散하고 純金屬 陰極에서는 表面 組織이 變化를 일으켜서 γ 가 變化한다.

2-7. 起動時間의 不整과 늦임

電極間에 靜電 破壞電壓 이상의 電壓을 급격히 加하여도 直時로 放電이 開始되지 않으며 빠르면 10^{-8} 초 늦으면 數10分 걸린다.

이와같이 起動時間에는 늦임이 있으며, 또한 不整하기도 하다. 이러한 現象은 放電이 始作 되려하는 우선 어떤 原因으로 初期電流가 發生되는 과정이 있으며 다음에 이 初期電流가 電離와 2次電子放出등에 의하여 불꽃까지 成長하는데 要하는 과정이 있기 때문이다.

이러한 두가지 過程을 經由하여 放電이 開始되므로 각각의 過程에 固有한 時間的 늦임이 생기게 된다. 前者를 統計的 時間늦임(statistical time lag) T_s 라 하고 後者를 形成的 時間늦임(formatire time lag) T_f 라 한다.

이 兩者를 합하여 放電 開始의 時間的 늦임(time lag of sparking) T 라 한다.

$T = T_s + T_f \dots \dots \dots (59)$

Gap 조건 및 電壓 印加 조건이 一定 하여도 多數個(n) 실험을 하면 이 T 는 一定하게 되지 않는다.

T 와 T 보다 큰 時間的 늦임에 나타내는 個數 (nT)와 의 관계식은 다음과 같은 近似式으로 表示된다.

$\frac{nT}{n} = e - \frac{(T - T_f)}{T_s} \dots \dots \dots (60)$

(1) 統計的 時間 늦임

宇宙線, 光線, 地中放射能등의 照射로서 電極間의 氣體를 微弱하게 電離 시킴으로써 생기는 ion 및 電子등의 偶存 ion에 의하여 初期電流가 發生한다.

이 初期電流 i_0 는 대단히 적으며 이것이 10^{-16} A 정도 라면 陰極表面 1 cm^2 을 대 초 튀어 나오는 電子數 γ_0 는 다음식과 같이 약 600 個이다.

$\gamma_0 = i_0/q \approx 620/\text{sec} \dots \dots \dots (61)$

이와 같이 적은 電子의 放出數를 생각하면 電流는 連續的으로 흐른다고 생각 하느니 보다는 오히려 電子가 散發的으로 튀어 나온다고 생각 할수 있다.

이것은 위에서 말한 각 射線에 의한 電離가 間歇적이기 때문이다.

어떤 電子가 튀어 나오고 다음 電子가 튀어 나올때 까지에는 平均 1.6 ms의 時間이 걸린다.

이와 같은 現象은 統計的인 性質을 가지고 있으며 電壓을 加하고 初期電子가 發生할때 까지에는 時間이 걸린다.

T_s 의 平均値를 \bar{T}_s 라고 하면 대체로

$\bar{T}_s \approx 1/\nu_0 \dots \dots \dots (62)$

冷陰極 放電에서는 ν_0 가 적으므로 $T_s \gg T_f$ 로 되며

$T \approx T_s \dots \dots \dots (63)$

로 된다. 그러나 封陰極 放電의 경우는 陰極으로 부터 放出되는 熱電子가 初期電子의 역할을 하므로 ν_0 의 값은 대단히 큰값으로 되므로 $T_s \ll T_f$ 로 놓을수 있으며 다음과 같이 된다.

$T \approx T_f \dots \dots \dots (64)$

다음 電極間에 時間의 비례하여 증가하는 電壓 V 를 加 한다면

$V = at \dots \dots \dots (65)$

로 되므로 $t = V_s/a \equiv t_0$ 만큼 경과 된후에 端子電壓은 V_s 에 도달 하지만 실제로 放電 開始는 이것보다 T_s 초 後에 일어난다. 이 경우의 端子電壓은

$V_s' = V_s + aT_s \dots \dots \dots (66)$

로 되어 있으므로 실제 計器로 읽을 수 있는 放電 開始 電壓은 V_s' 로 되며 T_s 가 변동하면은 V_s' 도 변동 하는

것으로 된다.

지금 T_s 를 \bar{T}_s 를 中心으로 하여 변동한다 하여

$$T_s = \bar{T}_s(1 \pm \sigma) \dots \dots \dots (67)$$

로 표시하고 式(63)을 사용하여

$$T_s = (1 \pm \sigma) / \nu_0 \dots \dots \dots (68)$$

(2) 形成的 時間늦임

陰極으로부터 電子가 放出되어 이것이 電離, 2次電子放出의 生長 과정을 밟아서, gap 內에 강한 空間電荷電界가 생겨서 電壓-電流特性을 급격한 時間變化의 負特性으로 만들때 까지의 時間을 말한다.

이와 같은 定常的인 空間電荷分布를 形成할 때까지의 必要한 時間 T_f 를 불꽃 形成時間이라 한다.

$$T_f = (T_e + T_i) x \dots \dots \dots (69)$$

T_e, T_i 는 電子 또는 陽이온이 gap 間을 移動하는데 必要한 時間, x 는 放電이 完了할때 까지의 사이에 反復되는 電子 數 사태수 이다.

放電 形成의 時間의 늦음은 한 放電管에서는 陰極 表面의 狀態, 氣體의 種類 壓力에 의해서도 다르지만 大體로 放電開始電壓을 印加는 過電壓에 의하여 決定되며 過電壓이 크면은 그 만큼 加速電界가 強해지고 電子 數 사태의 生長速度가 커진다.

3. 放電管의 起動特性 安定化에 對한 理論的 考察

放電管의 起動特性的 安定化는 두가지 段階로 나누어 볼 수 있다.

放電管의 製造 工程時에 管內에 發生된 不純氣體로 인하여 製造 直後의 放電管의 放電은 大端히 不安定하다. 그러므로 모든 放電管은 製造 直後에 aging 이라는 安定化 操作을 함으로써 安定을 기하고 있다. 이것이 一次의 安定단계라고 볼 수 있다. 그러나 이와 같이 放電이 安定된 放電管이라도 放電管 使用時의 初期조건이라는 가 또는 사용조건에 따라서 起動特性이 항상 變動하고 있다. 이와 같이 起動特性的 變動은 放電管의 使用에 많은 지장이 있으므로 使用中의 安定化가 기대되고 있는 것이다.

3-1. 放電管의 aging

製造 直後의 放電管 內에는 排氣후 排氣管의 tip off 時 排氣管에 溶解 되어 있는 不純氣體가 放出되기도 하고 또한 manifold 의 head 가 20個~50個 정도의 排氣壺에서는 全管球을 tip off 하는 時間이 길게 걸리므로 해서 眞空 維持時間을 超過할 경우에 排氣回路로 부터의 微弱한 不純氣體와 混入하기도 하고 金屬電極 및 硝子管球의 殘留氣體등이 放出 되기도 하여 CO₂, H₂O, CO 등의 不純氣體가 殘留하게 되므로 이 管에 規定電壓을 加하여도 처음에는 放電이 甚히 不安定하여 放電이 斷續되기도 하고 光柱가 管의 軸入에 集中 되거나 波紋을 그리

며 波狀放電(snaking)등의 現象이 나타날 뿐만 아니라 光度도 낮고 光色도 不良하여 初期의 發生狀態도 대단히 나쁘다.

그러므로 製造 直後의 放電管에 規定電壓보다 약간 높은 電壓을 加하여 放電을 持續시켜서 點燈狀態가 安定될때까지 放置한다. 이와 같은 安定化 操作을 aging 이라고 한다. Aging 을 시키며는 gas ion 이 電界에 의하여 加速되어 電極이나 硝子管등에 吸着된다. 그리하여 管內의 氣體壓力은 점차로 低下된다. 管內 氣體로는 放電用의 不活性氣體인 A, Ne, He 등과 不純氣體인 CO₂, CO, H₂O 등이 있다. 이 두가지 氣體의 ion 이 電界에 의하여 加速되어 電極등에 吸着될 경우 不活性 氣體는 吸收 되었다. 다시 擴散되어 放出 될수도 있으나 不純氣體는 金屬의 結晶粒內에서 化合이 可能하므로 金屬向 化合物로 되어 다시 放出되기는 不可能하다.

이러한 現象이 나타나므로 aging 에 의하여 不純氣體가 電極이나 硝子管球에 吸着되며 따라서 放電의 安定이 期해진다.

(1) 硝子管球로부터의 氣體 放出

電球든가 放電管의 balb 는 soda 石灰硝子로 만들고 Stem管 및 排氣管은 封入 金屬線과 熱 膨脹계수를 맞게 하고 電氣抵抗을 크게 하기 위하여 lead glass 로 만든다. Lead glass 는 電球, 電子管등의 組立時의 溶接 作業에 가장 적합한 粘性 特性을 가지고 있다.

硝子面 表面은 空氣와 接觸되어 있으므로, 空氣中에 있는 H₂O, CO₂ 등의 氣體등에 表面에 吸着되어 있으며 또한 硝子の 溶解時 溶解 硝子面을 둘러 싸고 있는 氣相 즉 原料의 熱分解에 의해 發生된 氣體인 CO₂, CO, SO₃, SO₂, H₂O 등이든가 空氣 燃料, 燃燒 gas 등의 內部 含有 氣體를 形成한다.

이러한 表面 또는 內部에 吸着 되어 있는 氣體로 인하여 放電管을 充分히 排氣한다 하더라도 放電管 動作時의 放電電流에 依한 熱 때문에 이들 不純氣體가 管內로 放出된다.

이러한 不純氣體의 放出을 除去하기 위하여 排氣時에 管球를 加熱한다.

加熱 溫度는 放電管의 動作溫度의 數倍 이상으로 하며 表面에 吸着된 氣體는 glass baking 으로 完全히 除去시킬 수 있다. Baking 溫度는 大略 300°C~400°C 程度이다. 200°C~300°C 까지에 放出되는 H₂O, CO₂ 는 表面에 吸着되어 있는 것으로서 glass baking 으로 除去시킬 수 있다. (22)

그러나 排氣管인 鉛硝子管으로 tip off 할 경우에는 硝子が 溶融되기 때문에 硝子속의 內部 含有氣體가 多量으로 放出되던 管球內에 殘留하게 된다.

内部 含有氣體의 放出에는 H₂O, CO₂가 主 되고 기타 O₂ 및 SO₂가 된다.

(2) 金屬 電極으로 부터의 氣體 放出

氣體가 金屬에 접촉하려는 分子는 表面에서 解離하고 金屬面에 吸着하며 또한 金屬內로 擴散 혹은 金屬과 化合物을 만들어 溶解한다.

不活性氣體인 A, He, Ne 등은 金屬中에는 全然 溶解하지 않으나, H₂, O₂, Cl₂, CO, CO₂, SO₂, NH₃ 氣體들은 金屬에 對하여 여러가지 형태로 溶解한다. 金屬의 溶解時에는 燃料, 燃燒氣體, 空氣, 原料로 부터 發生된 氣體들의 氣相이 金屬面을 둘러 쌓고 있으므로 이들 中에서 氣體 成分이 金屬에 녹아 들어 간다.

다음 表2는 放電管 電極으로 널리 사용되는 각종 재료의 氣體 함유량을 표시 한것이다.⁽²³⁾

表 2. 각종 재료의 기체 함유량

金 屬	W	Mo	Ni	Cu	Fe	Al
氣體量 (cc/kg)	0.2~0.4	1~10	3~20	4~22	11~110	40~172

放電管 電極으로서 가장 많이 사용되는 電解 니켈로 부터의 放出氣體는 100g에 대하여 100cm³ 정도의 氣體를 포함하고 있으나 그의 約 80%가 CO이다.

이와 같은 金屬 電極으로 부터의 氣體放出 때문에 放電管 製造時에는 排氣時에 電極을 加熱하여 미리 氣體를 放出 시킨다.

放電管內에 不純 gas가 殘留하려는 이로 因하여 起動電壓이 높아지기도 하고 또한 放電이 不安定하기도 하나 定格値에서 適當한 時間, 點燈을 시키려는 殘留氣體가 吸收되어 安定을 期할수 있다. 그러나 電極物質이 陽 ion의 Bomberding 作用으로 放電中에 飛散될 경우에는 不安定한 狀態가 長時間 계속된다.

3-2. 放電管的 起動特性的 安定化

Aging이 끝난 제품인 放電管的 起動特性이 전술한 바와 같이 여러가지 要因으로 因해 항상 변동한다.

이중에서 가장 使用上 문제되는 것이 起動電壓과 起動時間의 변동이다.

(1) 起動電壓의 安定化

式(66)으로 부터 起動電壓은 다음과 같은 변동을 하고 있다.

$$V_s' = V_s + (a/\nu_0)(1 \pm \sigma)$$

즉 右邊의 第二項이 起動電壓의 변동을 表示하고 있다. 이 式으로 부터 알수 있는 바와 같이 起動電壓의 변동을 적게 하려면

① a를 적게 한다.

즉 電極間에 加해 주는 電壓의 상승을 완만히 한다.

② ν₀를 크게 한다.

즉 初期 電子流를 크게 한다.

위의 두가지 方法중에서 ν₀를 크게 하는 方法이 실제로 活用되고 있다.

(2) 平均 起動電壓에서의 起動時間의 安定化
전술한 바와 같이 time lag of sparking T는

$$T = T_s + T_f$$

T_s의 平均値 T_s는 대체로

$$\bar{T}_s \approx 1/\gamma_0$$

그런데 冷陰極 放電의 경우와 같이 ν₀가 적은 경우에는 T ≈ T_s

지금 T_s가 T_s를 중심으로 하여 변동하고 있다면서

$$T_s = \bar{T}_s(1 + \sigma)$$

즉 T_s = (1 + σ)/ν₀

그러므로 冷陰極 放電에서의 time lag of sparking 은

$$T \approx (1 \pm \sigma)/\nu_0$$

위 式에서 ν₀를 크게 하며 T는 짧아지기도 하고 T의 변동도 적게 된다.

4. 在來式 安定化에 對한 檢討

4-1. 放電管的 aging

(1) Neon lamp

Neon lamp의 aging은 電極 表面上에 glow光이 一定하게 cover 되어 放電을 安定하게 하기 위해서 한다. 表3에서 표시 하고 있는 aging 時間은 平均値이다.

Neon lamp의 aging은 basing을 하기 前에 適當한 절차를 통하여 한다.

表 3. Neon lamp의 aging 규격⁽²⁴⁾

Neon lamp의 aging 조건				
定格電壓 (V)	最大電流 (mA)	Aging 電壓(V)	抵 抗 (KΩ)	Aging 時間(h)
120	15	120	4	4
220	15	220	4	2~4

※ Osram 會社의 작업기준 A.V.9+--7-0020에 의함. 萬若에 平均 aging 時間內에 aging이 되지 않을 경우에는 aging이 완료 될때까지 aging을 계속한다.

(2) Neon tube

Neon sign tube의 aging은 定格電壓보다 약간 높은 電壓을 加하여 放電 및 發光狀態가 安定될 때까지 數時間 點燈한다.

定格電流은 보통 20mA이며 이러한 Neon tube는 定格 電壓보다 높은 電壓과 aging 電流는 40mA 정도로 하여 aging을 하기도 한다.

(3) 點燈管

螢光放電燈用 點燈管的 aging은 螢光燈 回路에서 약간 定格電壓보다 높은 電壓에서 數分間 點燈을 시킨다.

(4) 其他 放電管

螢光 放電管과 같은 熱陰極 放電管에서도 定格電壓에서 數10分間 點燈하여 放電이 安定될 때까지 aging 을 한다.

4-2. 放電管的 起動特性的 安定化

(1) 起動電壓의 安定化

起動電壓의 變動을 적게 하려면는 式(66)으로 부터 설명한 바와 같이 α 를 적게 하든가 v_0 을 크게 하던 된다.

이 두가지 方法 中에서 실제로 活用 되고 있는 方法은 v_0 을 크게 하는 것으로 다시 말해서 初期電子流를 크게 하는 것이다.

v_0 를 크게 하여 起動電壓의 變動을 적게 한다.

i) 光電效果를 利用하는 方法

B_2O 陰極과 같이 work function 이 $\sim 2 eV$ 정도로 낮은 陰極의 경우에는 간단하며 $\sim 6000 \text{ \AA}$ 정도의 赤色에 가까운 可視光線이 入射하여도 光電效果에 의하여 충분히 陰極으로 부터 電子가 放出되고 放電始動이 용이하다.

그러나 보통 鎳은 이와 같은 자외선을 통과 시키지 않으므로 外部로 부터의 照射는 效果가 없다. 그러므로 放電管 內에 線源을 놓아야 한다.

이러한 方法에는 다음의 方法이 있다.

ii) 補助放電에 의한 方法

이 方式은 陰陽의 主電極外에 보조 電極을 高抵抗을 通하여 Paschen의 法則의 最小電壓을 얻을 수 있는 陰極 근처에 設置하여 補助極과 主電極間에 小에너지를 供給하여 이로 인한 微小放電에서의 發光되는 자외선이 陰極에 射되는 照射效果를 이용하는 方法이며 放電電流는 $10 \sim 15 \mu A$ 정도이다.

iii) 放射性 同位元素를 電極에 塗布하는 方法

微量의 Co^{60} 이나 Ni^{60} 을 電極에 塗布하여 이 放射線으로 陰極은 照射하고 氣體를 電離시키어 ion 供給은 풍부히 하는 方法이다.

4-3. 起動時間의 安定化

冷陰極 放電에서의 time lag of sparking 은 式(66)에서 說明한 바와 같이 v_0 을 크게 하려면는 time lag가 짧아 지기도 하고 변동도 적게 된다. v_0 를 크게 하는 方法으로는 前節에서 취급한 바와 같이 다음 세가지 方法이 있다.

i) 光電效果를 利用하는 方法

ii) 보조 放電에 의한 方法

iii) 放射性 同位元素를 利用하는 方法

5. Aging 및 R.I. 照射에 의한 起動特性 安定化 實驗에 對한 考察

5-1. Aging 實驗에 대한 考察

Neon lamp, Neon sign tube 또는 螢光 放電管등의 其他 放電管的 aging 時間은 製品 個個에 따라 다르고 均一치 않기 때문에 앞에서 說明한 바와 같이 平均值가

적용 될 수 없는 정도로 길어서 放電이 安定될때 까지 無限定 aging 을 하도록 되어 있다.

一般 放電管的 제작 直後의 aging 時間을 工程上 均一化 시키게 되며는 aging 이 초과되어 製品 特性이 변동되는 일도 없고, 또한 aging 이 부족하여 放電의 不安定으로 말미암아 需要者로 부터의 不滿의 對象이 되는 것도 이어나지 않는다.

그렇다고 製品 個別로 aging 을 한다는 것은 量產의 工程에는 대단히 不利하다.

같은 材料와 生産 施設로 같은 사람이 製作한 製品에도 이러한 aging 의 변동이 크다는 것은 製造 조건들이 어떤 것은 微視的으로 어떤 것은 크게 변동되기 때문이라고 생각 할수 있다.

Aging 時間이란 앞에서 說明한 바와 같이 製作 直後의 放電管에 不純氣體가 殘留되어 있는 것을 點燈을 하여 不純氣體 ion 이 電界에 의하여 加速되어 電極 또는 鎳子管에 吸着시키는 時間이 된다.

그러므로 不純 殘留氣體의 量이 많을수록 aging 時間도 길어 질것이라 생각되며 aging 電流가 증가 할수록 aging 時間이 짧아지리라 생각된다.

그러면 이러한 不純氣體의 殘留의 原因은 전술한 바와 같이 排氣裝置로 부터의 leak, 氣體放出, 飽和蒸氣壓 등으로 생각되고 排氣時의 電極과 放電鎳子管的 baking 不充分으로 因하여 點燈時 이틀로 부터의 氣體放出 및 排氣後의 排氣管的 tip off 時의 排氣管的 溶融에 의한 内部 含有氣體의 放出등으로 생각된다.

이러한 理由로해서 aging 에 관한 實驗으로는 眞空排氣裝置의 aging 實驗을 하여 排氣裝置의 特性을 把握한 後에 到達 眞空度 維持時間 內外에서 製作된 製品에 對한 aging 實驗과 排氣管 tip off 에 의한 不純 放出氣體의 管球內의 流入測定, 또한 放電氣體의 壓力에 따른 aging 時間 및 aging 電流의 變化에 따르는 rging 時間들을 測定하고 aging 에 의한 起動電壓 및 起動電流의 變動을 測定하므로써 aging 문제를 實驗적으로 究明하여 製造 工程의 改善과 aging 의 合理的인 操作用을 研究的 것이 本 實驗의 목적이라 하겠다.

5-2. R.I. 照射에 의한 起動 特性的 安定化에 대한 考察

4-2에서 說明한 바와 같이 放電管的 起動特性인 起動電壓과 起動時間을 安定 시키려면는 v_0 즉 初期電子를 크게 하여야 한다.

v_0 를 크게 하는 方法으로는 光電效果를 利用하는 方法, 補助放電에 의한 方法 放射性 同位元素의 照射를 利用하는 方法이 있다.

이들 세가지 方法 中에서 光電效果를 利用하는 方法은 波長이 짧은 紫外線 放電鎳子管은 透過하지 못하고 또한

線源裝置가 따라야 하므로 實際利用에는 애로점이 많다.

補助放電을 利用하는 方法은 線源을 放電管 內에 놓을 수 있으므로 光電效果를 利用하는 方法보다 좋기는 하나 電極에 의한 放電으로 부터 主電極間의 放電으로 移動하는 time delay 가 있으므로 가장 이상적인 方法이 放射 性同位元素를 利用하는 方法이다.

이 方法도 線源을 放電管 內에 들수 있을 뿐만 아니라 電力損이 없으며 經濟的이고 취급도 용이하다.

放射性 同位元素로는 工業的 응용 및 구입이 용이하고 열가인 Co⁶⁰을 擇하였다.

Co⁶⁰의 放電管 外部로부터의 照射에서 문제 되는 것은 γ 線이다.

γ 線은 光電效果, Compton 效果 및 電子對 創生등의 性質을 갖이고 있다.

이러한 γ 線의 ion化 作用을 利用하는 것이다. 지금까지는 眞空避雷器, TR 管등에 Co⁶⁰를 利用하여 起動電壓의 不整을 減少시키고 豫備放電이 늦지 않도록 使用하고 있으나 放電管의 起動特性에 미치는 Co⁶⁰의 照射效果에 對한 系統的인 關係가 究明되지 않고 있다. 따라서 放電氣體의 종류 放電氣體의 壓力등의 變化에 對한 source intensity의 變化가 미치는 影響을 定量的으로 實驗해 보고져 한다.

다음 Co⁶⁰의 照射에 의한 物質의 電離作用에 대하여 검토하기로 한다.

放電管에서의 Co⁶⁰照射로서 문제되는 것은 放電 間隔 內의 氣體와 金屬 電極의 離化 作用이다.

Co⁶⁰의 에너지는 β^{-1} :0.31MeV, γ_1 :1.17MeV, γ_2 :1.33MeV 이다. 그런데 管의 外部로부터 Co⁶⁰을 照射하며는 電子 管은 에너지가

1 MeV 이하의 放射線은 透過시키지 못하므로 β^{-1} 에 對해서는 고려하지 않고, γ ray 에 대해서만 검토하기로 한다.

- 지금 N : incident number of γ ray
- N : absorbed number of γ ray
- n : number of atoms/cm³
- l : path length
- σ_t : total atomic cross sections

이라고 하면, 物質에 의한 γ ray 의 吸收는 다음 式으로 표시된다.

$$N = N_0(1 - e^{-n\sigma_t l}) \dots (70)$$

그런데 標準狀態(P.T)에서 n 의 값 n_s 는

$$n_s = \frac{N_{avo}}{22.4 \times 10^3} \dots (71)$$

壓力 P(mmHg), 室溫下에서는

$$n = \frac{N_{avo}}{22.4 \times 10^3} \times \frac{P}{760} \dots (72)$$

一般 放電氣體 및 電極에서는 $n\sigma_t l \ll 1$

그러므로

$$1 - e^{-n\sigma_t l} = 1 - [1 - n\sigma_t l + (n\sigma_t l)^2 + \dots] \approx n\sigma_t l \dots (73)$$

Co⁶⁰ source 로 부터의 放電管까지의 照射거리 l 이 放電

管의 크기 ν 보다 대단히 크다면 즉

$$l \gg \nu \quad n \approx nV \dots (74)$$

여기서 V 는 放電管의 容積이다.

지금 放電管全體에 대하여 同一한 強度 N_0 로 γ ray 를 照射한다면, 一次的으로 電離하는 個數는 다음과 같은 式으로 近似的으로 算을 수 있다.

$$N = N_0 n V \sigma_t \dots (75)$$

$$= N_0 \frac{N_{avo}}{22.4 \times 10^3} \times V \times \sigma_t \times \frac{P}{760} \dots (76)$$

$$= N_0 \frac{6.0249 \times 10^{23}}{22.4 \times 10^3 \times 760} \times V \times \sigma_t \times P \dots (77)$$

그런데 σ_t 는

$$\sigma_t = \sigma_{comp} + \sigma_{pair} + \sigma_{photo} \dots (78)$$

여기서 σ_{comp} , σ_{pair} , σ_{photo} 는 각각 compton scattering pair production, photo electric effect 에 대한 Cross section 이므로 式(77)에 放電氣體 및 電極의 Cross section 의 값을 代入하며는 Co⁶⁰照射에 의한 一次的의 電離의 個數를 算出할 수 있다.

(1) photo electric cross section: σ_{photo}

$$\sigma_{photo} = \phi_0 Z^4 \left(\frac{1}{137}\right)^4 4\sqrt{2} \left(\frac{m_0 C^2}{h\nu}\right)^{\frac{7}{2}} \dots (79)$$

$$\text{그런데 } \phi_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_0 C^2}\right)^2 = 6.651 \times 10^{-25} \text{cm}^2 \quad (80)$$

$$\sigma_{photo} = 6.651 \times 10^{-25} \times Z^4 \left(\frac{1}{137}\right)^4 4\sqrt{2} \left(\frac{m_0 C^2}{h\nu}\right)^{\frac{7}{2}}$$

여기서 $m_0 C^2$: 電子의 靜止 에너지

$h\nu$: 入射光子의 에너지

Z : atomic number

2. Compton scattering cross section: σ_{comp}

$$\sigma_{comp} = \frac{3}{4} \phi_0 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \dots (82)$$

여기서 $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0 C^2}$

3. Pair production cross section: σ_{pair}

$$\sigma_{pair} = \int_0^{E_{max} - 2m_0 c^2} \sigma(K_+) dE_+ \dots (83)$$

$$\sigma_{(K_+)} dE_+ = \phi \frac{P_+ P_-}{(h\nu)^3} dE_+ \left\{ -\frac{4}{3} - 2E_+ E_- \frac{P_+^2 + P_-^2}{P_+^2 P_-^2} + mC^2 \left(\frac{E_+^2 + \epsilon_-}{P_-^3} + \frac{\epsilon_+ E_-}{P_+^3} - \frac{\epsilon_+ \epsilon_-}{P_+ P_-} \right) + \left[\frac{(h\nu)^3}{P_+^3 P_-^3} (E_+^2 E_-^2 \epsilon_+ + \frac{E_+ E_- P_+^2}{P_-^3} \epsilon_- + \frac{2h\nu E_+ E_-}{P_+^2 P_-^2}) \right] \right\} \dots (84)$$

$$\epsilon_+ = 2 \log \frac{E_+ + P_+}{\mu}, \quad L = \log \frac{E_+ E_- + P_+ P_- + \mu^2}{\mu k}$$

$$\phi = Z^2 r_0^2 / 137$$

여기서 두개의 電子의 energy 와 momentum 을 각각 E_+ , P_+ , E_- , P_- 라하고 $K = E_+ + E_-$

윗식은 E_+ 와 $E_- dE_+$ 間의 全에너지에 대한 positron 의 發生과 E_+ 와 $E_- dE_-$ 間의 全에너지에 대한 negatron 의 發生에 대한 cross section 을 위한 式이다. (繼續)

(1965年 8月 4日 接受)