

## 沿面放電에 미치는 導電層의 影響에 관한 研究

論 文

17~3~1

A study on the effects of a conducting metallic barrier on the surface creepage flash over discharge.

丁 性 桂\*  
(Sung Kae, Chung)

## [ABSTRACT]

When a insulator plate is inserted to the discharge path of a space discharge gap in which the field strength is not uniform, the spark voltage under the atmospheric pressure between the electrodes decreases or rises according to the position of the insulating plate. Also it is reported that if a metallic barrier plate is inserted to the discharge path of the same space discharge gap, similar variations of spark voltage are found. Speaking briefly, mentioned above are the spark voltage characteristics when an insulator or metallic barrier is inserted to the space discharge gap.

Also some experimental results, concerning to the surface creepage flash over characteristics at the case when an insulator barrier is inserted to the discharge path of a surface creepage discharge gap, were reported by Peek. But up to now there are no reports on surface flash over voltage characteristics at the case when a metallic barrier is inserted to the surface creepage discharge gap.

In this study the effects of a conducting metallic barrier inserted to the path of a surface creepage discharge gap on the flash over voltage characteristics are investigated theoretically and experimentally, and got some important results, clearing the effects of the position and width of a conducting metallic barrier on the surface creepage flash over voltage. It was found that when a conducting barrier is inserted, the surface flash over voltage characteristics appear as an Inverse N or W Characteristics. Such theoretical or experimental results may have some relation not only with the effects of dry belt and snow on suspension insulators, but also with the effects of dirty zone or water drops on the surface creepage flash over voltage.

## 序 論

等電界를 형성하는 空間放電갭프內에, 放電路와  
로 프레스코오드등의 絶緣板을 삽입하면, 그 絶  
위치에 따라 大氣壓下에 있어서의 불꽃放電電壓  
이 低下하거나, 또는 上昇하거나 하는 복잡한 現  
나타난다. 또 동일한 空間放電갭프內에 金屬板을  
삽입해도 마찬가지로 現象이 나타난다는 사실이 報告되  
다. (1) 이러한 現象은 불꽃放電의 機構가 空間電荷  
分布 또는 코로나發生과 밀접한 관련성이 있다는  
말하여 주는 것으로, 高電壓機器의 絶緣 또는 沿  
面放電防止의 見地에서 극히 중요한 參考資料가 된다.  
이와 같은 空間放電갭프內에 絶緣層 또는 金屬層의  
삽입한 경우의 불꽃放電電壓의 變化에 관한 實  
験인데, 沿面放電갭프內의 放電路의 도중에 絶緣層  
을 삽입한 경우의 沿面閃絡電壓特性에 관하여도 피이크

氏등의 實驗結果가 나와 있다. (2)

그런데 沿面放電갭프內의 放電路의 도중에 金屬의 導  
電層을 삽입한 경우의 沿面閃絡放電電壓의 變化特性에  
관하여는, 이것이 高電壓機器의 絶緣 또는 沿面閃絡防止  
對策上 극히 중요한 문제인데도 불구하고, 아직 이렇다  
할 研究報告가 나와 있지 않다. 筆者는 이러한 문제에  
관하여 일련의 實驗的 研究를 행하여 이미 그 結果를 發  
表한 바 있거니와, (3) 이것은 비교적 對稱的인 沿面放電  
갭프에 대한 것이었으며, 그 實驗에서 沿面放電갭프內  
의 放電路의 도중에 삽입한 金屬導體가 沿面閃絡電壓에  
중요한 影響을 미친다는 것을 발견하였다. 따라서 이에  
관련하여 이번에는 非對稱沿面放電갭프의 閃絡電壓에  
미치는 放電路도중의 金屬導電層의 影響에 관한 研究를  
理論的 또는 實驗的으로 행하여 상당히 중요한 結果를  
얻었으며, 導電層의 位置 및 그 幅이 沿面全路閃絡電壓  
에 미치는 影響 및 그 原因을 더욱 명백히 하였다.

懸垂碍子등에서의 dry belt로 인한 閃絡電壓의 低下,

碍子, 붓성등에서의 積雪로 인한 閃絡電壓의 低下, 또는 沿面放電路內의 汚損層 및 물방울등으로 인한 閃絡電壓의 低下등에 관한 機構는 本研究結果와 일련의 관련성이 있으며, dry belt 이의부분, 積雪層, 汚損層, 및 물방울등은 本實驗에서의 沿面放電路內의 일종의 導電層으로 볼 수 있기 때문에, 그들에 있어서의 沿面閃絡特性을 本實驗에서의 實測結果 또는 半理論的인 計算結果로 부터 어느 정도 推測할 수 있고 또 설명할 수 있다는 結論을 얻었다. 더욱 本研究에서 얻은 結果中, 沿面全路閃絡電壓이 導電層이 있을 때가 그것이 없는 경우보다 더 上昇하는 구간이 있다는 結果는 沿面閃絡防止의 見地 또는 高電壓機器의 絶緣에 있어서 대단히 흥미 있는 문제가 될것으로 생각하고, 여기에 그 結果를 報告하는 바이다.

(2) 理 論

2-1 沿面放電裝置

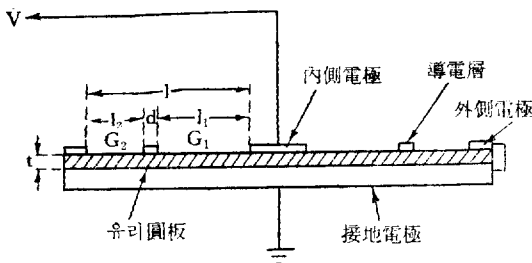


그림 2-1 沿面放電裝置  
Fig. 2-1. device for surface creepage discharge

그림 2-1은 本研究에 사용된 沿面放電裝置를 표시한다. 圓板狀의 內側電極과 接地電極사이의 絶緣體로서 유리圓板이 삽입되어 있으며, 링狀導電層이 內外側電極사이의 沿面放電路의 도중에 놓여져 있다. 沿面放電은 內外側電極사이의 유리表面의 空氣中을 통하여 일어난다. 接地電極과 外側電極은 電氣적으로 연결되어 있으며, 따라서 等電位에 있다. 內側電極에 商用周波數交番電壓을 印加하면, 갭프 G<sub>1</sub>, G<sub>2</sub>에서 각각 沿面閃絡이 일어난으로서 內外側電極사이의 全路閃絡이 발생하게 된다. 지금 導電層의 位置 l<sub>2</sub>와 그 幅 d가 각각 변화하는 경우의 沿面放電特性을 理論적으로 解析하여 본다.

2-2 等價回路

그림 2-1의 沿面放電裝置에 대한 電氣的等價回路를 생각하면 그림 2-2와 같이 된다. 그림 2-2에서

- R<sub>1</sub>=갭프 G<sub>1</sub>의 表面漏洩抵抗
- r<sub>c1</sub>=갭프 G<sub>1</sub>의 沿面코로나抵抗
- r<sub>s</sub>=갭프 G<sub>1</sub>에서의 沿面불꽃抵抗

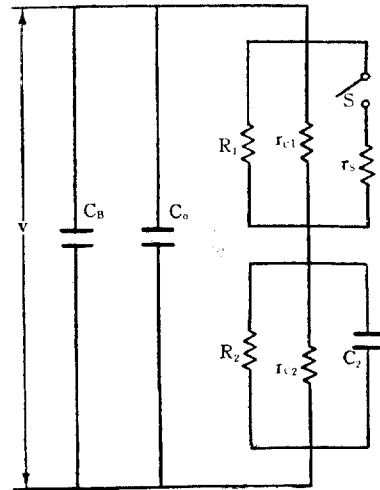


그림 2-2 等價回路  
Fig. 2-2. equivalent circuit

R<sub>2</sub>=갭프 G<sub>2</sub>의 表面漏洩抵抗  
r<sub>c2</sub>=갭프 G<sub>2</sub>의 沿面코로나抵抗  
C<sub>2</sub>=導電層과 接地電極사이의 靜電容量  
C<sub>0</sub>=內側電極과 接地電極사이의 靜電容量  
C<sub>B</sub>=電源임피던스를 短絡하기 위한 靜電容量

이다. G<sub>1</sub>에서 閃絡이 일어나기 전까지의 等價回路는 그림 2-2의 스위치 S가 열려져 있을 때이며, G<sub>1</sub>에서 閃絡이 일어난 후의 等價回路는 S가 닫혀져 있을 때이다. 本裝置에 있어서의 沿面放電은, 內側電極周邊의 汚損表面부분에 있어서 電束의 집중이 가장 심하므로, 電壓을 서서히 올리면 우선 갭프 G<sub>1</sub>에서 먼저 閃絡이 일어난 다음, 電壓을 더욱 올리면 G<sub>2</sub>가 파괴되어 全路閃絡으로 되는 경우가 많고, 특히 l<sub>1</sub>, l<sub>2</sub>가 적은 경우에는 G<sub>1</sub>, G<sub>2</sub>의 閃絡이 동시에 일어나 全路閃絡으로 이행하는 경우도 있다. 實驗結果에 의하면 全路閃絡이 일어나기 때까지 G<sub>1</sub>에서는 沿面코로나가 심하게 발생하나, G<sub>2</sub>에서는 그 沿面距離가 적지 않은 한, 이것이 그다지 발생하지 않으므로 r<sub>c2</sub>는 비교적 큰 값이다. 또 內側電極과 導電層사이의 靜電容量 C<sub>1</sub>은 그 임피던스  $\frac{1}{\omega C_1}$  이 R<sub>1</sub>, r<sub>c1</sub>에 비하여 매우 큰 값이므로 이것을 等價回路에서 생략하였다.

2-3 G<sub>1</sub>, G<sub>2</sub>의 分擔電壓

지금 G<sub>1</sub> 또는 G<sub>2</sub>에서 閃絡이 일어나기 전의 分擔電壓을 먼저 생각한다.

이때의 等價回路는 그림 2-3과 같다. 여기서

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r_1} &= \frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_{c1}} \\ \frac{1}{r_2} &= \frac{1}{R_2} + \frac{1}{r_{c2}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-1)$$

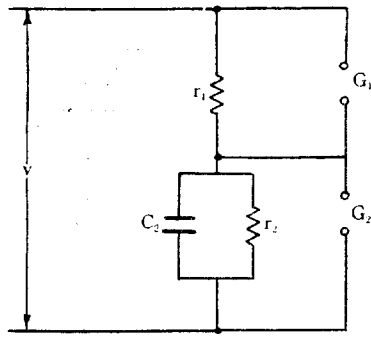


그림 2-3  $G_1$  또는  $G_2$ 가閃絡하기 直前の 等價回路  
Fig. 2-3 equivalent circuit just before  $G_1$  or  $G_2$  flash over.

이며,  $G_1, G_2$ 는 겹표를 표시한다. 그림 2-3으로 부터 印加電壓  $\dot{V}$ ,  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓  $\dot{V}_1, \dot{V}_2$ 를 구하면 각각

$$\left. \begin{aligned} \dot{V}_1 &= \frac{ar_1}{b} V e^{j(\alpha-\beta)} \\ \dot{V}_2 &= -\frac{r_2}{b} V e^{-j\beta} \\ \dot{V} &= V \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-2)$$

또 時間函數는

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \frac{ar_1}{b} V \sin(\omega t + \alpha - \beta) \\ v_2 &= -\frac{r_2}{b} V \sin(\omega t - \beta) \\ v &= V \sin \omega t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-3)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{단 } a &= \sqrt{1 + \omega^2 C_2^2 r_2^2}, \quad \alpha = \tan^{-1} \omega C_2 r_2 \\ b &= \sqrt{r^2 + \omega^2 r_1^2 r_2^2 C_2^2}, \quad \beta = \tan^{-1} \frac{\omega r_1 r_2 C_2}{r} \\ r &= r_1 + r_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-3)a$$

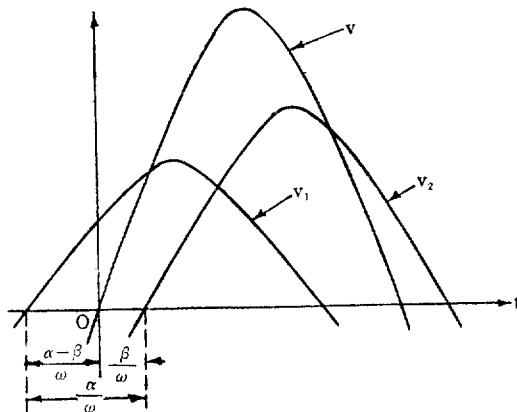


그림 2-4.  $v, v_1, v_2$ 의 타임다이아그램  
Fig. 2-4. time diagram of  $v, v_1, v_2$

그림 2-4는  $v_1, v_2, v$ 에 대한 타임다이아그램이다. 그림 2-4에서와 같이  $v_1, v_2$ 의 位相 및 그 크기관계로  $G_1$

또는  $G_2$ 에서 단독으로 閃絡이 일어 난다 하여도  $G_2$  또는  $G_1$ 에서 반드시 閃絡이 일어난다고는 할 수 없으며, 따라서  $G_1$  (또는  $G_2$ )이 파괴되어도 全路閃絡으로 되지 않은 경우가 있을 수 있다.

다음에  $G_1$ 이 閃絡한 후의  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓의 時間的變化를 생각해보자.  $G_1$ 이 閃絡한 후의 等價回路는 그림 2-5와 같다.  $G_1$ 에서 閃絡이 일어난다는 것은 그림 2-5에서 스위치  $S$ 를 닫는 것에 해당하며, 불꽃抵抗  $r_s$ 는 時間 및 스파이크채널의 길이의 函數가 된다.

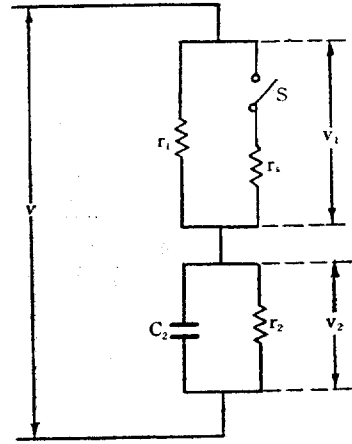


그림 2-5  $G_1$ 이 閃絡한 후의 等價回路  
Fig. 2-5. equivalent circuit after  $G_1$  flash over

(1) 불꽃抵抗  $r_s$

Toepler에 의하면 불꽃抵抗  $r_s$ 는

$$r_s = \frac{KL_1}{Q} \dots\dots\dots(2-4)$$

여기서,  $Q$ =時間  $t$ 까지 스파이크채널을 통과한 電氣量  
 $K$ =定數 $=0.482 \times 10^{-3}$

$l_1$ =沿面距離

그러므로 그림 2-5에서와 같이

$$r_s = \frac{KL_1}{\int i_s dt}, \quad i_s = \frac{v_1}{r_s}$$

$$\therefore \int \frac{v_1}{r_s} dt = \frac{k}{r_s}, \quad k = KL_1 \dots\dots\dots(2-5)$$

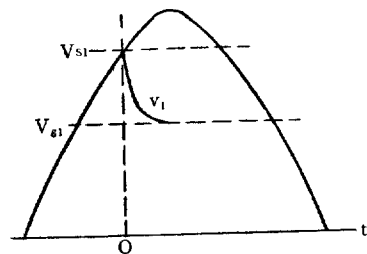


그림 2-6  $v_1$ 의 변화  
Fig. 2-6. time variation of  $v_1$

그림 2-5의 회로는 CR 회로이므로  $G_1$ 이閃絡한 후  $G_1$ 의分擔電壓  $v_1$ 은 그림 2-6에서와 같이  $G_1$ 의固有閃絡電壓  $V_{s1}$ 으로부터 그固有滅火電壓  $V_{s1}$ 까지指數函數的으로降下한다고 생각한다. 즉

$$v_1 = V_{s1} e^{-\gamma t}$$

라 가정하여, 이것을 (2-5)식에 넣으면

$$\int \frac{V_{s1} e^{-\gamma t}}{r_s} dt = \frac{k}{r_s}$$

$$\text{따라서 } \log r_s = -\frac{V_{s1}}{\gamma k} e^{-\gamma t} + C$$

$G_1$ 에서 불꽃이 발생하기 직전에  $G_1$ 에는 상당한沿面코로나가 발생하므로,  $t=0$  즉  $G_1$ 閃絡순간의  $r_s$ 는  $G_1$ 의沿面코로나抵抗  $r_{c1}$ 이라고 볼 수 있다. 그러므로  $t=0$ 에서  $r_s = r_{c1}$ 이며, 이初期條件을 적용하면

$$r_s = r_{c1} e^{\frac{V_{s1}}{\gamma k} (e^{-\gamma t} - 1)} \dots \dots \dots (2-6)$$

(2)  $G_1$ 閃絡中の  $v_1, v_2$ 의 時間的變化

그림 2-5에서  $S$ 를  $t=0$ 에서 갑자기 닫는 경우의  $v_1, v_2$ 에 대한過渡現象을 생각하면 된다.  $v_1, v_2$ 의過渡項을  $v_{1t}, v_{2t}$ 라 한다. 時定數가 적어서 이過渡現象이 계속되는 時間은 극히 짧으므로, 이短時間內에서는

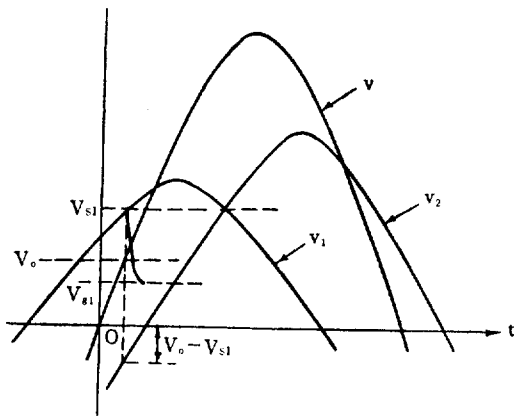


그림 2-7.  $G_1$ 閃絡순간의 印加電壓  $V_0$   
Fig. 2-7. applied voltage  $V_0$  at the instance of  $G_1$  flash over

印加電壓  $v$ 는 그림 2-7에서의  $V_0$ 로서 거의 일정하다고 생각한다. 그러면  $v_{2t}$ 는

$$v_{2t} = K_0 e^{-\beta t - a_0(t)} \dots \dots \dots (2-7)$$

$$\text{단 } \beta = \frac{1}{C_2} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) = \frac{1}{C_2 r_0}$$

$$a_0(t) = \int \frac{1}{C_2 r_{c1}} e^{-\gamma t} \frac{V_{s1}}{\gamma k} (1 - e^{-\gamma t}) dt$$

$K_0$ =積分常數

이다.  $v_2$ 의 定常項  $v_{2s}$ 는, 定常狀態에서  $r_s=0$ , 즉  $G_1$ 短絡狀態가 된다는 것을 고려하면 印加電壓  $V_0$ 가 된다는 것을 알 수 있다. 따라서  $V_{2s} = V_0$ 이므로

$$v_2 = v_{2s} + v_{2t} = V_0 + K_0 e^{-\beta t - a_0(t)} \dots \dots \dots (2-8)$$

그런데  $t=0$ 에서  $v_2 = V_0 - V_{s1}$ 이므로 積分常數  $K_0$ 는  $K_0 = -V_{s1} e^{a_0(0)}$ 가 되어  $v_1, v_2$ 는 결국

$$v_2 = V_0 - V_{s1} e^{-\beta t + a_0(0) - a_0(t)} \dots \dots \dots (2-9)$$

$$v_1 = V_0 - v_2 = V_{s1} e^{-\beta t + a_0(0) - a_0(t)} \dots \dots \dots (2-10)$$

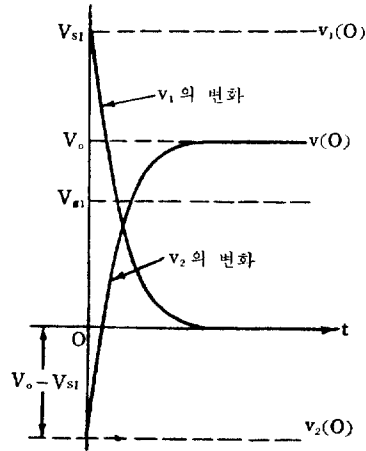


그림 2-8.  $G_1$ 閃絡中の  $v_1, v_2$ 의 變化  
Fig. 2-8. time variation of  $v_1, v_2$  during  $G_1$  flash over

이리하여  $v_1, v_2$ 는 그림 2-8에서와 같이指數函數的으로 급격히減少 또는 增加한다. (2-9), (2-10)式에서의  $-\beta t + a_0(0) - a_0(t)$ 라는指數는  $a_0(0) - a_0(t) < 0$ 이므로 時定數는  $-\frac{1}{\beta}$  즉  $\frac{1}{C_2 \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)}$ 보다 더욱 적어져, 그림 2-8에서의  $v_1, v_2$ 는 일종의衝擊電壓의 성질을 띠게 된다. 여기서  $v_1$ 은 0으로 감소하나, 실제로는  $v_1$ 이  $V_{s1}$ 으로 되면,  $G_1$ 의閃絡이 멈추므로  $v_1$ 曲線은  $V_{s1}$ 에 이르러 끊어진다.  $G_2$ 가閃絡하는 것은 이  $v_2$ 란衝擊電壓에 의한다.

(3)  $G_1$ 閃絡으로부터 그滅火까지의  $v_1, v_2$ 의 時間的變化

위에서는  $G_1$ 의閃絡이 定常狀態까지 계속되는 걸로 하여  $v_1, v_2$ 의 變化를 생각하였으나, 실제로는  $G_1$ 閃絡中の  $G_1$ 의分擔電壓  $v_1$ 의 값이  $G_1$ 의固有滅火電壓  $V_{s1}$ 으로 되면, 이때  $G_2$ 가閃絡하지 않은限  $G_1$ 의閃絡은 중지되므로,  $v_1$ 이 0으로 되기 전에  $G_1$ 의閃絡이 중지된다. 따라서 지금 時間  $t=t_1$ 에서  $v_1$ 이  $V_{s1}$ 으로 된다면, 이때  $G_1$ 의閃絡은 중지되와 동시에,  $G_2$ 의分擔電壓  $v_2$ 는  $V_{t1} - V_{s1}$ 이 된다.  $V_{t1}$ 은  $t=t_1$ 에서의 印加電壓이다. 이 관계를 그림으로 표시하면 그림 2-9와 같다. 즉  $t=t_1$ 에서  $v_1$ 은  $V_{s1}$ 으로 되는데, 이때  $G_2$ 가閃絡하지 않으면  $G_1$ 의閃絡은 중지되고, 이순간  $v_2$ 는  $V_{t1} - V_{s1}$ 의 값으로上昇하게 된다. 물론 이 경우  $V_{t1} - V_{s1}$ 의 값이  $G_2$ 의固有閃絡電壓  $V_{s2}$  이상으로 되어

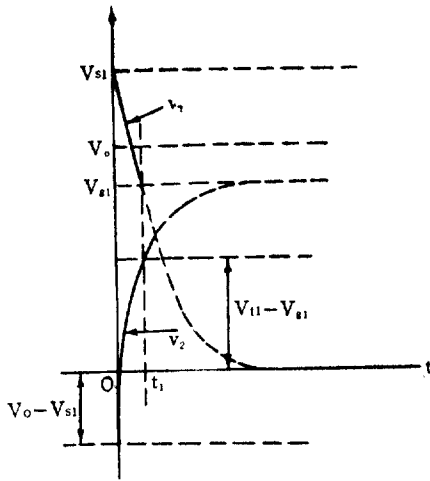


그림 2-9  $G_1$  閃絡으로부터 滅火까지의  $v_1, v_2$  의 변화  
 Fig. 2-9. time variation of  $v_1, v_2$  from  $G_1$  flash over to it's stopping flash over

$G_2$  를 閃絡시킬 수 있으면, 이때 全路閃絡이 일어나게 되고,  $V_{s2}$  에 미달이면 前述한 바와 같이  $G_2$  가 閃絡하지 않으므로  $G_1$  의 閃絡이 중지되어 全路閃絡은 일어나지 않는다.  $G_1$  閃絡으로부터 그 滅火까지  $G_2$  의 分擔電壓은  $(V_0 - V_{g1})$  으로부터  $(V_{11} - V_0) + (V_{g1} - V_{g1})$  만큼 上昇하게 된다.

(4)  $G_1$  閃絡中止後의  $v_1, v_2$  의 時間的變化  
 $G_1$  의 閃絡이 중지하면  $v_1$  은 다시 上昇하고,  $v_2$  는 降下한다. 이 경우의  $v_{1t}, v_{2t}$  를 구하기 위한 等價回路는 그림 2-10 과 같이 되며, 지금  $G_1$  이 滅火되는 순간을  $t=0$  로 잡으면

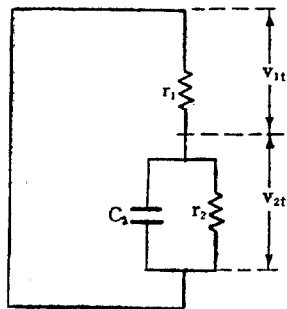


그림 2-10  $G_1$  滅火後의  $v_{1t}, v_{2t}$  를 구하기 위한 等價回路  
 Fig. 2-10 equivalent circuit for  $v_{1t}, v_{2t}$  after  $G_1$  stopping flash over

$$v_{1t} + v_{2t} = 0$$

$$\frac{v_{1t}}{r_1} = C_2 \frac{dv_{2t}}{dt} + \frac{v_{2t}}{r_2}$$

$$\therefore C_2 \frac{dv_{2t}}{dt} + \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) v_{2t} = 0$$

$$\therefore v_{2t} = A \varepsilon^{-\frac{1}{C_2 r_0} t}$$

단  $\frac{1}{r_0} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$

$G_1$  이 滅火한 후,  $G_1$  의 分擔電壓  $v_1$  이 上昇하여 그 값이  $V_{g1}$  에 도달해도  $G_1$  에서 閃絡이 일어나지 않는다. 이것은 이 경우의  $v_1$  의 波形이 衝擊性이어서, 閃絡의 늦음의 效果가 나타나기 때문이다. 따라서  $v_1$  이  $V_{g1}$  을 초과하여 그 定常狀態의 값까지 上昇하였다고 하면, 이때의  $v_1$  을  $V_{1t2}$  라 하여  $v_2$  의 定常項  $v_{2s}$  는

$$v_{2s} = V_{t2} - V_{1t2}$$

가 된다. 그러므로  $v_2$  는

$$v_2 = v_{2s} + v_{2t} = V_{t2} - V_{1t2} + A \varepsilon^{-\frac{1}{C_2 r_0} t}$$

그런데  $t=0$  에서  $v_2 = V_{t1} - V_{g1}$  이므로

$$v_2 = (V_{t2} - V_{1t2}) + [(V_{t1} - V_{g1}) + (V_{1t2} - V_{t2})] \varepsilon^{-\frac{1}{C_2 r_0} t} \dots \dots \dots (2-11)$$

또  $v_1 = V_{t2} - v_2$  이므로

$$v_1 = V_{t2} - [(V_{t1} - V_{g1}) + (V_{1t2} - V_{t2})] \varepsilon^{-\frac{1}{C_2 r_0} t} \dots \dots (2-12)$$

(2-12) 式은  $t_1 \sim t_2$  사이에서 印加電壓이  $V_{t2}$  로 一定하다고 가정하여 얻은 것이다. (2-12) 式에서  $V_{t1} = V_{t2}$  라 놓으면  $(v_1)_{t=0} = V_{g1}$  으로 되어 실제와 들어 맞는다.  $V_{t1} = V_{t2}$  라 할 수 있는 것은  $t_2 - t_1$  이 극히 짧기 때문이다. 이 경우의  $v_1, v_2$  의 變化가 그림 2-11 에 표시되어 있다. 지금 (2-11), (2-12) 式의  $v_2, v_1$ , 및 定常狀態에

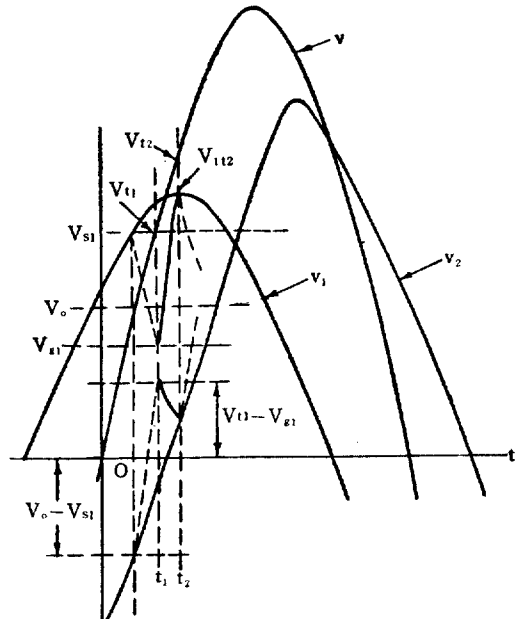


그림 2-11.  $G_1$  滅火後의  $v_1, v_2$  의 時間的變化  
 Fig. 2-11. time variation of  $v_1, v_2$  after  $G_1$  stopping flash over

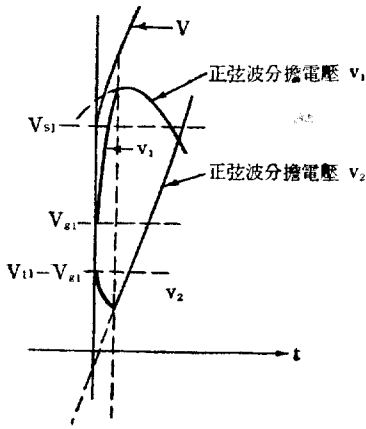


그림 2-12.  $G_1$  滅火後부터  $G_1$  再閃絡까지의  $v_1, v_2$ 의 변화

Fig. 2-12.  $v_1, v_2$  from  $G_1$  stopping flash over to  $G_1$  re-flash over

도달한 후의  $v_2, v_1$ (正弦波電壓)을 함께 그리면 그림 2-12와 같다. 즉  $v_1, v_2$ 는 각각  $C_2 r_0$ 를 時定數로 하는指數函數로 증가 및 감소하여 그들의 定常狀態電壓인 正弦波分擔電壓의 波形으로 된다. 그런데  $G_1$ 의 分擔電壓  $v_1$ 은 일종의 衝擊電壓이며, 이 衝擊電壓에 의하여  $G_1$ 이 다시 閃絡하는 것은 불꽃의 늦음 또는 過電壓(over voltage)에 의하여 左右된다. 즉 갭프  $G_1$ 은  $v_1$ 이 衝擊電壓에 의하여 어느 所定の 불꽃의 늦음후에 두번째 閃絡을 하게 되는데, 이 衝擊電壓은 그 波頭坡度가 비교적 급하여 대개는  $V_{s1}$ 을 초과한  $v_1$ 의 過渡狀態 또는  $G_1$ 의 正弦波分擔電壓에 도달한 狀態에서  $G_1$ 이 閃絡하게 된다.

(5)  $G_1$ 의 두번째 閃絡이후의  $v_1, v_2$ 의 時間的變化

$G_1$ 이 두번째로 閃絡한 후의  $v_1, v_2$ 는 전과 전혀 동일한 過渡現象을 반복하게 되며, 이 過渡現象은  $G_1$ 이 최후로 滅火함으로써 생기는  $G_1$ 에서의 衝擊性上昇電壓이 定常狀態正弦波電壓에 도달함으로써 증식된다. 다시 말하면  $G_1$ 에 있어서의 최후의 閃絡이 滅火할때 생기는 過渡現象이 定常狀態에 도달할 때까지 전기한 過渡現象이 반복된 후 다음 半周期로 이행하게 된다. 이  $G_1$ 의 閃絡 및 滅火가 반복되는 동안,  $G_1$ 點火開始로부터 그 滅火까지의 過渡現象은 (2-9), (2-10)式에 의하고,  $G_1$  滅火後 閃絡까지의 過渡現象은 (2-11), (2-12)式에 의한다.

이리하여 지금  $G_1$ 이 點火와 滅火를 계속 반복하는 동안의  $v_1, v_2$ 의 時間的變化를 그려보면 그림 2-13과 같이 된다. 그림에서 衝擊波  $v_1$ 의 波高點을 연결한 線은  $V_{s1}$ 을  $G_1$ 에 대한 過電壓  $\Delta V_{s1}$ 만큼 초과한 線이며, 衝擊波  $v_2$ 의 波高點 ①, ②, ③ 및 ④를 연결한 線은 ( $v - V_{g1}$ )을 표시하는 曲線이다. 지금  $G_2$ 의 固有閃絡電壓  $V_{s2}$ 가 그림 2-13에 표시된 크기라 하면, 衝擊波  $v_2$ 의 최후의 脈動을 표시하는 ④' 曲線上的  $V_{s2}$ 를  $G_2$ 에 대한 過電壓  $\Delta V_{s2}$ 만큼 초과한 어느 點에서  $G_2$ 가 閃絡되므로, 이때  $G_1, G_2$ 가 함께 閃絡되는 기회가 생겨 그 순간  $G_1, G_2$ 를 통한 全路破壞閃絡放電이 이루어지게 된다. 그러나 만일  $V_{s2}$ 가 더욱 높아 ④' 曲線으로 표시되는 衝擊性電壓으로  $G_2$ 가 閃絡되지 않으면, 全路閃絡을 일으키지 않고 그대로 지나버리게 된다.

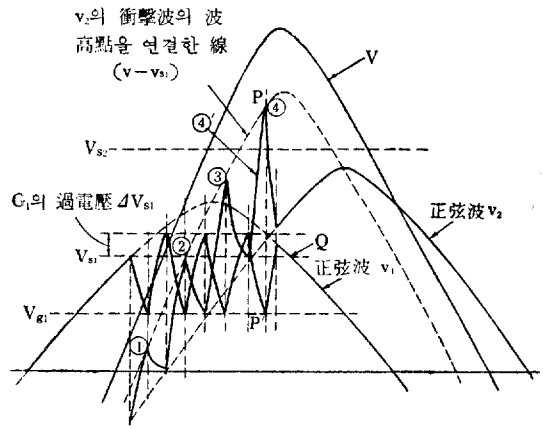


그림 2-13  $G_1$ 의 點滅이 계속되는 동안의  $v_1, v_2$ 의 波形

Fig. 2-13. wave form of  $v_1, v_2$  during  $G_1$  flash over and it's stopping flash over repeat

2-4 全路閃絡電壓  $V_s$

前所述한 바와 같이  $G_1$ 이 點滅을 반복 계속하는 동안의  $v_2$ 의 波高點의 軌跡은 ( $v - V_{g1}$ )으로 주어지는 曲線이 되며,  $G_1$ 이 최후로 滅火되는 點  $P'$ (그림 2-13)에 상

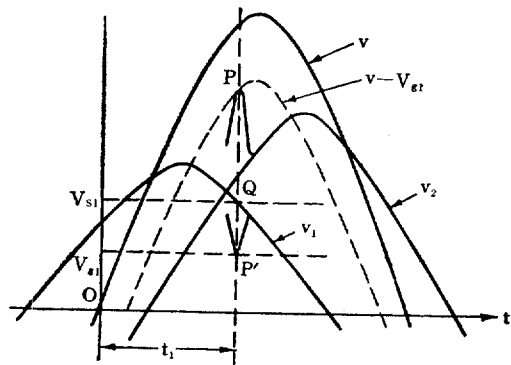


그림 2-14 그림 2-13의  $P', Q$  點이 時間的으로 일치되는 경우의  $v_1, v_2$

Fig. 2-14.  $v_1, v_2$  when points  $P', Q$  on Fig. 2-13 are equally located in time

당한  $v_2$ 의 波高點  $P$ 에 해당한  $v_2$ 의 瞬時電壓值가  $V_{s2}$ 를 過電壓만큼 초과하면  $P$ 點에서  $G_2$ 가 파괴되어 全路閃絡으로 이행하게 된다. 그런데 지금 계산을 간단하게 하기 위하여 그림 2-13에서의  $P'$ 點이  $Q$ 點과 時間的으로 항상 일치된다고 가정한다, 그러면 이때의  $P$ 點은 時間的으로  $Q$ 點에 상응한 點이 될것이다. 따라서 이 관계를 그려보면 그림 2-14와 같다.

엄밀이 말하면 그림 2-14에서의  $P$ 點에 상당한 衝擊波  $v_2$ 의 波高值가  $V_{s2}$ 로 되어도 閃絡의 늦음이란 現象이 있기 때문에, 이  $P$ 點에서는  $G_2$ 의 閃絡이 일어나지 않는다. 그러나 간단을 위하여  $P$ 點의 電壓值가  $V_{s2}$ 로 되면  $G_2$ 에 閃絡이 일어난다고 가정한다. 이와 같이 가정하면,  $G_2$ 가 閃絡하느냐, 안하느냐는 그림 2-14의  $P'$ 點에 해당한  $P$ 點의 電壓值가  $V_{s2}$ 로 되느냐, 안되느냐에 달려 있다. 그런데  $P$ 點은 항상  $(v - V_{s1})$ 의 曲線上에 있으므로, 요는  $P'$ 點에 해당한 時間에 있어서의  $(v - V_{s1})$ 의 값이  $V_{s2}$ 로 되느냐, 안되느냐에 따라  $G_2$ 가 閃絡하느냐, 안하느냐가 결정되며, 따라서 全路閃絡이 일어나느냐, 안일어나느냐가 결정된다. 그러므로  $G_1$ 의 分擔電壓  $v_1$ 이  $V_{s1}$ 으로 되는 순간( $Q$ 點) $t_1$ 에 있어서의  $(v - V_{s1})$ 의 값이 ( $P$ 點)  $V_{s2}$ 로 될때의 印加電壓  $v$ 의 最大値를 구하면, 이것이 즉 全路閃絡電壓  $V_s$ (最大値)를 표시하게 된다.

이와 같이 하여  $V_s$ 를 구할 수 있는데, 실제로는 다음과 같은 여러가지 경우가 있을 수 있으므로, 그 각 경우에 대하여  $V_s$ 를 구해본다.

(1)  $G_1$ 의 分擔電壓의 最大値가  $V_{s1}$ 으로 되는 순간 全路閃絡하는 경우.

이 경우는 그림 2-15에서의 같이  $G_1$ 의 正弦波分擔電壓  $v_1$ 의 最大値가  $G_1$ 의 固有閃絡電壓  $V_{s1}$ 과 동일하게 되는 순간 全路閃絡이 일어나는 경우이다. 그런데 이 경우는  $v_1$ 의 最大値가  $V_{s1}$ 에 도달하여 비로소 全路閃絡이 일어나는 경우이므로,  $v_2$ 의 最大値는  $V_{s2}$ 보다 적은 경우가 된다. 지금 數式的으로 이 관계를 구해보면 (2-3)式으로부터

$$v = V \sin \omega t$$

$$v_1 = \frac{ar_1}{b} V \sin(\omega t + \alpha - \beta)$$

$$v_2 = \frac{r_2}{b} V \sin(\omega t - \beta)$$

이므로, 그림 2-15를 참조하여

$$(v_1)_m = V_1 = \frac{ar_1 V}{b} = V_{s1} \quad \dots\dots\dots(2-13)$$

全路閃絡電壓  $V_s$ 는 이때의  $V$ 이므로

$$V_s = \frac{b}{ar_1} V_{s1} \quad \dots\dots\dots(2-14)$$

또  $v_{11} = V \sin \omega t_1 = V \cos(\alpha - \beta)$

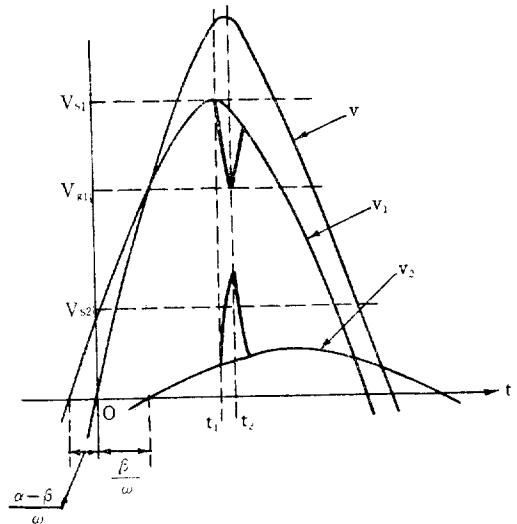


그림 2-15  $v_1$ 의 最大値가  $V_{s1}$ 으로 될때 全路閃絡하는 경우

Fig. 2-15. the case when whole gap flash over occurs at the time when  $(v_1)_m$  reaches  $V_{s1}$

그러므로  $t_1$ 에서의  $v_2$ 의 波高値는

$$v_{21} - V_{s1} = V \cos(\alpha - \beta) - V_{s1}$$

그런데 이 값이  $V_{s2}$  이상으로 되어야 하므로

$$V \cos(\alpha - \beta) - V_{s1} \geq V_{s2} \quad \dots\dots\dots(2-15)$$

여기에 (2-13)式을 이용하면

$$\frac{b \cos(\alpha - \beta)}{ar_1} V_{s1} \geq V_{s2} + V_{s1} \quad \dots\dots\dots(2-16)$$

또 이 경우는  $G_2$ 가  $v_2$ 의 最大値에 의해서 閃絡되지 않은 경우이므로

$$V_{s2} > V_2 = \frac{r_2 V}{b}$$

(2-13)式을 代入하면

$$V_{s2} > \frac{r_2}{ar_1} V_{s1} = V_2 \quad \dots\dots\dots(2-17)$$

즉 (2-13), (2-16), (2-17)式이 동시에 성립하는 구간에서는  $G_1$ 의 分擔電壓의 最大値가  $V_{s1}$ 으로 되는 순간 全路閃絡이 일어나며, 이 구간내에서의  $V_s$ 는 (2-14)式으로 주어진다. 또 이 경우의 全路閃絡直前に 있어서의  $G_1$ 의 正弦波分擔電壓  $V_1'$ , 및  $G_2$ 의 衝擊波分擔電壓  $V_2'$ 는 각각

$$\left. \begin{aligned} V_1' &= V_{s1} = V_1 \\ V_2' &= \frac{b \cos(\alpha - \beta)}{ar_1} V_{s1} - V_{s1} \geq V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-18)$$

全路閃絡直前の  $G_1, G_2$ 의 正弦波分擔電壓  $V_1, V_2$ 는

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= V_{s1} = V_1' \\ V_2 &< V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-19)$$

(2)  $G_1$ 의 分擔電壓의 最大値가  $V_{s1}$ 을 초과하여 全路閃絡이 일어나는 경우.

이 경우는 그림 2-16에서와 같이  $v_1$ 의 最大值  $V_1$ 이  $V_{s1}$ 을 초과하여, 時間  $t_1$ 에 있어서의  $v_1$ 의 값 ( $v_1$ ) $_{t_1}$ 이  $V_{s1}$ 으로 되는 순간에 全路閃絡이 일어난다는 경우이다.

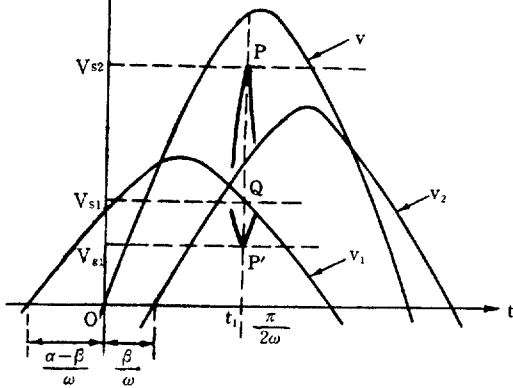


그림 2-16.  $v_1$ 의 最大值  $V_1$ 이  $V_{s1}$ 을 초과하여 全路閃絡하는 경우 ( $t_1 < \frac{\pi}{2\omega}$ )

Fig. 2-16. the case when whole gap flash over occurs when  $V_1$  exceeds  $V_{s1}$ . ( $t_1 < \frac{\pi}{2\omega}$ )

다. 따라서 이 경우에는 時間  $t_1$ 에 상당한 衝擊波  $v_2$ 의 波高值가  $V_{s2}$ 로 된다. P點에 상당한 時間  $t_1$ 이  $\frac{\pi}{2\omega}$  즉 印加電壓  $v$ 가 最大值를 취하는 時間보다 적느냐, 같느냐, 또는 크냐에 따라 세가지 경우가 생긴다.

(가)  $t_1 < \frac{\pi}{2\omega}$ 인 경우.

(2-3)式과 그림 2-16을 참조하여

$$(v_1)_{t_1} = \frac{ar_1V}{b} \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta) = V_{s1} \quad \dots\dots(a)$$

$$(v)_{t_1} - V_{s1} = V \sin \omega t_1 - V_{s1} = V_{s2} \quad \dots\dots(b)$$

$$V_2 < V_{s2} \quad \dots\dots(b)'$$

단  $\omega t_1 < \frac{\pi}{2}$   $\dots\dots(b)''$

(a), (b)로부터  $V$ 를 구하면 이것이 즉  $V_s$ 가 된다.

$$V_s = \frac{1}{\sin(\alpha - \beta)} \left[ \left( \frac{bV_{s1}}{ar_1} \right)^2 - \frac{2bV_{s1}(V_{s2} + V_{s1})}{ar_1} \cos(\alpha - \beta) + (V_{s2} + V_{s1})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad \dots\dots(2-20)$$

이리하여 (a), (b), (b)', (b)''式이 동시에 성립하는 구간에서는  $V_s$ 는 (2-20)式으로 주어진다. 이때 全路閃絡直前の  $G_1, G_2$ 의 衝擊波分擔電壓  $V_1', V_2'$ 는 각각

$$\left. \begin{aligned} V_1' &= V_{s1} + \Delta V_{s1} > V_{s1} \\ V_2' &= V_{s2} + \Delta V_{s2} > V_{s2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(2-21)$$

단  $\Delta V_{s1}, \Delta V_{s2}$ 는 각각  $G_1, G_2$ 에 대한 過電壓이다. 또 全路閃絡直前の  $G_1, G_2$ 의 正弦波分擔電壓  $V_1, V_2$ 는

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \frac{ar_1V_s}{b} > V_{s1} \\ V_2 &= \frac{r_2V_s}{b} < V_{s2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(2-22)$$

(나)  $t_1 = \frac{\pi}{2\omega}$ 인 경우.

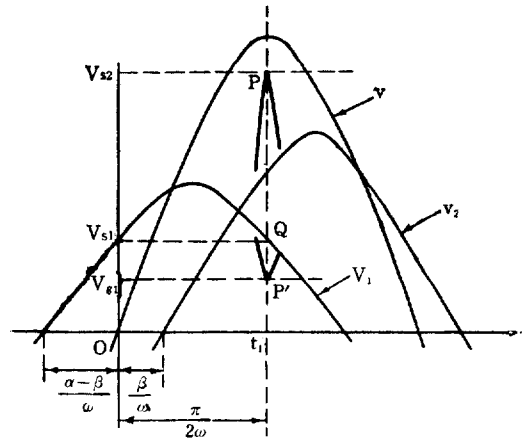


그림 2-17.  $v_1$ 의 最大值  $V_1$ 이  $V_{s1}$ 을 초과하여 全路閃絡하는 경우 ( $t_1 = \frac{\pi}{2\omega}$ )

Fig. 2-17. the case when whole gap flash over occurs when  $V_1$  exceeds  $V_{s1}$  ( $t_1 = \frac{\pi}{2\omega}$ )

이 경우는 그림 2-17을 참조하여

$$(v_1)_{t_1} = \frac{ar_1V}{b} \cos(\alpha - \beta) = V_{s1} \quad \dots\dots(d)$$

$$(v)_{t_1} - V_{s1} = V - V_{s1} = V_{s2} \quad \dots\dots(e)$$

$$V_2 = \frac{r_2V}{b} = \frac{r_2V_{s1}}{ar_1 \cos(\alpha - \beta)} < V_{s2} \quad \dots\dots(e)'$$

따라서 (d), (e), (e)'式이 동시에 성립하는 구간에서는  $V_s$ 는  $V$ 가 되므로

$$V_s = \frac{b}{ar_1 \cos(\alpha - \beta)} V_{s1} = V_{s2} + V_{s1} \quad \dots\dots(2-23)$$

全路閃絡直前の  $G_1, G_2$ 의 衝擊波分擔電壓은

$$\left. \begin{aligned} V_1' &= V_{s1} + \Delta V_{s1} > V_{s1} \\ V_2' &= V_{s2} + \Delta V_{s2} > V_{s2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(2-24)$$

또 全路閃絡直前の  $G_1, G_2$ 의 正弦波分擔電壓은

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \frac{V_{s1}}{\cos(\alpha - \beta)} > V_{s1} \\ V_2 &= \frac{r_2V_{s1}}{ar_1 \cos(\alpha - \beta)} < V_{s2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(2-25)$$

(다)  $t_1 > \frac{\pi}{2\omega}$ 인 경우.

이 경우도 마찬가지로 그림 2-18을 참조하여

$$\frac{ar_1V}{b} \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta) = V_{s1} \quad \dots\dots(f)$$

$$V - V_{s1} = V_{s2} \quad \dots\dots(g)$$

$$V_{s2} > V_2 = \frac{r_2V}{b} = \frac{r_2V_{s1}}{ar_1 \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} \quad \dots\dots(g)'$$

$$\omega t_1 > \frac{\pi}{2} \quad \dots\dots(g)''$$

이 경우의  $V$ 가  $V_s$ 이므로

$$V_s = V_{s2} + V_{s1} = \frac{bV_{s1}}{ar_1 \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} \quad \dots\dots(2-26)$$

그러므로 (f), (g), (g)', (g)''式이 성립하는 구간에서의



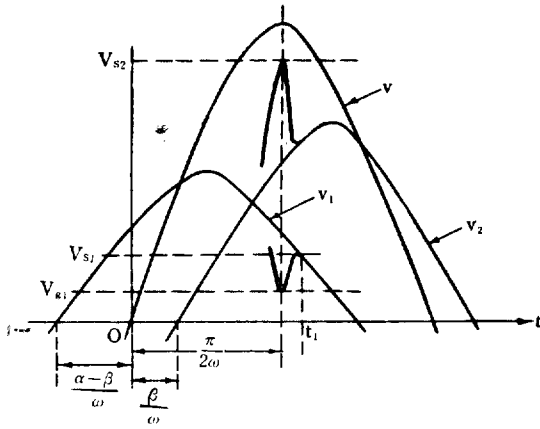


그림 2-18.  $v_1$ 의 最大値  $V_1$ 이  $V_{s1}$ 을 초과하여 全路 閃絡하는 경우 ( $t_1 > \frac{\pi}{2\omega}$ )

Fig. 2-18. the case when whole gap flash over occurs when  $V_1$  exceeds  $V_{s1}$  ( $t_1 > \frac{\pi}{2\omega}$ )

$V_s$ 는 (2-26)式으로 주어진다. 全路閃絡直前의  $G_1, G_2$ 의 衝擊波分擔電壓은

$$\left. \begin{aligned} V_1' &= V_{s1} + \Delta V_{s1} > V_{s1} \\ V_2' &= V_{s2} + \Delta V_{s2} > V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-27)$$

또 全路閃絡直前의  $G_1, G_2$ 의 正弦波分擔電壓은

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \frac{V_{s1}}{\sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} > V_{s1} \\ V_2 &= \frac{r_2 V_{s1}}{ar_1 \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} < V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-28)$$

(3)  $G_2$ 의 分擔電壓의 最大値가  $V_{s2}$ 로 되는 순간 全路閃絡하는 경우.

그림 2-19를 참조하여

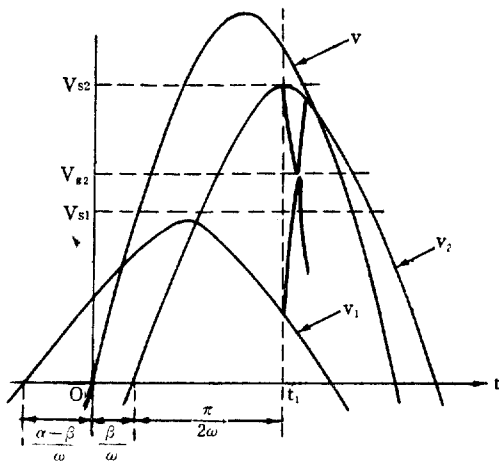


그림 2-19.  $v_2$ 의 最大値  $V_2$ 가  $V_{s2}$ 로 되는 순간 全路閃絡하는 경우

Fig. 2-19. the case when whole gap flash over occurs at the time when  $V_2$  reaches  $V_{s2}$

$$V_2 = \frac{r_2 V}{b} = V_{s2} \dots\dots\dots(h)$$

$$V \cos \beta - V_{g2} \geq V_{s1} \dots\dots\dots(i)$$

$$V_1 = \frac{ar_1}{r_2} V - V_{s2} < V_{s1} \dots\dots\dots(i')$$

이때의  $V$ 가  $V_s$ 이므로

$$V_s = \frac{b}{r_2} V_{s2} \dots\dots\dots(2-29)$$

즉 (h), (i), (i)'式이 동시에 만족되는 구간에서는  $V_s$ 는 (2-29)式으로 주어진다. 全路閃絡直前의  $G_1$ 의 衝擊波分擔電壓 및  $G_2$ 의 正弦波分擔電壓  $V_1', V_2'$ 은 각각

$$\left. \begin{aligned} V_1' &= \frac{b \cos \beta}{r_2} V_{s2} - V_{g2} > V_{s1} \\ V_2' &= V_{s2} = V_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-30)$$

또 全路閃絡直前의  $G_1, G_2$ 의 正弦波分擔電壓은

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \frac{ar_1}{r_2} V_{s2} < V_{s1} \\ V_2 &= \frac{r_2 V_s}{b} = V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-31)$$

가 된다.  $G_2$ 가 全路閃絡의 先導의 役割을 하는 경우에는 이 이외에  $v_2$ 의 最大値가  $V_{s2}$ 를 초과하여 全路閃絡이 되는 경우가 있는데, 이 경우는 本研究實驗에서는 나타나지 않았으므로 여기서는 그 數式的取扱을 생략한다.

### 2-5. $V_s, V_1, V_2$ 에 관한 結論

2-4의 내용을 요약하면 다음과 같다.

$$(1) \left. \begin{aligned} V_1 &= V_{s1} \\ V_2 &= \frac{r_2}{ar_1} V_{s1} < V_{s2} \leq \frac{b \cos(\alpha - \beta)}{ar_1} V_{s1} - V_{g1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-32)$$

의 구간에서는

$$\left. \begin{aligned} V_s &= \frac{b}{ar_1} V_{s1} \geq \frac{V_{s2} + V_{g1}}{\cos(\alpha - \beta)} \\ V_1 &= \frac{ar_1}{b} V_s = V_{s1} \\ V_2 &= \frac{r_2}{ar_1} V_{s1} < V_{s2} \leq \frac{b \cos(\alpha - \beta)}{ar_1} V_{s1} - V_{g1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-33)$$

$$(2) \left. \begin{aligned} V_1 &> V_{s1} = V_{s1} \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta) \\ V_2 &= \frac{r_2}{ar_1 \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} V_{s1} < V_{s2} = \\ &V_s \sin \omega t_1 - V_{g1}, \quad \omega t_1 < \frac{\pi}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-34)$$

의 구간에서는

$$\left. \begin{aligned} V_s &= \frac{V_{s2} + V_{g1}}{\sin \omega t_1} = \frac{1}{\sin(\alpha - \beta)} \left[ \left( \frac{b V_{s1}}{ar_1} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{2b V_{s1}}{ar_1} (V_{s2} + V_{g1}) \cos(\alpha - \beta) + (V_{s2} + V_{g1})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ V_1 &= \frac{ar_1}{b} V_s = \frac{V_{s1}}{\sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} > V_{s1} \\ V_2 &= \frac{r_2}{ar_1 \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} V_{s1} < V_{s2} = \\ &V_s \sin \omega t_1 - V_{g1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-35)$$

$$\left. \begin{aligned} (3) \quad & V_1 > V_{s1} = V_1 \cos(\alpha - \beta) \\ & V_2 = \frac{r_2}{ar_1 \cos(\alpha - \beta)} V_{s1} < V_{s2} = V - V_{s1} \end{aligned} \right\} (2-36)$$

인 구간에서는

$$\left. \begin{aligned} & V_s = \frac{b}{ar_1 \cos(\alpha - \beta)} V_{s1} = V_{s2} + V_{s1} \\ & V_1 = \frac{ar_1}{b} V_s = \frac{V_{s1}}{\cos(\alpha - \beta)} > V_{s1} \\ & V_2 = \frac{r_2}{ar_1 \cos(\alpha - \beta)} V_{s1} < V_{s2} = V_s - V_{s1} \end{aligned} \right\} (2-37)$$

$$\left. \begin{aligned} (4) \quad & V_1 > V_{s1} = V_1 \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta) \\ & V_2 = \frac{r_2 V_{s1}}{ar_1 \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} < V_{s2} = V - V_{s1} \\ & \omega t_1 > \frac{\pi}{2} \end{aligned} \right\} (2-38)$$

인 구간에서는

$$\left. \begin{aligned} & V_s = \frac{b V_{s1}}{ar_1 \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} = V_{s2} + V_{s1} \\ & V_1 = \frac{ar_1}{b} V_s = \frac{V_{s1}}{\sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} > V_{s1} \\ & V_2 = \frac{r_2 V_{s1}}{ar_1 \sin(\omega t_1 + \alpha - \beta)} < V_{s2} = V_s - V_{s1} \end{aligned} \right\} (2-39)$$

$$(5) \quad \left. \begin{aligned} & V_1 = \frac{ar_1}{r_2} V_{s2} < V_{s1} \leq \frac{b V_{s2} \cos \beta}{r_2} - V_{s2} \\ & V_2 = V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots (2-40)$$

인 구간에서는

$$\left. \begin{aligned} & V_s = \frac{b}{r_2} V_{s2} \geq \frac{V_{s1} + V_{s2}}{\cos \beta} > V_{s1} + V_{s2} \\ & V_1 = \frac{ar_1}{b} V_s = \frac{ar_1 V_{s2}}{r_2} < V_{s1} \leq \frac{b V_{s2} \cos \beta}{r_2} - V_{s2} \\ & V_2 = \frac{r_2}{b} V_s = V_{s2} \end{aligned} \right\} (2-41)$$

2-6.  $C_2, r_{c1}, r_{c2}$  를 고려하지 않은 경우의  $V_s, V_1, V_2$  特性.

$C_2, r_{c1}, r_{c2}$  를 고려하지 않으면,  $C_2=0, r_{c1}=\infty, r_{c2}=\infty$  로 하여,  $a=1, \alpha=0, b=R=R_1+R_2, \beta=0$  를 얻으므로 (2-3) 式의 分擔電壓  $v_1, v_2$  는

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \frac{R_1}{R} V \sin \omega t \\ v_2 &= \frac{R_2}{R} V \sin \omega t \\ v &= V \sin \omega t \end{aligned} \right\} \dots (2-42)$$

와 같이 간단하게 되며,  $v, v_1, v_2$  는 同相으로 되고,  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓은 그들의 表面漏洩抵抗  $R_1, R_2$ 에 比例하게 된다.

(1)  $G_1$ 의 分擔電壓의 最大値가  $V_{s1}$ 으로 되는 순간 全路閃絡하는 경우

그림 2-20과 같은 경우로서 지금  $t_0$ 를 무시하면 다음의 結果를 얻는다.

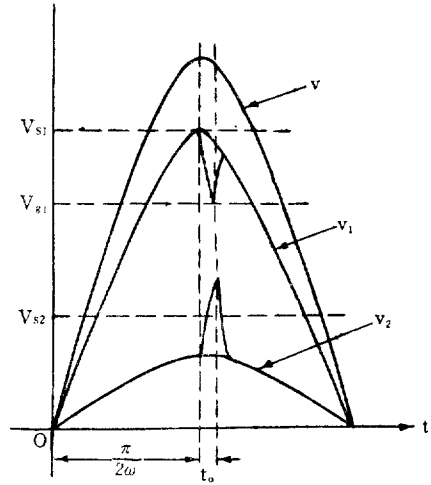


그림 2-20.  $V_1$ 이  $V_{s1}$ 으로 될 때 全路閃絡하는 경우  
Fig. 2-20. the case when whole gap flash over occurs at the time when  $V_1$  reaches  $V_{s1}$

$$\left. \begin{aligned} & V_1 = V_{s1} \\ & \frac{R}{R_1} V_{s1} - V_{s1} \geq V_{s2} > \frac{R_2}{R_1} V_{s1} \end{aligned} \right\} \dots (2-43)$$

인 구간에서는

$$\left. \begin{aligned} & V_s = \frac{R}{R_1} V_{s1} \geq V_{s2} + V_{s1} \\ & V_1 = \frac{R_1}{R} V_s = V_{s1} \\ & V_2 = V_s - V_1 < V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots (2-44)$$

이다.

(2)  $G_1$ 의 分擔電壓  $V_1$ 이  $V_{s1}$ 을 초과하여 全路閃絡하는 경우

그림 2-21을 참조하여 다음과 같다.

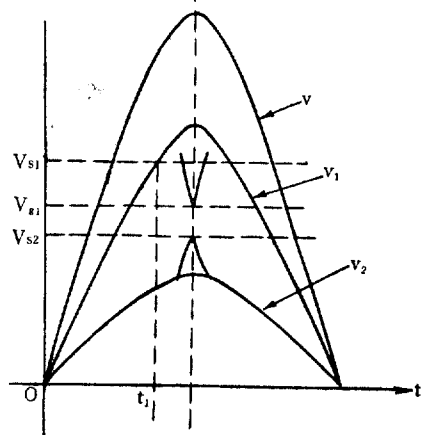


그림 2-21.  $V_1$ 이  $V_{s1}$ 을 초과하여 全路閃絡하는 경우

Fig. 2-21. the case when whole gap flash over occurs when  $V_1$  exceeds  $V_{s1}$

$$\left. \begin{aligned} & V_1 > V_{s1} \\ & \frac{R}{R_1 \sin \omega t_1} V_{s1} - V_{s1} = V_{s2} > \frac{R_2}{R_1} V_{s1} \end{aligned} \right\} \dots (2-45)$$

이 구간에서는

$$\left. \begin{aligned} V_s &= V_{s2} + V_{s1} > \frac{R}{R_1} V_{s1} \\ V_1 &= \frac{R_1}{R} V_s > V_{s1} \\ V_2 &= V_s - V_1 < V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-46)$$

(3)  $G_1, G_2$ 의 분擔電壓의 最大值  $V_1, V_2$ 가 동시에 각각  $V_{s1}, V_{s2}$ 로 되어 全路閃絡하는 경우.

그림 2-22로부터 다음의 결과를 얻는다.

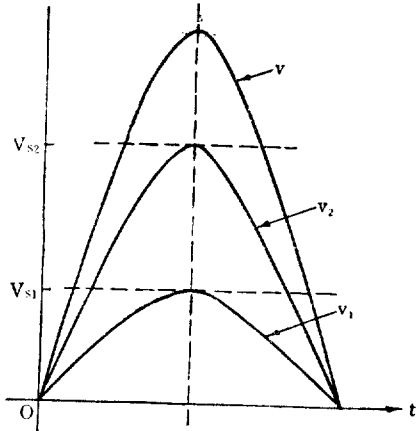


그림 2-22.  $V_1, V_2$ 가 동시에  $V_{s1}, V_{s2}$ 로 되어 全路閃絡하는 경우

Fig. 2-22. the case when whole gap flash over occurs when  $V_1, V_2$  reach  $V_{s1}, V_{s2}$  respectively at the same time

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= V_{s1} \\ V_2 &= V_{s2} = \frac{R_2}{R_1} V_{s1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-47)$$

구간에서는

$$\left. \begin{aligned} V_s &= V_1 + V_2 = V_{s1} + V_{s2} = \frac{R}{R_1} V_{s1} > V_{s2} \\ &+ V_{s1} \\ V_1 &= V_{s1} = \frac{R_1}{R} V_s \\ V_2 &= V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-48)$$

1)  $G_2$ 의 분擔電壓의 最大值  $V_2$ 가  $V_{s2}$ 로 되는 순간 全路閃絡하는 경우.

이 경우는 그림 2-23으로부터 다음과 같이 된다.

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \frac{R_1}{R_2} V_{s2} < V_{s1} \leq \frac{R}{R_2} V_{s2} - V_{s2} \\ V_2 &= V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-49)$$

구간에서는

$$\left. \begin{aligned} V_s &= \frac{R}{R_2} V_{s2} \geq V_{s1} + V_{s2} \\ V_1 &= \frac{R_1}{R} V_s < V_{s1} \\ V_2 &= V_{s2} = V_s - V_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-50)$$

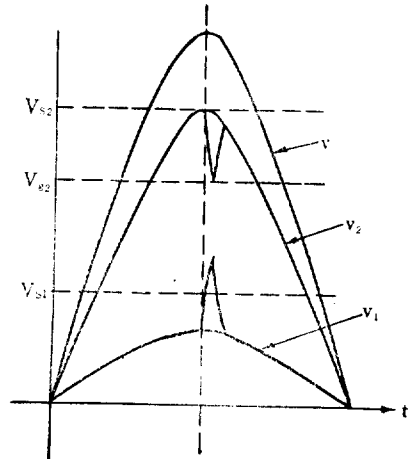


그림 2-23.  $V_2$ 가  $V_{s2}$ 로 되는 순간 全路閃絡하는 경우.

Fig. 2-23. the case when whole gap flash over occurs at the instance when  $V_2$  reaches  $V_{s2}$

2-7.  $G_1, G_2$ 의 表面漏洩抵抗만을 고려한 경우의  $V_s$  特性曲線の 圖式的判定

(1)  $R_1$  및  $R_2$

그림 2-24는 本實驗에 사용한 沿面放電裝置의 平面圖이다. 유리表面의 單位面積當漏洩抵抗을  $\rho$ 라 하면

$$dR_1 = \rho \frac{dx}{2\pi x}$$

$$\begin{aligned} \therefore R_1 &= \frac{\rho}{2\pi} \int_{l_0}^{l_0+l_1} \frac{dx}{x} \\ &= \frac{\rho}{2\pi} \log \frac{l_0+l_1}{l_0} \\ &= \frac{\rho}{2\pi} \log \frac{(l+l_0-d)-l_2}{l_0} \dots\dots\dots (2-51) \end{aligned}$$

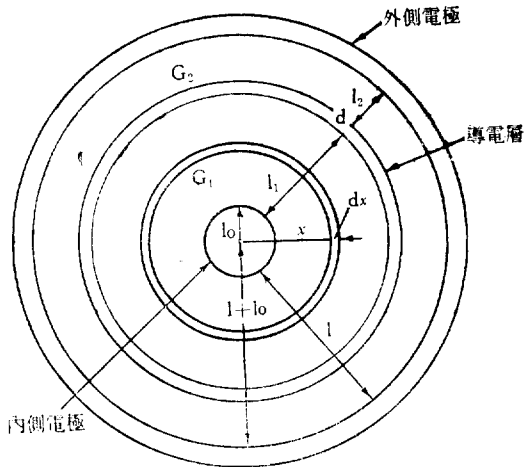


그림 2-24. 沿面放電路의 平面圖

Fig. 2-24. plan of the surface creepage discharge channel

마찬가지로

$$R_2 = \frac{\rho}{2\pi} \log \frac{l+l_0}{l+l_0-l_2} \dots\dots\dots(2-52)$$

여기서  $l_0$ =內側電極의 半徑  
 $l$ =內外側電極사이의 全沿面距離= $l_1+l_2+d$   
 $d$ =導電層의 幅  
 $l_1$ =갭프  $G_1$ 의 沿面距離  
 $l_2$ =갭프  $G_2$ 의 沿面距離

만일  $d$ 가  $(l+l_0)$ 에 비하여 대단히 적어서 이를 무시할

수 있다면

$$R_1 = \frac{\rho}{2\pi} \log \frac{l+l_0-l_2}{l_0} \dots\dots\dots(2-53)$$

$$\therefore R = R_1 + R_2 = \frac{\rho}{2\pi} \log \frac{l+l_0}{l_0} \dots\dots\dots(2-54)$$

즉  $d$ 를 무시할 수 있다면  $R$ 는 일정하다.

(2)  $V_s$  特性의 圖式的 判定

(2-43)~(2-50)式을 일목요연하게 表로 나타내면

2-1과 같이 된다.

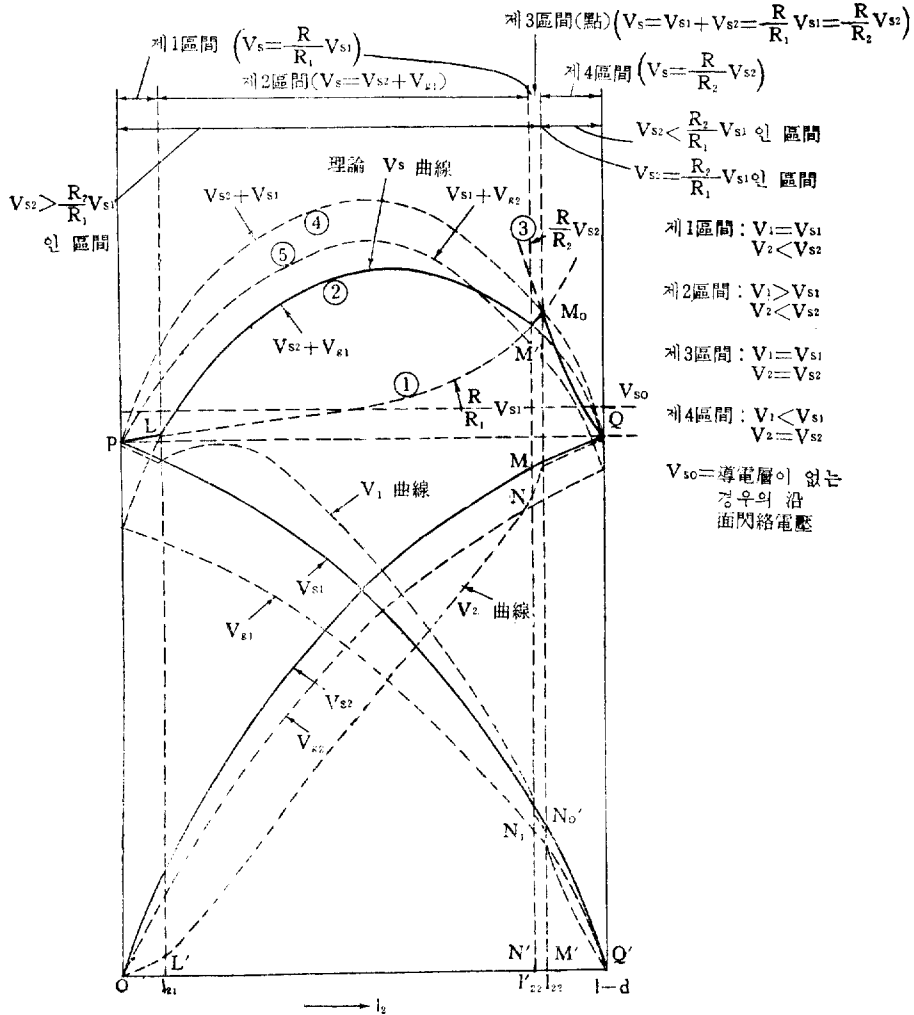


그림 2-25.  $V_s, V_1, V_2$ 의 理論曲線  
 Fig. 2-25. theoretical curve of  $V_s, V_1, V_2$

表2-1.  $V_s$ 의 算式과,  $V_1, V_2, V_{s1}, V_{s2}$  관계

區間番號	區間에서의條件	$V_s$ 의 算式	$V_1, V_{s1}$ 관계	$V_2, V_{s2}$ 관계
1	$V_{s2} > -\frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \frac{R}{R_1} V_{s1} \geq V_{s2} + V_{g1}$	$V_s = -\frac{R}{R_1} V_{s1}$	$V_1 = V_{s1}$	$V_2 < V_{s2}$
2	$V_{s2} > -\frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \frac{R}{R_1} V_{s1} < V_{s2} + V_{g1}$	$V_s = V_{s2} + V_{g1}$	$V_1 > V_{s1}$	$V_2 < V_{s2}$
3	$V_{s2} = -\frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \frac{R}{R_1} V_{s1} = V_{s1} + V_{s2} > V_{s2} + V_{g1}$	$V_s = -\frac{R}{R_2} V_{s2} = \frac{R}{R_1} V_{s1} = V_{s1} + V_{s2}$	$V_1 = V_{s1}$	$V_2 = V_{s2}$
4	$V_{s2} < -\frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \frac{R}{R_2} V_{s2} \geq V_{s1} + V_{g2}$	$V_s = \frac{R}{R_2} V_{s2}$	$V_1 < V_{s1}$	$V_2 = V_{s2}$

表 2-1의  $V_s$ 의 算式欄을 보면,  $V_s$ 는  $-\frac{R}{R_1} V_{s1}, V_{s2} + V_{g1}, V_{s1} + V_{s2}$ , 및  $\frac{R}{R_2} V_{s2}$ 의 네 曲線으로 구성되어 있음을 알 수 있다. 그러므로  $l_2=0 \sim (l-d)$ 사이에서의  $V_s$  曲線은 각 구간마다 그 구간에 해당하는  $V_s$  曲線을 그려서 그들을 서로 연결하면 된다. 제 3구간은 한개의 點만으로 된 구간이며, 이 點은 表로 보아  $-\frac{R}{R_1} V_{s1}, \frac{R}{R_2} V_{s2}, V_{s1} + V_{s2}$ 의 세 曲線의 交點이 되며, 또 이 點은  $V_{s2} + V_{g1}$  曲線보다 위에 있다. 왜냐하면  $V_{s2} + V_{s1} > V_{s2} + V_{g1}$  이기 때문이다. 이 交點이 그림 2-25에서의  $M_0$  點이다. 이리하여  $-\frac{R}{R_1} V_{s1}, V_{s2} + V_{g1}, \frac{R}{R_2} V_{s2}, V_{s1} + V_{s2}, V_{s1} + V_{g2}$  曲線을 그려보면 각각 그림 2-25의 ①, ②, ③, ④, ⑤ 曲線과 같이 된다.  $-\frac{R}{R_1} V_{s1}$  曲線은  $l_2=0$ 에서  $V_{s1}$ 과 같고( $\because R_2=0$ ),  $\frac{R}{R_2} V_{s2}$  曲線은  $l_2=l-d$ 에서  $V_{s2}$ 와 동일하게 된다( $\because R_1=0$ ). 그러므로  $V_{s1}, V_{s2}, V_{g1}, V_{g2}$  曲線으로부터  $-\frac{R}{R_1} V_{s1}, V_{s2} + V_{g1}, V_{s1} + V_{s2}, \frac{R}{R_2} V_{s2}$  및  $V_{s1} + V_{g2}$  曲線을 그린 다음, 表 2-1의 區間條件을 참조하여 이들 曲線을 서로 연결하면 그림 2-25와 같은 理論  $V_s$  曲線을 얻을 수 있다. 이 曲線을 보면  $l_2=l_{21}$ 인  $L$  點에서 曲線의 急變이 있고, 또  $l_2=l_{22}'$ 인  $M_0'$  點에서  $M_0$  點까지 曲線의 跳프가 있다.

그림 2-25에서의  $V_1, V_2$  曲線은 각 구간에 대한  $V_1, V_2$ 의 條件으로부터 推測하여 그린 것이며,  $V_1$  曲線은  $N_0'$ 에서부터  $V_{s1}$ 보다 적어지고,  $V_2$  曲線은  $M$ 부터  $V_{s2}$ 와 同一한 曲線을 그리게 된다. 또  $N'M'$  구간에서는  $V_1$ 이 다시  $V_{s1}$ 과 동일하게 된다.  $V_s$  曲線이  $M_0'$ 에서  $M_0$ 로  $M_0$  點에서의  $V_{s1} - V_{g1}$  만큼 跳프는 하나,  $l_{22}$  點에서는  $l_1$ 이 상당히 적기 때문에  $V_{s1} - V_{g1}$ 의 값은 數百 volt에 지나지 않으므로, 그 跳프는 대단한 것은 아니다.

이상과 같은 過程에 의하여 本研究實驗에 사용된 沿面放電路에 있어서의 沿面閃絡電壓에 미치는 導電層의 影響을 이론적으로 대략 짐작할 수 있게 된다.

[3] 實驗

3-1 實驗裝置

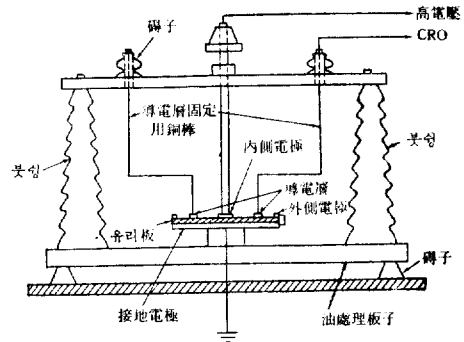


그림 3-1. 沿面放電裝置  
Fig. 3-1. surface creepage discharge device

그림 3-1은 本研究에 사용된 沿面放電實驗裝置를 표시한다. 接地電極은 接地되어 있고, 高電壓電極인 內側電極은 接地電極으로부터 유리圓板에 의하여 絶緣되어 있다. 外側電極은 接地電極과 電氣적으로 연결되어 있으며, 高電壓은 內外側電極사이에서 걸린다. 內外側電極사이의 表面漏洩抵抗이외의 絶緣抵抗을 가급적 크게 하기 위하여, 內側電極은 瓷성에 의해서 接地電極과 絶緣되어 있다. 導電層의 위치를 固定시키기 위하여 導電層 固定用銅棒을 磚子로 高電壓回路와 絶緣하여 導電層위에 올려 놓았으며, 한쪽 銅棒으로부터 導電層의 電位를 캐취하여 CRO에 인도하였다. 外側電極과 導電層導體는 링狀으로 되어 있으며, 導電層導體로는 幅  $d$ 와 半徑이 여러가지인 것을 미리 만들어 놓고, 필요할때 적당히 갈아 낸 다음 實驗을 하였다. 유리圓板의 두께는 0.3cm이며, 導電層과 外側電極의 두께는 0.2cm, 內側電極의 半徑은 2cm, 그 두께는 0.2cm로 하였다. 電壓印加時 內側電極과 유리板사이, 및 接地電極과 유리板사이의 空隙으로 인한 코로나放電을 방지하기 위하여

그들 사이에 絶緣油를 含浸시켰다.

3-2 實驗方法

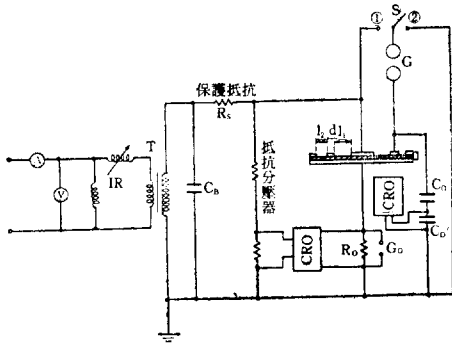


그림 3-2. 實驗回路  
Fig. 3-2. experimental circuit

그림 3-2는 본 研究에 사용한 實驗回路이다. 試驗用變壓器(2次電壓 44 KV, 容量 5 KVA) T는 保護抵抗  $R_p$ 를 통하여 供試沿面갭에 접속되어 있다.

印加電壓은 抵抗分壓器를 사용하여 CRO로 測定하였다. 電流를 測定하기 위하여  $R_0$ 의 電壓降을 CRO에 공급하였으며,  $G_0$ 는 CRO 保護用球間隙이다. 스위치 S를 ① 또는 ② 位置로 닫음으로서 갭  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓을 球間隙 G로 測定하였다.  $C_0, C_0'$ 는 容量分壓器로서  $C_0'$ 의 電壓을 CRO에 공급하여, 갭  $G_2$ 의 分擔電壓의 最大値 및 그 波形을 관찰하였다. 抵抗分壓器로서는 물抵抗을 사용하였으며, 그 分壓比는 30:1 이고, 全體抵抗은 약 150K $\Omega$  정도이다. 實驗에 있어서는 幅  $d$ 와 半徑이 다른 여러개의 링狀導電層을 교대로 유리板에 놓고 電壓을 올려  $G_1, G_2$ 를 통한 全路閃絡이 일어날때의 印加電壓 및  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓과 波形을 CRO와 갭 G로 測定 또는 觀察하였다. 특히 氣象條件에 의한 測定値의 誤差 및 變動을 적게 하기 위하여, 氣壓 755mmHg, 濕度 30% 정도의 일정한 氣象條件에서 實驗을 하도록 노력하였다.

3-3. 實驗結果

沿面放電갭內의 放電路의 도중에 導電層을 삽입하면, 갭의 沿面閃絡電壓이 변화하는 現象은, 삽입된 導電層의 幅 또는 位置에 따라 두 갭  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓, 그들의 固有閃絡電壓, 및 空間電荷分布가 영향을 받기 때문인것으로 생각되므로, 이것을 導電層의 遮蔽效果라 부르기로 한다. 本實驗에서는 이 遮蔽效果가 導電層의 幅  $d$  및 그 位置  $l_2$ 에 따라 어떻게 변화하는가를 구명하는 것이 그 주 목적이다.

(1) 導電層의 位置  $l_2$ 에 따른 沿面全路閃絡特性.

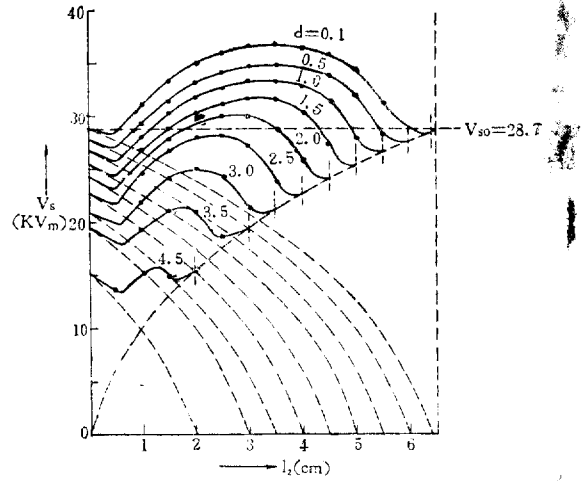


그림 3-3.  $V_s$  特性( $l=6.5$ cm)  
Fig. 3-3.  $V_s$  characteristic( $l=6.5$ cm)

(가) 그림 3-3은  $l=6.5$ cm로 일정하게 유지한 경우의,  $l_2$ 에 따른 沿面全路閃絡電壓  $V_s$ 의 變化를  $d$ 를 介變數로 하여 그린것이다,

어느 曲線이나  $l_2=0.5$ cm 部分에서 極小値를 나타내고 있으며, 內側電極部分에서는 완만한 曲線을 그리고 있다.  $d$ 가 증가함에 따라  $l_1$ 이 적은 部分에서도 極小値가 나타나고 있다. 그러나 曲線의 中央部部分의 모양은  $d$ 의 증가에도 불구하고 거의 동일한 모양을 하고 있다.

그림 3-4는 갭  $G_1, G_2$ 의  $l_1, l_2$ 에 따른 固有沿面閃絡電壓  $V_{s1}, V_{s2}$ 의 特性을 나타낸 것이다. 曲線(1)은  $l_2-V_{s2}$ , 曲線(2),(3),(4),(5),(6)은 각각  $d=0.5, 1.5, 2.5, 3.5, 4.5$ cm인 경우의  $l_2-V_{s1}$  特性이다. 實驗結果  $G_1, G_2$ 의 固有閃絡電壓은 그들의 沿面距離가 같

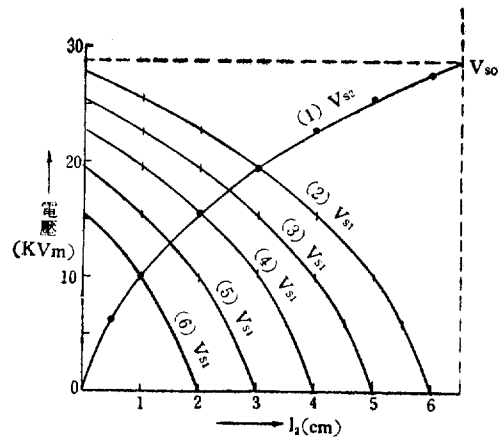


그림 3-4.  $V_{s1}, V_{s2}$  特性( $l=6.5$ cm)  
Fig. 3-4.  $V_{s1}, V_{s2}$  characteristics( $l=6.5$ cm)

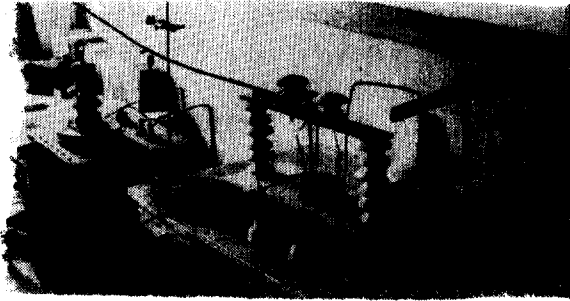


사진 3-1 沿面放電裝置  
Photo. 3-1 device for surface discharge

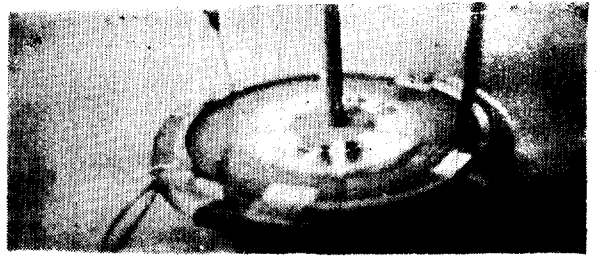


사진 3-3  $G_1$ 에서의 불꽃의 明滅狀態  
Photo. 3-3. view of spark repeat at  $G_1$

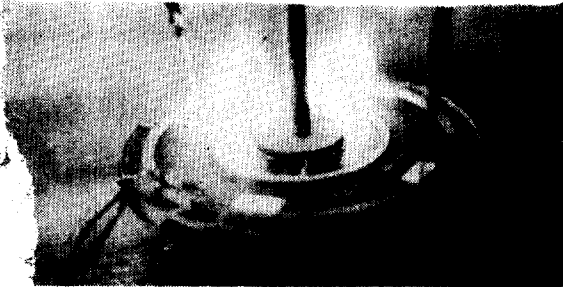


사진 3-2 全路閃絡의 모양  
Photo. 3-2 view of whole gap flash over

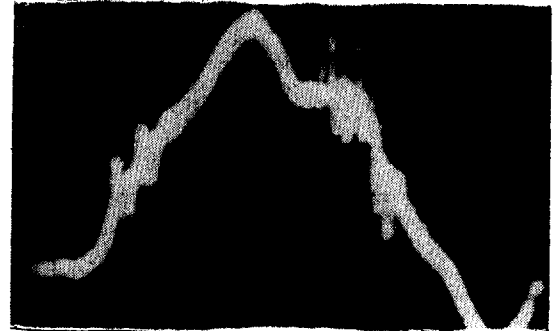


사진 3-4  $G_2$ 에서의 衝擊性脈動波  
Photo. 3-4 impulsive voltage at  $G_2$

5면 거이 동일하다는 것을 알았다.  
또 사진 3-1은 沿面放電裝置, 사진 3-2는 全路閃絡  
의 순간의 모양, 사진 3-3은  $G_1$ 에서 심한 閃絡불꽃  
의 明滅이 발생하고 있는 狀態, 사진 3-4는 이때의  
 $G_2$ 의 分擔電壓의 衝擊性脈動波를 나타낸다. 그림 3-3  
에서의  $V_{s0}$ 는 導電層이 전혀 없는 경우, 즉  $l_2=6.5\text{cm}$

에 대한 沿面閃絡電壓을 표시한다. 全路閃絡電壓  $V_s$ 가  
 $V_{s0}$ 보다 올라가는 것은  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓과 그들의  
固有閃絡電壓과의 상호관계에 의한다.

(나) 그림 3-5는  $l=4.5\text{cm}$ 인 경우의  $V_s$  特性이다.  
그림 3-5는 그림 3-3과 비슷한 모양의 曲線群으로  
되어 있다. 그런데 그림 3-3에서  $d=0.5, 1.0$ 의 경우  
 $l_1$ 이 적은 구간에 極小値가 나타나지 않으나, 그림 3-5  
에서는 확연히 이것이 나타나 있다. 따라서 外側電極附  
近에 極小値가 나타나느냐, 나타나지 않느냐는 순전히  
 $l$ 와  $d$ 와의 상호관계에 의하여 결정된다. 즉 동일한  $d$   
라도  $l$ 가 크면 極小値는 나타나지 않으나,  $l$ 가 적으면  
이것이 나타나게 된다. 全路閃絡이 일어나기 전에  $G_1$   
에서 불꽃의 明滅이 생기는 구간은 그림 3-3 또는 그림  
3-5에서 曲線이 concave downward로 되어 있는 구간  
이며, 그 이외의 구간에서는 그러한 현상이 없이 직접  
全路閃絡으로 이행하게 된다.

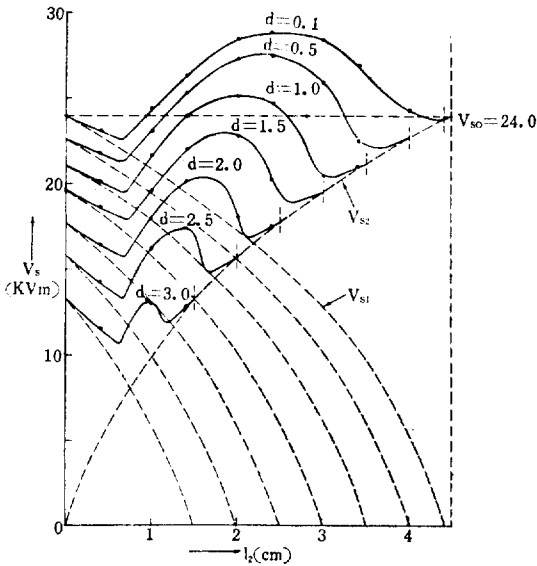


그림 3-5.  $V_s$  特性 ( $l=4.5\text{cm}$ )  
Fig. 3-5.  $V_s$  characteristics ( $l=4.5\text{cm}$ )

(가), (나)의 實驗結果에서 보는 바와 같이 어느 沿面  
距離內에 적당한 幅을 갖은 導電層이 있으면, 이것이  
없는 경우보다 오히려 閃絡電壓이 上昇한다는 사실은  
매우 흥미있는 현상이다.

(2)  $V_s$ 에 미치는  $l_1, l_2$ , 및  $d$ 의 影響

(가)  $l_1$ 의 影響

그림 3-6의  $V_s-l_1$  曲線群은  $l_2$ 를 媒介變數로 하여,  
 $l=6.5\text{cm}$ 인 경우, 그림 3-3으로부터 얻은 것이다. 이  
를테면  $l_2=0.5\text{cm}$ 의  $V_s-l_1$  曲線은,  $l_2$ 를  $0.5\text{cm}$ 로 일

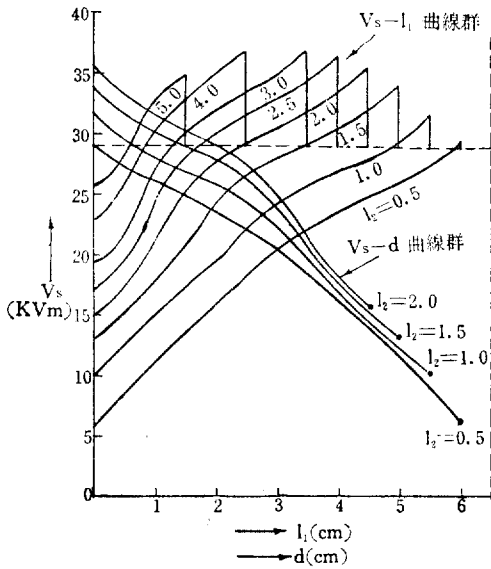


그림 3-6.  $V_s-l_1$ ,  $V_s-d$  곡선 ( $l=6.5\text{cm}$ )  
**Fig. 3-6.**  $V_s-l_1$ ,  $V_s-d$  characteristics

정하게 하고,  $l_1$  을 변화시켰을 경우의  $V_s$  특성이다.  $l_1=0$  에서는  $l_2=0.5$ ,  $d=6.0$  에 대한  $V_s$  와 일치하고,  $l_1$  의 증가에 따라 증가하여,  $l_1=6.0$  에서  $V_{s0}$  와 일치한다.

(나)  $d$  의 영향

그림 3-6의  $V_s-d$  곡선군은  $l=6.5\text{cm}$  인 경우,  $l_2$  를 媒介變數로 하여 그린 것이다.

(다)  $l_2$  의 영향

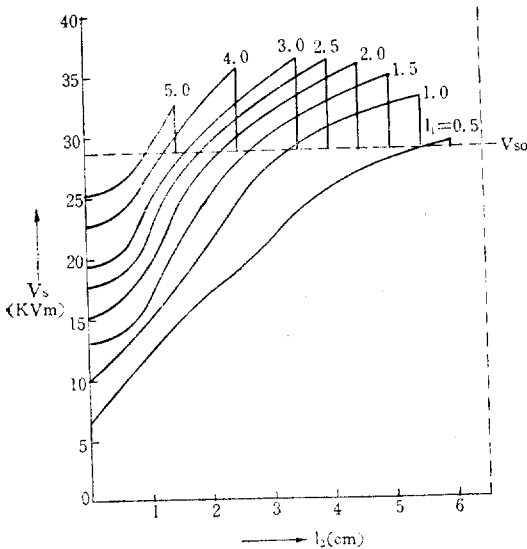


그림 3-7.  $V_s-l_2$  특성 ( $l=6.5\text{cm}$ )  
**Fig. 3-7.**  $V_s-l_2$  characteristics ( $l=6.5\text{cm}$ )

그림 3-7은  $l=6.5\text{cm}$  에 대한  $V_s-l_2$  특성을  $l_1$  을 媒介變數로 하여 그린 것이다. 이 곡선군은  $l_1$  이 어느 값으로 일정할때,  $l_2$  가 변화하는 경우의  $V_s$  특성을 나타낸 것이다. 그림 3-6, 3-7의 곡선군은 懸垂帶子등에서 乾燥帶가 두 電極으로부터 점점 각각 그 幅이 넓어져가는 경우의 閃絡電壓이 어떠한 변화를 하는가를 測定하는 데 도움이 될것으로 생각된다.

(3)  $G_1$ ,  $G_2$ 의 分擔電壓

$G_1$ ,  $G_2$ 의 全路閃絡直前의 正弦波分擔電壓  $V_1$ ,  $V_2$  를 CRO 로, 그 衝擊波分擔電壓  $V_1'$ ,  $V_2'$  을 球間隙 또는 CRO 로 測定하였다. 그림 3-8은  $l=4.5\text{cm}$ ,  $d=0.1\text{cm}$  에 대한  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓  $V_1, V_2$ 의 實測結果이다.  $V_1$  은  $0 \sim L_2'$  사이에서는  $V_{s1}$  과 같고,  $L_2' \sim M_1'$  에서  $V_{s1}$  보다 크며,  $M_1' \sim Q'$  사이에서는  $V_{s1}$  보다 적어진다.  $G_1$  에서

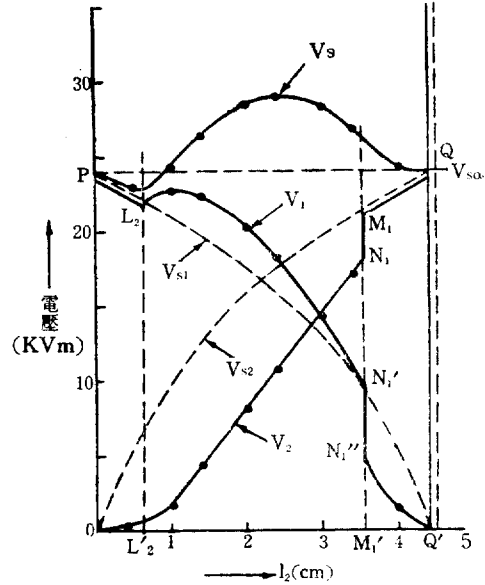


그림 3-8.  $V_s, V_1, V_2$  특성 ( $l=4.5\text{cm}$ ,  $d=0.1\text{cm}$ )  
**Fig. 3-8.**  $V_s, V_1, V_2$  characteristics ( $l=4.5\text{cm}$ ,  $d=0.1\text{cm}$ )

불꽃의 明滅이 있는 구간은  $L_2' \sim M_1'$  구간이다. 또,  $V_2$  는  $0 \sim M_1'$  구간에서  $V_{s2}$  보다 낮고,  $M_1' \sim Q'$  에서는  $V_{s2}$  와 동일하게 된다.  $V_s$  곡선은  $L_2' \sim M_1'$  구간에서 concave downward, 그 이외에서는 concave upward로 되어 있다. 또 그림 3-9는  $l=4.5\text{cm}$ ,  $d=1\text{cm}$  에 대한  $V_s, V_1, V_2$  특성이며, 그림 3-8의 경우와 비교하면  $N_1'$  에서  $V_1$  이 저하하는 정도가 더욱 심하다.

(4)  $V_s$  특성에 미치는 유리板의 두께  $t$  의 영향

유리板의 두께와  $V_s$  사이의 관계를 알기 위하여,  $t=0.9\text{cm}$ , 및  $t=\infty$  즉 背後電極이 없는 두 경우에 대한 實驗을 하여 그림 3-10 과 같은 結果를 얻었다. 그림 3-



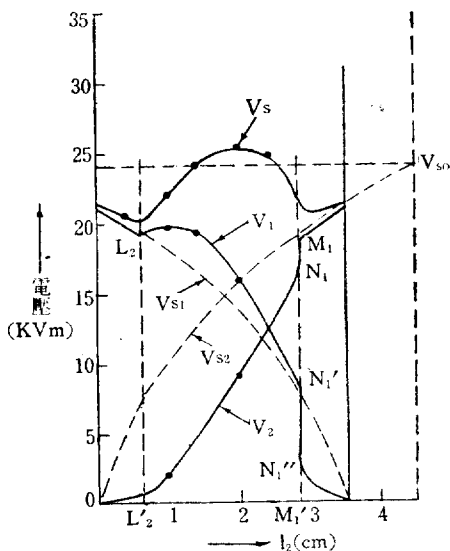


그림 3-9.  $V_s, V_1, V_2$  特性 ( $l=4.5, d=1.0$ )  
 Fig. 3-9.  $V_s, V_1, V_2$  characteristics ( $l=4.5, d=1.0$ )

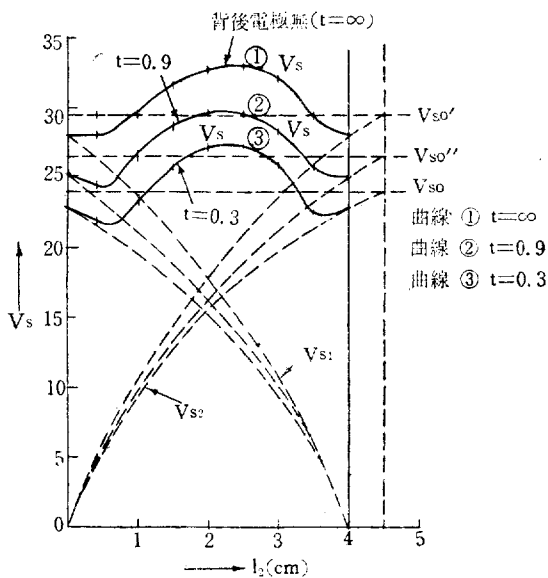


그림 3-10.  $V_s$  特性 ( $t=0.9$  및  $\infty$ )  
 Fig. 3-10.  $V_s$  characteristics ( $t=0.9, \infty$ )

10 을 보면  $t$  가 0.9,  $\infty$  로 증가함에 따라  $V_{s1}, V_{s2}$  도 점점 증가하고,  $V_s$  곡선도 ②, ①과 같이 점점上昇하고 있다. 그리고 電極부근에서의 코로나의 영향도  $t$  가 커짐에 따라 적어지므로, 곡선의 兩端에서의 降下現象도 점점 그 정도가 줄어들고 있다.

(5)  $G_1, G_2$  의 滅火電壓  $V_{g1}, V_{g2}$

理論的計算에 필요하므로  $V_{g1}, V_{g2}$  를 CRO 로 測定하여 그림 3-11 과 같은 結果를 얻었다. 그림을 보면

$t=0.3$  cm 인 경우  $V_{g2}$  가  $V_{g1}$  보다 높다. 이것은  $G_1$  의 沿面코로나로 인하여  $V_{g1}$  이 低下하기 때문이라고 생각된다. 또  $t=0.9, \infty$  로 커짐에 따라  $V_{g1}$  이 점점 커지는 것도,  $t$  가 커지면  $G_1$  에 沿面코로나가 덜 나기 때문이다. 이들 曲線을 보면 滅火電壓은 짧은 구간에서는 어느 것이나 대략 沿面距離에 비례하고 있음을 알 수 있다. (4) 그림 3-11의 結果는 CRO 로 여러번 測定한 平均値를 나타낸 것이다.

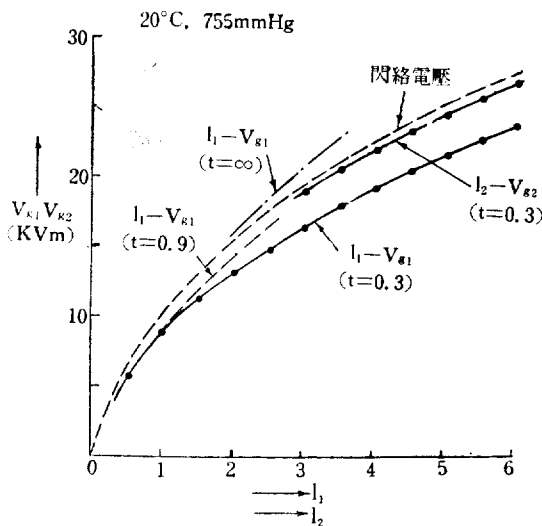


그림 3-11.  $V_{g1}, V_{g2}$  特性  
 Fig. 3-11.  $V_{g1}, V_{g2}$  characteristics

[4] 檢 討

4-1 全路閃絡電壓  $V_s$  의 計算式

本研究에 사용한 沿面放電裝置에 있어서, 유리表面의 單位面積當漏洩抵抗  $\rho$  는 實測結果 74.5M $\Omega$ /cm<sup>2</sup> 정도이며,  $\omega C_2$  의 값은 10<sup>-9</sup>( $\Omega$ )의 정도이므로, 沿面코로나抵抗을 무시하면  $V_s$  의 計算式은 表 2-1 에 의하면 된다. 即

$$(i) V_{s2} > \frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \frac{R}{R_1} V_{s1} \geq V_{s2} + V_{g1} \quad \dots\dots(4-1)$$

$$\text{일때, } V_s = \frac{R}{R_1} V_{s1} \quad \dots\dots(4-2)$$

$$(ii) V_{s2} > \frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \frac{R}{R_1} V_{s1} < V_{s2} + V_{g1} \quad \dots\dots(4-3)$$

$$\text{일때, } V_s = V_{s2} + V_{g1} \quad \dots\dots(4-4)$$

$$(iii) V_{s2} = \frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \frac{R}{R_1} V_{s1} = V_{s1} + V_{s2} \quad \dots\dots(4-5)$$

$$\text{일때, } V_s = V_{s1} + V_{s2} \quad \dots\dots(4-6)$$

$$(iv) V_{s2} < \frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \frac{R}{R_2} V_{s2} \geq V_{s1} + V_{g2} \quad \dots\dots(4-7)$$

$$\text{일때, } V_s = \frac{R}{R_2} V_{s2} \quad \dots\dots(4-8)$$

2-7의  $V_s$  曲線의 圖式的判定에서 언급한 바와 같이  $l_2$ 가 0부터  $(l-d)$ 까지 증가할 때  $V_s$ 의 理論値는 (4-2), (4-4), (4-2), (4-6) 및 (4-8)式的 순서에 따라 구해가면 된다. 이때 물론 이들 式을 사용할 수 있는 區間條件을 고려해야 함은 물론이다.

4-2.  $G_1, G_2$ 의 正弦波分擔電壓  $V_1, V_2$ 의 計算式.

(2-43)~(2-50)式으로부터

$$\left. \begin{aligned} \text{(i)} \quad & V_{s2} > \frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \quad \frac{R}{R_1} V_{s1} \geq V_{s2} + V_{g1} \\ & \text{인 구간에서 } V_1 = \frac{R_1}{R} V_s = V_{s1} \\ & \quad \quad \quad V_2 = V_s - V_1 < V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots(4-9)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{(ii)} \quad & V_{s2} > \frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \quad \frac{R}{R_1} V_{s1} < V_{s2} + V_{g1} \\ & \text{인 구간에서 } V_1 = \frac{R_1}{R} V_s > V_{s1} \\ & \quad \quad \quad V_2 = V_s - V_1 < V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots(4-10)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{(iii)} \quad & V_{s2} < \frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \quad \frac{R}{R_1} V_{s1} = V_{s1} + V_{s2} \\ & \text{인 구간에서 } V_1 = \frac{R_1}{R} V_s = V_{s1} \\ & \quad \quad \quad V_2 = V_s - V_1 = V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots(4-11)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{(iv)} \quad & V_{s2} < \frac{R_2}{R_1} V_{s1}, \quad \frac{R}{R_2} V_{s2} \geq V_{s1} + V_{g2} \\ & \text{인 구간에서 } V_1 = \frac{R_1}{R} V_s < V_{s1} \\ & \quad \quad \quad V_2 = V_s - V_1 = V_{s2} \end{aligned} \right\} \dots\dots(4-12)$$

그러므로  $V_s$ 가 구해지면,  $V_1, V_2$ 를 구할 수 있다.

4-3.  $V_s$ 의 理論的計算

(4-1)~(4-8)式으로부터  $l=4.5\text{cm}$ ,  $d=0.1\text{cm}$ 인 경우의  $V_s$ 의 計算値를 구하여 그래프로 그려보면 그림 4-1과 같다. 그림 4-1을 보면  $l_1, l_2$ 가 적은 범위를 제

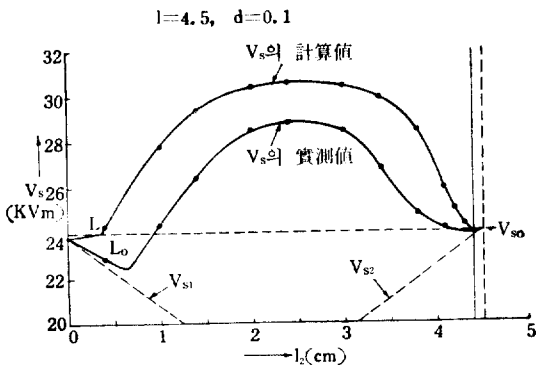


그림 4-1.  $V_s$ 의 計算値와 實測値( $l=4.5, d=0.1$ )  
Fig. 4-1. calculated and measured value of  $V_s$   
( $l=4.5, d=0.1$ )

외하고는 計算値와 實測値는 그들의 경향이 대략 일치하고 있다.  $l_1, l_2$ 가 적은 구간에서 計算値와 實測値사이에 특히 차이가 많은 것은 沿面코로나의 영향인 것으로 생각된다. 즉  $l_2$ 가 적은 범위에서는  $V_s$ 의 計算値는  $\frac{R}{R_1} V_{s1}$ 으로 계산되는데, 沿面코로나抵抗  $r_{s1}, r_{s2}$ 를 고려하면 이것이  $\frac{r}{r_1} V_{s1}$ 으로 바꾸어져야 한다. 그런데  $l_2$ 가 적은 범위에서는  $r_2$ 가  $R_2$ 보다 적어지는 것이,  $r_1$ 가  $R_1$ 보다 적어지는 것보다 더 크므로

$$\frac{R}{R_1} V_{s1} = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) V_{s1} > \left(1 + \frac{r_2}{r_1}\right) V_{s1} = \frac{r}{r_1} V_{s1} \dots\dots(4-13)$$

가 성립하여  $V_s$ 의 實測値가 計算値보다 심하게 저하된다.  $l_1$ 이 적은 부분에서는 반대로  $r_1$ 이  $R_1$ 보다 적어지는 것이 더 심하므로

$$\frac{R}{R_2} V_{s2} = \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right) V_{s2} > \left(1 + \frac{r_1}{r_2}\right) V_{s2} = \frac{r}{r_2} V_{s2} \dots\dots(4-14)$$

가 되어  $V_s$ 의 實測値가 심하게 낮아진다. 그러나 曲線의 中間部에서  $V_s$ 의 實測値가 낮아지는 것은 沿面코로나의 영향보다는 空間電荷效果가 더 크게 작용하기 때문이라고 본다. 왜냐하면 中間部에서는  $V_s$ 는  $V_{s2} + V_{g1}$ 으로 계산되는데, 이것은 實測値로서 이미 沿面코로나의 영향이 포함되어 있는 값이기 때문이다. 또  $l_2$ 가 적은 구간에서  $L$ 點이  $L_0$ 點까지 右下로 이동하는 것은 이 구간에서의  $\frac{R}{R_1} V_{s1}$  및  $V_s$ 의 低下에 기인한다.

4-4.  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓  $V_1, V_2$ 의 計算

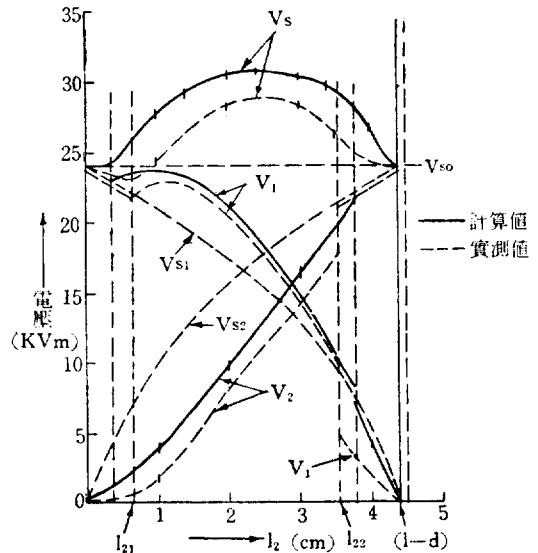


그림 4-2.  $V_1, V_2$ 의 計算値와 實測値( $l=4.5, d=0.1$ )  
Fig. 4-2. calculated and measured value of  $V_1, V_2$   
( $l=4.5, d=0.1$ )

지금  $l=4.5\text{cm}$ ,  $d=0.1\text{cm}$ 의 경우를 생각한다. (4-1)~(4-12)式으로부터  $V_1, V_2$ 를 計算하여 實測値와 비교하면 그림 4-2와 같다. 그림 4-2를 보면  $l_{21}, l_{22}$ 부근에서  $V_1, V_2$ 의 計算値와 實測値사이의 상당한 차이가 나타나, 대체적인 경향은 거의 일치하고 있다. 이와같은 차이가 생기는 것은 沿面코로나抵抗을 고려하지 않은  $V_1, V_2$ 를 계산했다는 점, 및 空間電荷 효과를 전 고려하지 않았다는 점에 그 주원인이 있다고 생각된다.

그런데  $V_1$ 의 計算式은

$$V_1 = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_s = \frac{1}{1 + \frac{R_2}{R_1}} V_s$$

나, 沿面코로나와 空間電荷를 고려하면 이것이

$$V_1' = \frac{r_1}{r_1 + r_2} V_s' = \frac{1}{1 + \frac{r_2}{r_1}} V_s'$$

로 된다.  $l_{21}$ 부근에서는  $r_2$ 는  $R_2$ 보다 심하게 적어지므로

$$\frac{1}{1 + \frac{R_2}{R_1}} < \frac{1}{1 + \frac{r_2}{r_1}}$$

가 되나, 반면에  $V_s'$ 가 空間電荷效果로  $V_s$ 보다 심하게 적어지므로 결국은  $V_1' < V_1$ 으로 된다. 中間部에서는

$$\frac{1}{1 + \frac{R_2}{R_1}} \doteq \frac{1}{1 + \frac{r_2}{r_1}}$$

인데,  $V_s' < V_s$ 가 되어  $V_1' < V_1$ 으로 되고,  $l_{22}$ 부근에서는  $r_1$ 이  $R_1$ 보다 심하게 적어져,

$$\frac{1}{1 + \frac{R_2}{R_1}} > \frac{1}{1 + \frac{r_2}{r_1}}$$

인데다가  $V_s' < V_s$ 이므로 당연히  $V_1' < V_1$ 으로 되고, 이 부근에서 實測値가 計算値보다 가장 심하게 低下한다. 또  $l_{22}$ 點이 理論에서보다 左側으로 이동하는 것은  $\frac{R_2}{R_1} V_{s1}$ 이 코로나를 고려하면 커지기 때문이다.  $l_{21}$ 點의 右側으로의 이동은  $\frac{R}{R_1} V_{s1}$ 의 저하와  $V_s$ 의 저하에 기인한다.

그림 4-2에서  $l_{22} \sim (l-d)$ 구간에서는 印加電壓  $V$ 를 서서히 올리면  $V_2$ 가  $V_{s2}$ 에 달하여 우선  $G_2$ 가 파괴되고, 그 순간  $V - V_{s2}$ 의 波高値를 갖은 衝擊電壓이  $G_1$ 에 걸려, 이 波高値가  $V_{s1}$ 을 초과하여  $G_1$ 이 閃絡하게 되므로 이어서 全路閃絡이 그 순간에 이루어진다. 그러므로 이 구간에서는  $G_2$ 가 全路破壞의 先導의 役割을 한다. 요는  $l_{22} \sim (l-d)$ 구간에서는  $l_1$ 이 적은 이외에 沿面코로나로 인하여  $G_1$ 의 抵抗이 대단히 적어지므로, 印加電壓은 그 대부분이  $G_2$ 에 걸려 파괴되는 것이기 때문에 이 구간에서는  $V_s$ 는  $V_{s2}$ 에 가까워지는 경향이 있다. 또  $l_{21} \sim l_{22}$ 구간에서는 印加電壓을 올려  $G_1$ 의 分擔電壓의 最大値가  $V_{s1}$ 에 도달하여  $G_1$ 이 파괴되어도, 이

로 인하여  $G_2$ 에 걸리는 衝擊波의 波高値  $V - V_{s1}$ 의 값이  $V_{s2}$ 에 未達하므로  $G_2$ 가 파괴되지 않고 따라서 全路閃絡은 일어나지 않는다. 그러므로 이 구간에서는  $G_2$ 에 걸리는 衝擊波의 波高値  $V - V_{s1}$ 이  $V_{s2}$ 가 될 때까지 印加電壓을 더 올려야 한다. 이리하여 印加電壓을 올리면  $V$ 가 커지므로  $V - V_{s1}$ 이 커져 이 값이  $V_{s2}$ 가 되면 이때  $G_2$ 가 파괴되므로 이어서 全路閃絡이 일어나게 된다. 그러므로 이 구간에서는  $G_1$ 이 全路閃絡의 先導의 役割을 한다.  $l_{22}$ 로부터  $l_{21}$ 까지  $l_2$ 가 감소함에 따라  $V_1$ 의  $V_{s1}$ 에 대한 %가 점점 증가하여, 어느 點에서 그 最大値에 달하고, 그 후는 오히려 감소하게 되는데,  $V_s$  曲線은 대략 이 %의 增減경향에 따라 增減하게 되므로  $l_{22} \sim l_{21}$ 구간에서의  $V_s$  曲線은 그림에서와 같이 증가한 후 감소하게 된다.  $l_{22}$ 點에서는 물론  $V_1, V_2$ 가 동시에 각각  $V_{s1}, V_{s2}$ 에 달하여  $G_1, G_2$ 가 동시에 파괴된다.

끝으로  $l_2$ 가  $0 \sim l_{21}$ 인 구간에서는,  $G_1$ 의 分擔電壓  $v_1$ 의 最大値  $V_1$ 이  $V_{s1}$ 에 도달하면  $G_1$ 이 먼저 파괴되고, 이때  $G_2$ 에 걸리는 衝擊波의 波高値  $V - V_{s1}$ 이  $V_{s2}$ 에 달하여,  $G_2$ 가 파괴됨으로서 全路閃絡이 이루어진다. 그러므로 이 구간에서도 全路閃絡의 先導는  $G_1$ 이 하게 된다. 이 범위에서는  $l_2$ 가 적고, 또  $G_2$ 에 沿面코로나도 발생하기 때문에  $R_2$ 가 극히 적어지며, 따라서  $G_1$ 이 파괴되기 직전의  $G_2$ 의 分擔電壓이 대단히 적어진다. 이리하여 印加電壓은 그 대부분이  $G_1$ 에 걸리게 되고, 印加電壓이  $V_{s1}$  정도가 되면 全路閃絡이 일어나므로, 이 구간에서의  $V_s$  曲線은 대략  $V_{s1}$  曲線에 따라  $l_2=0$  쪽으로 증가하게 된다. 따라서 그림에서와 같이  $l_{21}$ 에서  $V_s$  曲線에 極小點이 나타나게 된다.

이와같이 沿面갭프內에 導電層을 삽입한 경우, 그림 4-2에서와 같은 實測  $V_s$  曲線이 逆  $N$ 特性으로 되는 理由는

- (i) 導電層을 삽입하면 空間電荷分布가 이것을 삽입하지 않았을 때와 달라진다는 점.
- (ii) 導電層의 위치에 따라 空間電荷分布가 달라진다는 점.

(iii) 갭프  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓이 沿面코로나 또는 沿面브라시코로나의 發生程度 및 表面漏洩抵抗  $R_1, R_2$ 의 변화에 따라 變化한다는 점.

등을 들을 수 있다.

그림 4-3은  $l=4.5\text{cm}$ ,  $d=1.0\text{cm}$ 인 경우의  $V_s, V_1, V_2$ 의 計算値와 實測値를 비교한 것이다. 이 경우의 特性은 그림 4-2의 그것과 대략 그 경향이 비슷하나,  $l_{22} \sim (l-d)$ 구간에서만  $V_s$ 의 變化양상이 상당히 다르다. 즉 實測  $V_s$  曲線이  $l_2=3.0\text{cm}$ 부근에서도 極小値를 나타내고 있다는 點이다. 이것은  $l_1$ 이 적은  $l_{22} \sim (l-d)$ 구간에서는  $G_1$ 이 대단히 심한 코로나가 발생하므로  $V_s$

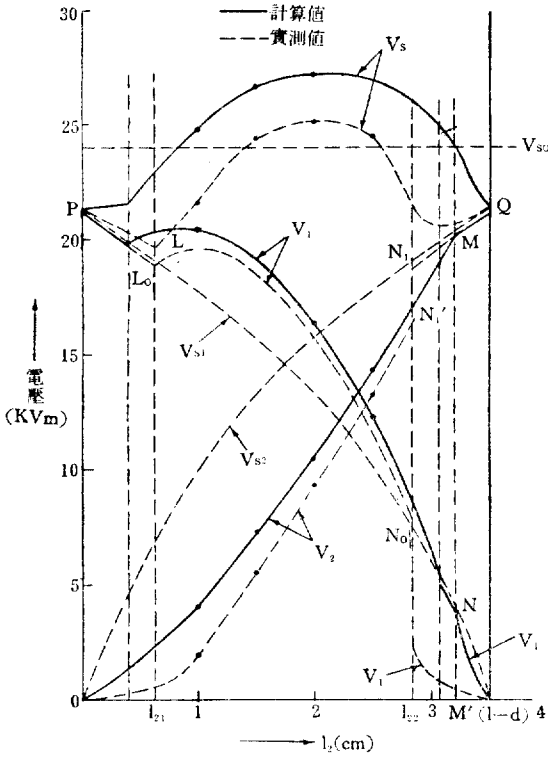


그림 4-3.  $V_s, V_1, V_2$ 의 計算値와 實測値( $l=4.5, d=1.0$ )

Fig. 4-3.  $V_s, V_1, V_2$  characteristics ( $l=4.5, d=1.0$ )

는 거의  $V_{s2}$ 에 의해서 결정된다는 사실에 기인한다.

그런데 그림 4-2의  $l=4.5, d=0.1\text{cm}$ 의 경우에는 왜 極小點이 나타나지 않느냐 하는 문제인데, 이것은 이 경우에는  $l_1$ 이 적은  $l_{22} \sim (l-d)$  구간에서,  $G_2$ 의 거리가 그림 4-3의 경우보다 더 길기 때문에,  $G_1$ 의 分擔電壓이 더 적어져, 코로나가 덜 나게 되므로,  $V_s$ 의 저하가 그림 4-3에서 보다 덜 심하기 때문이다. 따라서 極小點이 나타나지 않을 수 있다. 이를테면  $l_1=0.5\text{cm}$ 인 경우를 생각하면, 이때  $l_2$ 의 길이는 그림 4-2에서 3.9 그림 4-3에서 3.0이 된다. 그래서 지금 두 경우에 上記  $l_2$ 를 각각 閃絡시킬 수 있는 정도의 印加電壓을 걸었을 때의  $G_1$ 의 分擔電壓을 계산해 보면, 그림 4-2에서 3.2  $kv_m$ , 그림 4-3에서 4.0  $kv_m$ 가 되어, 그림 4-2의 경우의  $G_1$ 의 分擔電壓이 약 0.8  $kv_m$ 가 더 적으므로, 그만큼 그림 4-3에서보다 코로나가 덜 나게 된다. 電壓을  $l_2$ 의 閃絡電壓보다 각각 더 올리면,  $G_1$ 의 分擔電壓의 차는 더욱 심해져, 코로나發生程度의 차이가 더욱 커진다. 여기서 동일한  $l_1$ 에 대하여  $l_2$ 가 적으면  $G_2$ 에서의 코로나도 더욱 심해지므로, 그림 4-

3의 경우의  $V_s$ 는 그림 4-2에서 보다 점점 더 저하하게 된다. 따라서 極小點이 나타날 수 있다.

그림 4-3에서와 같이  $V_s$  曲線이 W 特性을 나타내는 現象은 懸垂碼子에서의 dry belt 발생으로 인한 沿閃絡電壓의 변화와 관련이 있어 대단히 흥미있는 結果 할 수 있다. 따라서 極小點이 나타날 수 있다.

4-5. 여러가지 경우의  $V_s$  特性의 비교.

그림 4-4는 여러가지 경우의  $V_s$ 의 計算値와 實測値를 비교한 것이다. 이 그림의  $V_s$  特性을 보면 일반적으로 동일한  $l$ 에 있어서는  $d$ 가 커짐에 따라 計算値 實測値사이의 差異가 심해지고 있다. 이것은  $d$ 가 커에 따라  $l_1, l_2$ 의 길이가 감소하므로, 沿面코로나의  $\rho$ 이 더욱 현저하게 나타나,  $R_1, R_2$ 의 값에 심한 변조 일으키기 때문이라고 생각된다. 동일한  $l$ 에 대하여  $l_1$ 가 커지면 일반적으로

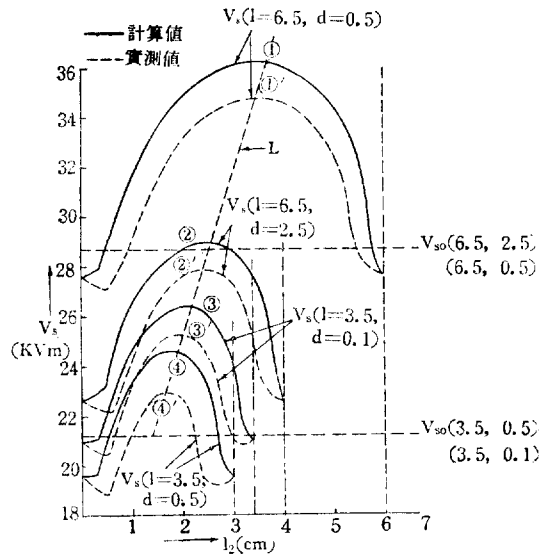


그림 4-4.  $V_s$ 의 計算値와 實測値

Fig. 4-4. calculated and measured value of  $V_s$

- (i)  $V_s$ 의 最大値가 점점 낮아진다.
- (ii)  $l_{21}, l_{22}$  點이 점점 中央으로 이동한다.
- (iii)  $V_s$  曲線의 W 特性이 더욱 심해진다.
- (iv) 逆 N 特性으로부터 W 特性으로 변해간다.

여기서 (i)은  $V_{s1}, V_{s2}$ 가 감소하기 때문이며, 그 이외의 現象은 沿面코로나 및 空間電荷效果에 기인한다.  $V_s$  曲線이 逆 N 特性으로 되느냐, 또는 W 特性으로 되

는나는  $l$ 와  $d$ 와의 相互關係에 의하여 결정되며,  $l$ 가 커도  $d$ 가 크면  $W$ 特性으로 될 수 있고,  $l$ 가 적어도  $d$ 가 적으면 逆  $N$ 特性을 나타낼 수도 있다.

그림 4-5는  $l=4.5, d=0.5$ 인 경우, 유리板의 두께를 0.3, 0.9, 및  $\infty$ (즉 背後電極을 없앤 경우)로 한 우의  $V_s$ 特性이다.  $t$ 가 커지면 內側電極附近의 電界集中이 완하되므로 沿面코로나의 영향이 적어짐과 시에,  $V_{s1}, V_{s2}$ 가 上昇하여  $V_s$ 特性은 위로 올라가고, 1端에서의 理論  $V_s$ 曲線으로부터의 變位도 그 정도가 점 줄어들고 있다.

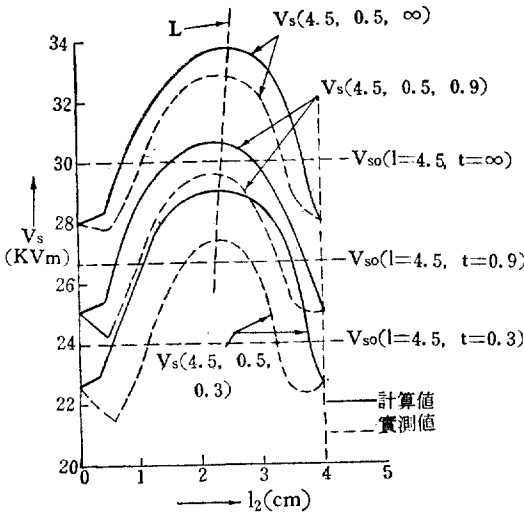


그림 4-5.  $V_s$ 의 計算値와 實測値( $t$ 가 變換 경우)  
Fig. 4-5. calculated and measured value of  $V_s$  (when  $t$  varies)

4-6.  $V_s$ 特性에 미치는 諸條件의 영향.

(1) 濕度의 영향

濕度가 높아지면  $R_1, R_2$ 의 低下로 인한  $V_{s1}, V_{s2}$ 의 저하가  $V_s$ 曲線을 낮게 한다. 그런데 濕度가 높아지면 처음에는  $V_{s1}, V_{s2}$ 가 上昇하나, 濕度가 어느 정도이상 높아지면  $V_{s1}, V_{s2}$ 가 오히려 低下한다는 實驗結果<sup>(6)</sup>로 보아 濕度에 따른  $V_s$ 特性의 變化는 상당히 복잡할 것으로 생각된다. 더욱, 濕度가 증가하면 沿面코로나電壓도 上昇後 降下하는 성질이 있기 때문에  $V_s$ 曲線의 樣相은 더욱 복잡해진다. 그러므로 本實驗에서는 濕度가 낮은 快晴한 날을 일부터 택하여 實驗을 하였으며, 濕度가 높으면 測定値의 變化도 심하여 實驗을 계속할 수가 없다. 濕度가 높아지면 일반적으로  $V_s$ 는 낮아진다.

(2) 氣壓의 영향

氣壓이 낮아지면 相對空氣密度  $\delta = \frac{0.386p}{273+t}$ 가 낮아지

며, 대략 비례적으로 沿面코로나電壓 또는 沿面閃絡電壓을 低下시킨다. 그러므로 氣壓에 따라  $V_{s1}, V_{s2}$  및  $r_{c1}, r_{c2}$  등이 變하여  $V_s$ 特性에 영향을 미친다. 그러므로 本實驗에서는  $\delta$ 에 따른 測定値의 補正을 피하기 위하여 755mmHg 정도근방의 氣壓에서 實驗을 하였다. 曇天 또는 雨天인 경우에는 氣壓도 낮고 濕度도 높으므로 우선 實驗値의 變動이 심하여 實驗이 곤란해진다. 大氣溫度는  $\delta$ 와 관계가 있으나 그 영향은 대단한 것은 아니다. 濕度, 氣壓이 變한다 하여도  $V_s$ 特性은 全體가 낮아질 뿐 그 增減傾向은 마찬가지로 형태가 될 것으로 생각된다.

(3) 電源의 영향

電源周波數는  $V_s$ 特性에 큰 영향을 미치지 않는으나, 實驗에 사용한 電源의 周波數는 거이 一定하였다. 波形이 歪曲되면 試驗用變壓器의 出力電壓이 더욱 심하게 歪曲되어  $V_s$ 特性에 영향을 미치게 된다. 그러나 本實驗에 사용한 電源은 그 波形이 正弦波形으로 理想的인 것이었다.

(4)  $C_2$ 의 영향

$t$ 가 적어지거나, 導電層의 幅이 넓어져  $C_2$ 가 증가하면  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓  $v_1, v_2$ 에 位相差가 생기므로  $V_s$ 曲線은 上昇할 것이나, 반대로  $t$ 가 적어지면  $V_{s1}, V_{s2}$  및 沿面코로나電壓이 低下하게 되므로,  $C_2$ 의 增加로 인하여 생기는 位相差의 영향보다,  $V_{s1}, V_{s2}$ , 沿面코로나의 영향이 더 심하게 作用하여 曲線은 오히려 낮아질 것으로 생각된다. 極端한 例로  $C_2$ 가 거이 0 즉 背後電極이 없는 경우에는 實驗結果에도 나타나 있는 바와 같이  $V_{s1}, V_{s2}$ , 沿面코로나電壓의 上昇으로 인하여  $V_s$ 曲線은 상당히 上昇하고 있다.

4-7. 實驗結果와 懸垂碍子등에서의 dry belt 또는 積雪의 영향과의 關聯性.

懸垂碍子등에서 dry belt가 캡프와 핀周邊에 생기는데, dry belt는 絕緣部分, 그 이외의 부분은 일종의 導電層이라 볼 수 있으므로, 그들의 幾何學的配置가 本實驗에서의 配置와 비슷하다. 단지 前者에서는 dry belt 이외의 導電層이라 볼 수 있는 부분이 完全導體가 아니고, 상당한 抵抗을 갖인 不完全導體라는 점만이 다르다. 그런데 本實驗에서 규명된 바에 의하면 懸垂碍子에서는 dry belt가 생기기 시작할 때가 閃絡되기 쉽다는 것을 짐작할 수 있다. 그러므로 이때에 만일 碍子が 閃絡하지 않으면, 그 후는 dry belt가 점점 그 幅이 넓어져, 導電層이 中央部에 오게 되는 셈이 되어 閃絡電壓이 上昇하게 되므로, 閃絡이 일어나지 않게 된다.

懸垂碍子, 氷雪등에서의 積雪의 영향도 이 積雪이 電極으로부터 녹기 시작할 때가 위험하다는 것을 알 수 있다. 이 경우에는 積雪이 녹으면 電流密度가 큰 電極부

근에서부터 乾燥가 시작하므로 마찬가지로의 配置로 되어, 이때가 가장 심하게 閃絡電壓이 저하될것으로 생각된다. 또 이 이외에 沿面放電路의 도중에 물방울 또는 汚損된 곳이 있을 때의 閃絡電壓特性도 本實驗結果로 설명이 어느 정도 가능하다고 본다. 즉 물방울 또는 먼지와 水分으로 汚損된 部分이 電極附近에 있을 때가 가장 위험하다는 결과가 된다. 왜냐하면 이들은 일종의 導電層으로 볼 수 있기 때문이다.

導電層의 存在로  $V_s$  特性이 逆N 또는 W 特性을 나타내는 것은 요는  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓 $V_1, V_2$ 와 그들의 固有閃絡電壓  $V_{s1}, V_{s2}$ 와의 상호관계에 의한 것이므로, 沿面放電路內에 導電層을 적당히 삽입하여 그 分擔電壓과 固有閃絡電壓特性을 개선하면 閃絡電壓을 상당히 올릴 수 있다는 결과가 된다.

[5] 結 論

沿面放電갯프內의 放電路의 도중에 導電層을 삽입하면, 交流沿面閃絡電壓은 導電層의 위치 및 그 幅에 따라 심하게 변화한다. 즉 導電層의 遮蔽效果가 나타난다. 이러한 遮蔽效果가 나타나는 것은 導電層을 삽입함으로써 생기는 두 갯프에 대한 固有閃絡電壓과 分擔電壓과의 상호관계가 비례배분적으로 되지 않는다는 사실에 기인한다. 지금 本研究에서 얻은 結論을 나열하면 다음과 같다.

(1) 沿面放電路內의 導電層의 위치 및 그 幅에 따라 全路閃絡電壓이 변화하며, 全沿面距離  $l$ 와 導電層의 幅  $d$ 와의 相互關係에 따라 逆N 特性 또는 W 特性을 나타낸다.

(2) 全沿面距離  $l$ 에 비해서 導電層의 幅  $d$ 가 비교적 적은 경우에는 全路閃絡電壓은 逆N 特性을 나타낸다. 즉 全路閃絡電壓  $V_s$ 는 導電層을 제외한 나머지 沿面距離  $l_1+l_2$ 에 대한 閃絡電壓  $V_{s1}'$ 보다,  $l_2$ 가 적은 구간에서는 낮아지고, 그 이외의 구간에서는 높아진다.

(3) 全沿面距離  $l$ 에 비해서 導電層의 幅  $d$ 가 비교적 큰 경우에는 全路閃絡電壓은 W 特性을 나타낸다. 즉  $V_s$ 는  $V_{s1}'$ 보다,  $l_2$ 가 적은 구간에서는 낮아지고,  $l_2$ 의 증가에 따라 높아진 다음  $l_2$ 가 큰 구간에서 다시 낮아진다.

(4) 그러므로  $V_s$  曲線은 逆N 特性에서는 한개의 極大點과 極小點, W 特性에서는 한개의 極大點과 두개의 極小點이 나타난다.

(5) 동일한  $l$ 에 대해서는  $d$ 가 커짐에 따라  $V_s$  曲線은 逆N 特性으로부터 W 特性으로 변해간다.

(6) 동일한  $l$ 에 대해서  $d$ 가 비교적 적으면  $V_s$ 는 導

電層이 없는 경우의 閃絡電壓  $V_{s0}$ 보다 높아지는 구간이 있으며,  $d$ 가 커짐에 따라  $V_s$ 는 점점 저하하여, 어느 정도이상 커지면  $V_s$ 는 전반적으로  $V_{s0}$ 보다 낮아진다.

(7) 이와같이 逆N 特性 또는 W 特性을 나타내는 것은 갯프  $G_1, G_2$ 의 固有閃絡電壓  $V_{s1}, V_{s2}$ 와 그들의 分擔電壓  $V_1, V_2$ 와의 相互關係, 沿面코로나 및 空間電荷 효과에 기인한다.

(8)  $l_2$ 가 적은 구간에서는 極小點이 항상 나타난다. 이것은  $G_2$ 의 表面漏洩抵抗,  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓關係 및  $G_2$ 에서의 沿面코로나에 기인한다.

(9)  $l_1$ 이 적은 구간에서 極小點이 나타나는것은  $G_1$ 에서의 沿面코로나 및  $G_1, G_2$ 의 分擔電壓關係로부터 설명할 수 있다.

(10) 全路閃絡電壓 $V_s$ 의 特性和 分擔電壓  $V_1, V_2$  사이에는 일정한 관련성이 있다.

(11) 全路閃絡電壓의 最大值는 導電層이 放電路의 中央보다 약간 內側電極쪽에 있을 때 나타난다.

(12) 表面漏洩抵抗만을 고려한 理論  $V_s, V_1, V_2$  曲線과 實測  $V_s, V_1, V_2$  曲線은  $l_1, l_2$ 가 적은 구간을 제외하고는 그들의 대체적인 경향이 일치한다.

(13) 本實驗結果는 懸垂碍子에서의 dry belt에 의한 閃絡電壓의 변화, 沿面放電路內의 汚損層 또는 물방울 등으로 인한 閃絡電壓의 변화, 및 碍子, 氷雪등에서의 積雪的 영향등과 일련의 相關성이 있으며, 이들의 現象을 어느 정도 설명할 수 있다.

(14) 本實驗結果는 高電壓工學에 있어서의 絶緣 또는 沿面閃絡防止의 대책에 대하여 중요한 參考資料가 될것으로 생각된다.

끝으로 本研究에 많은 協力을 하여주신 本大學電氣工學科教授諸位 및 金光浩君을 비롯한 助教諸君들에게 感謝를 하며, 특별히 많은 助言, 協助를 하여주신 池根根博士, 成英權博士諸氏에게 深甚한 謝意를 표시하는 바이다.

參考文獻

(1) 石橋・喜多村：日本電氣學會誌. 1962. 6. pp. 1081~1089.  
(2) 木下：高電壓現象. pp. 168.  
(3) 丁性桂：大韓電氣學會誌. 1965. 5. Vol. 14, No 2. pp. 8~13.  
(4) 放電 Handbook(日本電氣學會)：1958. pp. 126~127.  
(5) 丁性桂：高電壓工學. pp. 62