論 文
13—1—1

凸極型 同期發電機의 1相中性點間短絡

(Line-to-Neutral Short Circuit)

李 晩 榮*

序 論

凸極型 同期發電機를 無負荷로 運轉하는中 1相中性點間에 短絡事故가 突發한 경우에 그 短絡相의 電機子電流와 界磁電流를 表示하는 式을 求하여 본다. 式(12)의 短絡電流 i_{L-N}을 級數形으로 展開해서 奇數倍調波와 偶數倍調波로 分離해서 檢討를 하고 界磁電流 I는 곧 $I=E+\frac{2}{3}(x_d-x'_d)i_{L-N}\cos\theta$의 關係式에서 일단 短絡電流 i_{L-N}가 求해졌으므로 단지 代入함으로써 簡單히 얻어진다. 式(12)와 (17)을 圖示하는데 必要한 同期機定數를 $x_d=0.78$, $x_q=0.48$, $x_d'=0.21$, $r=0.03$, $T_o=163$ 및 $E=1$의 per-unit 値로 假定한다.

本 論

直軸과 橫軸을 基準으로한 磁束鎖交數의 式

$$\frac{2}{3}\begin{bmatrix}\cos\theta & \cos(\theta-120) & \cos(\theta+120)\\ -\sin\theta & -\sin(\theta-120) & -\sin(\theta+120)\\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2}\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}\psi_a\\ \psi_b\\ \psi_c\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\psi_d\\ \psi_q\\ \psi_0\end{bmatrix} \tag{1}$$

에서 ψ_a의 값은

$$\psi_a=\psi_d\cos\theta-\psi_q\sin\theta+\psi_0 \tag{2}$$

와 같이 求해진다.

電氣學會誌 第12輯에 記載된 筆者의論文 8面의 式(19), (20), 및 (21)을 위式에 代入하면

$$\psi_a=(I-x_d\,i_d)\cos\theta+x_q\,i_q\sin\theta-x_o\,i \tag{3}$$

의 式을 얻게 된다. 또

$$\Phi=I-(x_d-x_d')i_d \tag{4}$$

에서 $I-x_d\,i_d=\Phi-x_d'i_d$의 關係를 式(3)에 代入함으로써

$$\psi_a=(\Phi-x'_d\,i_d)\cos\theta+x_q\,i_q\sin\theta-x_0\,i_0 \tag{5}$$

의 關係式을 얻는다.

圖 1과 같이 凸極型同期機가 無負荷로 運轉하는中 a相 中性點間에 短絡事故가 突發한 경우에 a相의 電機子電流와 界磁電流의 變化를 究明하여 보자.

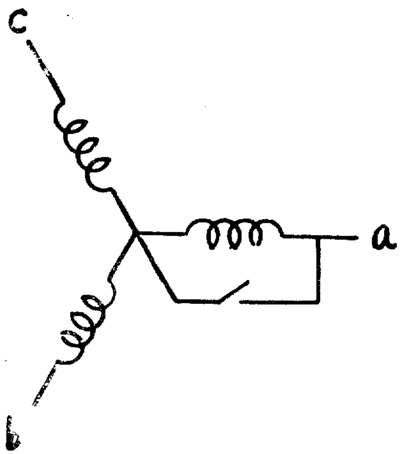


Fig. 1. Line-to-Neutral Short-Circuit in Phase a.

短絡瞬間의 境界條件은 $e_a=0$, $i_b=i_c=0$ 임으로

$$\frac{2}{3}\begin{bmatrix}\cos\theta & \cos(\theta-120) & \cos(\theta+120)\\ -\sin\theta & -\sin(\theta-120) & -\sin(\theta+120)\\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2}\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}i_a\\ i_b\\ i_c\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}i_d\\ i_q\\ i_o\end{bmatrix} \tag{6}$$

의 式에서 直當

$$i_d=\frac{2}{3}i_a\cos\theta \tag{7}$$

$$i_q=-\frac{2}{3}i_a\sin\theta \tag{8}$$

$$i_o=\frac{1}{3}i_a \tag{9}$$

들 이求해진다. 이것들을 式(5)에 代入하면

$$\psi_a=\Phi\cos\theta-\frac{2}{3}x'_d\,i_a\cos^2\theta-\frac{2}{3}x_q\,i_a\sin^2\theta-\frac{1}{3}x_o\,i_a,$$

*漢陽大學校 工科大學 教授

또는

$$\psi_a=\Phi\cos\theta-\frac{1}{3}(x'_d+x_q+x_0)i_a+\frac{1}{3}(x_q-x'_d)i_a\cos 2\theta \qquad (10)$$

여기서 短絡電流 i_a 를 i_{L-N} 로 表示하면 式(10)에서 곧 다음과 같이 求해진다.

$$i_{L-N}=\frac{\Phi\cos\theta-\psi_a}{\frac{x'_d+x_q+x_0}{3}-\frac{x_q-x'_d}{3}\cos 2\theta} \qquad (11)$$

短絡前의 無負荷時에는 $i_d=0$ 인 故로 式(4)에서 $\Phi=I=E$ 의 關係와 $\psi_a=E\cos\alpha$ 의 式이 成立한다. 여기서 α 는 短絡瞬間 即 $t=0$ 때 a 相과 直軸과의 角變位이다.

따라서 式(11)은 다음과 같이 쓸 수 있을 것이다.

$$i_{L-N}=\frac{3E(\cos\theta-\cos\alpha)}{x_q-x'_d}\cdot\left[\frac{1}{(x'_d+x_q+x_0)/(x_q-x'_d)-\cos 2\theta}\right] \qquad (12)$$

1st cycle 分만 考慮할때 이 式이 곧 求하고저 하는 短絡電流의 必要하고도 充分한 結果式이 될 것이다. 위에서 求한 式(12)를 좀 더 詳細히 檢討해보기 爲하야 級數形으로 展開하여 본다. 于先

$$A=\frac{x'_d+x_q+x_o}{x_q-x'_d} \text{ 로 놓으면}$$

$$A=1+\frac{2x'_d-x_o}{x_q-x'_d}>1$$

이며 또 $0\leq\cos 2\theta\leq 1$ 인 故로 $A>\cos 2\theta>0$ 의 關係가 成立할 것임으로 大括弧안의 $\frac{1}{A-\cos 2\theta}$ 項을 아래와 같이 變更計算하여 본다. 即

$$\frac{1}{A-\cos 2\theta}=\frac{-2e^{j2\theta}}{e^{j4\theta}-2Ae^{j2\theta}+1}=\frac{-2e^{j2\theta}}{\left(e^{j2\theta}+b\right)\left(e^{j2\theta}-\frac{1}{b}\right)}.$$

여기서 $b=A-\sqrt{A^2-1}$

$$\frac{1}{A-\cos 2\theta}=\frac{2b}{(1-be^{-j2\theta})(1-be^{j2\theta})}=\frac{2b}{1-b^2}\left(\frac{be^{-j2\theta}}{1-be^{-j2\theta}}+\frac{1}{1-be^{j2\theta}}\right) \qquad (13)$$

勿論 $A=\frac{x'_d+x_q+x_o}{x_q-x'_d}=\frac{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)+\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)-\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}=\frac{G+H}{G-H}$ 라 놓으면

$A^2-1=\frac{4GH}{(G-H)^2}$, $\sqrt{A^2-1}=\frac{2\sqrt{GH}}{G-H}$ 가 되며

따라서

$$b=A-\sqrt{A^2-1}=\frac{\sqrt{G}-\sqrt{H}}{\sqrt{G}+\sqrt{H}}<1 \text{ 인 故로}$$

式(13)의 括弧內의 各項 $\frac{1}{1-be^{-j2\theta}}$ 는 無限級數로 展開可能하다.

이와 같이 해서 式(13)은

$$\frac{1}{A-\cos 2\theta}=\frac{2b}{1-b^2}\Big[(be^{-j2\theta}+b^2e^{-j4\theta}+b^3e^{-j6\theta}+\cdots)+(1+be^{j2\theta}+b^2e^{j4\theta}+b^3e^{j6\theta}+\cdots)\Big]$$
$$=\frac{2b}{1-b^2}(1+2b\cos 2\theta+2b^2\cos 4\theta+2b^3\cos 6\theta+\cdots)$$

로 計算이 됨으로 式(12)는 다음과 같이 된다.

$$i_{L-N}=\frac{3E}{x_q-x'_d}\cdot\frac{2b}{1-b^2}(\cos\theta-\cos\alpha)(1+2b\cos 2\theta+2b^2\cos 4\theta+2b^3\cos 6\theta+\cdots)$$

이것을 整理하면 아래와 같은 odd harmonic series 와 even harmonic series 로 展開된다. 即

$$i_{L-N}=\frac{3E}{x_q-x'_d}\left(\frac{2b}{1-b^2}\right)\Big[(1+b)(\cos\theta+b\cos 3\theta+b^2\cos 5\theta+b^3\cos 7\theta+\cdots)-\cos\alpha\cdot(1+2b\cos 2\theta+2b^2\cos 4\theta+\cdots)\Big] \qquad (14)$$

또 이 式中에

$$\frac{2b}{1-b^2}=\frac{1}{\sqrt{A^2-1}}=\frac{G-H}{2\sqrt{GH}}=\frac{x_q-x'_d}{2\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}},$$

$$(1+b)=\frac{2\sqrt{G}}{\sqrt{G}+\sqrt{H}}=\frac{2\sqrt{x_q+\frac{x_0}{2}}}{\sqrt{x_q+\frac{x_0}{2}}+\sqrt{x'_d+\frac{x_0}{2}}}$$

等을 式(14)에 代入해서 整頓하면

$$i_{L-N}=\frac{3E}{\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}\cdot(\cos\theta+b\cos 3\theta+b^2\cos 5\theta+\cdots\cdots)$$
$$-\frac{3E\cos\alpha}{2\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}\cdot(1+2b\cos 2\theta+2b^2\cos 4\theta+\cdots\cdots) \qquad (15)$$

여기서

$$b=\frac{\sqrt{x_q+\frac{x_0}{2}}-\sqrt{x'_d+\frac{x_0}{2}}}{\sqrt{x_q+\frac{x_0}{2}}+\sqrt{x'_d+\frac{x_0}{2}}}\ll 1 \text{ 이다.}$$

이 式은 同期發電機를 無負荷로 運轉中에 1相中性點間短絡이 突發했을때 求한 短絡電流式(12)를 無限級數로 展開해서 各 高調波別로 檢討하는데 有利한 式일 것이다. 이 式을 살펴보면 奇數倍調波의 第1級數와 偶數倍調波의 第2級數로 이루워저 있으며 特히 $b\ll 1$인 故로 第1級數中의 第3調波以上과 第2級數中의 第2調波以上은 振幅이 極히 僅少함으로 無視해 버리면 結局 直流分 (d.c component)와 基本波分 (fundamental component) 만으로된 近似解로 이루워진다. 또 여기서 解析上 發見한 興味로운 것은 (15)式의 1相中性點間短絡電流의 基本波分의 振幅만을 吟味해 보면

$$|i_{1L-N}|=\frac{3E}{\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)+\left(\frac{x_q+x'_d}{2}+\frac{x_0}{2}\right)}$$

$$=\frac{3E}{x'_d+(x_q+x'_d)/2+x_0}=\frac{3E}{x_1+x_2+x_0}$$

의 分母의 各項을 對稱座標法의 reactance 對稱分과 比較檢討가 된다는 것이다. 卽 $x'_d=x_1$ (positive sequence reactance), $x_q+x'_d/2=x_2$ (negative sequence reactance), $x_0=x_0$ (zero sequence reactance).

다음에는 界磁電流(field current)의 過渡變化를 考察하기로 한다. 界磁電流의 基本式을 誘導하기 爲하여 式(4)에서

$$I=E+(x_d-x'_d)i_d \qquad (16)$$

의 關係式을 얻게 된다. 但 $t=0$ 때 $\Phi=E$ 이다. 式(16)에 式(7)을 代入하면 式(17)을 얻는다.

$$I=E+\frac{2}{3}(x_d-x'_d)i_a\cos\theta \qquad (17)$$

여기서 $i_a=i_{L-N}$ 이고, 卽 式(15)를 表示하는 短絡電流이다. 式(15)를 式(16)에 代入하면

$$I=E+\frac{2E(x_d-x'_d)\cos\theta}{\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}\cdot(\cos\theta+b\cos3\theta+b^2\cos5\theta+\cdots\cdots)$$
$$-\frac{E(x_d-x'_d)\cos\alpha\cos\theta}{\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}\cdot(1+2b\cos2\theta+2b^2\cos4\theta+\cdots\cdots) \qquad (18)$$

이것을 더욱 簡單히 整理해 보면

$$I=E+\frac{E(x_d-x'_d)}{\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}\cdot\left[1+(1+b)\cos2\theta+b(1+b)\cos4\theta+b^2\cdot(1+b)\cos6\theta+\cdots\right]$$
$$-\frac{E(x_d-x'_d)\cos\alpha}{\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}\left[(1+b)\cos\theta+b(1+b)\cos3\theta+b^2(1+b)\cdot\cos5\theta+\cdots\cdots\right] \qquad (19)$$

와 같이 所期의 式이 求해지며 直流分은 短絡과 더불어 自動的으로 短絡前의 값 E 의

$$\frac{(x_d-x'_d)}{\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}$$

倍만큼 더 增加한 것을 알 수 있으며 이것을 다시 奇數調波別로 羅列하면

$$I=\frac{E\left[\left(x_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}\right]}{\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}+\frac{E(x_d-x'_d)(1+b)}{\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}\cdot$$
$$(\cos\theta+b\cos4\theta+b^2\cos6\theta+\cdots\cdots)$$
$$-\frac{E(x_d-x'_d)\cos\alpha(1+b)}{\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}\cdot$$
$$(\cos\theta+b\cos3\theta+b^2\cos5\theta+\cdots\cdots) \qquad (20)$$

와 같이 展開되어 第1項이 直流分이고 第2項이 偶數倍調波分이며 第3項이 奇數倍調波分이 된다. 時間 $t=0$ 에서 短絡이 偶發한 경우 界磁回路와 鎖交하는 磁束數는 瞬間的으로 變化할 수 없음으로 field flux Φ 는 變化가 없고 $\Phi=E$ 이며 또 上述한바와 같이 界磁電流의 直流分은 增加함으로 結局 界磁回路 inductance 는 다음과 같이 變化할 것이다.

$$I_{d.c.}=\frac{E\left[\left(x_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}\right]}{\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}$$

Field transient inductance L' 는

$$L'=\frac{\Phi_{(t=0)}}{I_{d.c.}}=\frac{E}{I_{d.c.}}$$
$$=\frac{\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}{\left(x_d+\frac{x_0}{2}\right)+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}} \qquad (21)$$

와 같이 된다.

다음에는 短絡相 電機子回路의 inductance 를 求해보기로 한다. a 相 中性點間 短絡電流의 直流分은 式(14)에서 곧

$$i_{d.c.}=\frac{3E\cos\alpha}{2\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}$$

임을 알 수 있고 短絡電機子回路의 過渡 inductance l' 는

$$l'=\frac{\phi_{(t=0)}}{i_{d.c.}}=\frac{E\cos\alpha}{\dfrac{3E\cos\alpha}{2\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}}$$
$$=\frac{2}{3}\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)} \qquad (22)$$

이다. 式(21), (22)는 時定數(time constant)를 決定해주는 重要한 要素가 된다. 電機子抵抗을 無視했음으로 界磁回路의 短絡時定數 T_f 는 式(21)을 利用하면 다음과 같이 求해진다.

$$T_f=T_0\left(\frac{x'_d+\frac{x_0}{2}+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}{x_d+\frac{x_0}{2}+\sqrt{\left(x_q+\frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d+\frac{x_0}{2}\right)}}\right) \qquad (23)$$

여기의 T_0 는 開路時定數(open circuit time constant)라 불리우는 電機子捲線이 開路狀態에 있는 경우의 界磁回路의 時定數이다. 一方 短絡相의 電機子時定數는

$T_a = \frac{r}{l}$ 의 式에서 求할 수 있는데 여기의 r은 短絡電機子回路의 per-unit 抵抗이며 그 값은 無視할만큼 僅少値이나 앞서 言及한바와 같이 時定數에는 크게 役割을 하는 것이다. 그러므로 電機子時定數 T_a는 곧

$$T_a = \frac{r}{l} = \frac{3r}{2\sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}} \tag{24}$$

가 된다. 上述한 界磁短絡時定數 T_f는 短絡時의 界磁電流의 直流分(d-c component)과 偶數倍調波分(even harmonics)에 適用하며 또한 電機子時定數 T_a는 短絡電流의 直流分과 偶數倍調波分의 包絡線(envelope)에 適用되며 그리고 界磁回路의 奇數倍調波分(odd harmonics)의 包絡線을 그리게 하는 減衰係數의 役割을 한다.

以上에서 求한 時定數 T_f, T_a를 式(15), (20)에 適用하면 短絡電機子電流 및 界磁過渡電流는 各各 다음과 같이 될 것이다.

$$i_{L-N} = \frac{3E}{\left(x_d + \frac{x_0}{2}\right) + \sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}} \cdot (\cos\theta + b\cos 3\theta + b^2 \cos 5\theta + \cdots\cdots) + \frac{3E(x_d - x'_d)}{\left(x_d + \frac{x_0}{2}\right) + \sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}} \cdot (\cos\theta + b\cos 3\theta + b^2\cos 5\theta + \cdots\cdots)e^{-\frac{t}{T_f}} - \frac{3E\cos\alpha}{2\sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}} \cdot (1 - 2b\cos 2\theta + 2b^2\cos 4\theta - \cdots\cdots) \cdot e^{-\frac{3rt}{2\sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}}} \tag{25}$$

여기서

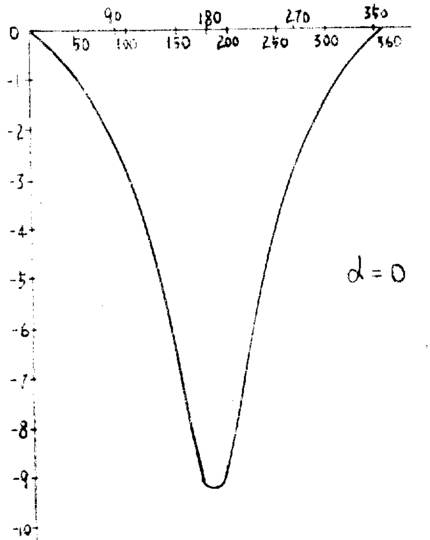
$$T_f = T_0\left(\frac{x'_d + \frac{x_0}{2} + \sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}}{x_d + \frac{x_0}{2} + \sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}}\right)$$

윗 式에서 i_{L-N}의 初期値(initial value)는 第1, 2項의 odd harmonics로 表示된 定常値와 過渡値로 構成되어 있어 時定數 T_f에 依해 指數函數的으로 減衰되어 最終에는 定常持續電流로 落着됨을 알 수 있다. 그리고 第3項의 even harmonics는 時定數 T_a에 依해 減衰되어 直流分만 남게 될 것이다.

다음에도 同一한 論法에 依하여 過渡界磁電流는

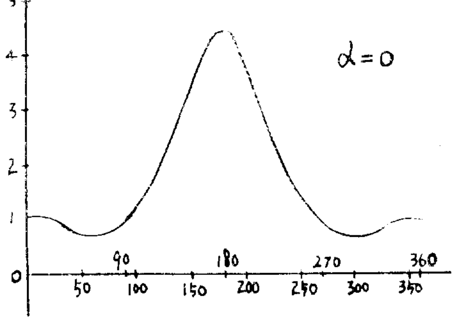
$$I = \frac{\left(x_d + \frac{x_0}{2}\right) + \sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}}{\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right) + \sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}} E \cdot e^{-\frac{t}{T_f}} - \frac{E(x_d - x'_d)(1+b)}{\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right) + \sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}} \cdot (\cos 2\theta - b\cos 4\theta + b^2\cos 6\theta - \cdots\cdots)e^{-\frac{t}{T_f}} - \frac{E(x_d - x'_d)\cos\alpha(1+b)}{\sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}} \cdot (\cos\theta + b\cos 3\theta + b^2\cos 5\theta + \cdots\cdots) \cdot e^{-\frac{3rt}{2\sqrt{\left(x_q + \frac{x_0}{2}\right)\left(x'_d + \frac{x_0}{2}\right)}}} \tag{26}$$

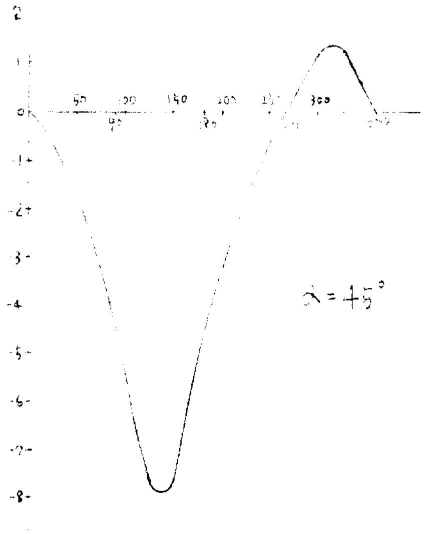
으로 表示할 수 있다. 以上은 1相中性點間短絡時의 電機子電流式(12)와 界磁電流式(17)과를 odd-harmonic 成分과 even-harmonic 成分으로 解析해서 檢討해 보았다. 式(12)와 式(17)을 가지고 $\alpha = 0°$, 45°, 90°의 경우를 各各 圖示하면 다음과 같다.



$i_{L-N} = 11.11\,(\cos\theta - 1)\left[\frac{1}{3.4 - \cos 2\theta}\right]$

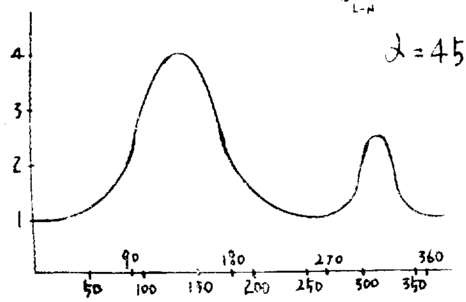
$I = 1 + 0.38\, i_{L-N} \cos\theta$



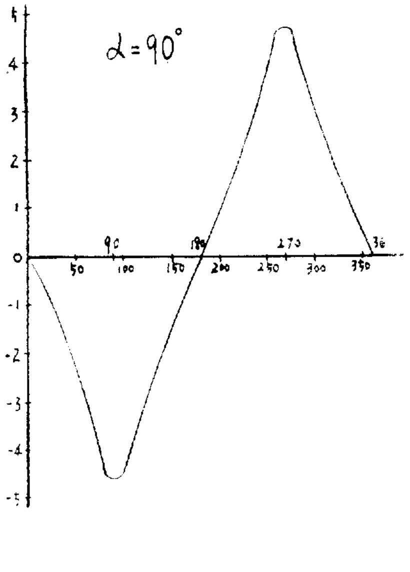


$$i_{L-N} = 11.11(\cos\theta - 0.707)\left[\frac{1}{3.4 - \cos 2\theta}\right]$$

$$I = 1 + 0.38\, i_{L-N} \cos\theta$$



$$i_{L-N} = 11.11 \cos\theta\left[\frac{1}{3.4 - \cos 2\theta}\right]$$



$$I = 1 + 0.38\, i_{L-N} \cos\theta$$

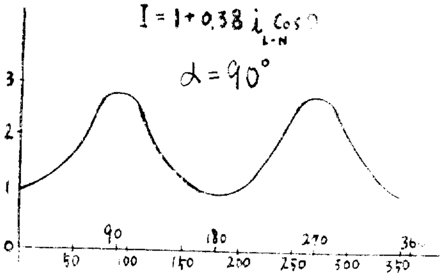


Fig. 2 Armature current and field current in a synchronous machine when a line-to-neutral short circuit is suddenly applied.

結 論

短絡相의 電機子回路의 inductance와 界磁回路의 過渡 inductance는 短絡時定數를 決定해주는 重要한 要素가 된다. 界磁短絡時定數 T_f는 界磁電流 I의 直流分과 偶數倍調波分에 그리고 短絡電流 i_{L-N}의 寄數倍調波分에 適用되어 減衰하는 役割을 하며 또 一方 電機子時定數 T_a는 短絡電流 i_{L-N}의 偶數倍調波分에 그리고 界磁電流 I의 寄數倍調波分에 適用됨을 안 것은 興味있는 結果라고 보겠다.

(1964年 2月 14日接受)

參 考 文 獻

1. Doherty, R.E. and C.A. Nickle. "Synchronous Machine-IV, AIEE Transaction, Vol. 47. April 1928. pp. 462–464, pp. 483–484.
2. 李晩榮 "Open-phase Voltage for Line-to-Line Fault." 大韓電氣學會誌 第12輯. 1963年 12月 pp. 6–11.
3. Concordia, C., "Synchronous Machine Theory and Performance," John Wiley & Son. Inc., New York, 1958. pp. 32–36. pp. 81–88.