北見工業大学研究報告
第21巻　第1号（平成元年）
Memoirs of the Kitami Institute of Technology
Vol. 21 No. 1 (1987)

蒸気タービン円筒形同期発電機の同期化力に関する一考察*

田村淳二**
武田郁夫**

（平成元年4月27日受理）

A Consideration on the Synchronizing Power of Steam Turbine Cylindrical Rotor Synchronous Generators

by Junji TAMURA and Ikuo TAKEDA

This paper investigates the characteristics of the synchronizing power and transient behavior of steam turbine cylindrical rotor synchronous machines.

First, the eigenvalues of a steam turbine synchronous generator connected to an infinite bus are calculated and discussed. It is shown that the steady state stability and the behavior for small disturbances are represented fundamentally by three dominant eigenvalues. Next, definitions for five synchronizing powers (steady, transient, quasi-transient, quasi-subtransient and subtransient synchronizing powers) are derived and compared with an exact solution for the power obtained by using the sustained oscillation theory. It is shown that the synchronizing power, in general, takes a value between the quasi-transient synchronizing power and the quasi-subtransient one. Finally, the behavior of the synchronous machine for small disturbances are discussed. As a result, a new explanation for the behavior is presented. It is based on the quasi-transient synchronizing power and includes the transients of the field flux linkage and the quadrature axis, large time constant, damper flux linkage.

1. まえがき

筆者らは，論文 (2) において突極形同期機の固有値，固有振動数，同期化力の特性について解析を行ない，これらの結果を基礎として過渡動揺時の挙動に対する新しい物理的解釈を導いた。本論文はこれに引続き，蒸気タービン用の円筒形塊状界磁鉄心同期発電機の同期化力並びに固有振動数の特性に関して検討を行ったものである。

同期機のモデル化における重要な問題の一つとして制動回路の取扱いがあげられる。突極機における制動回路は一般にかご形巻線構造であり，その数学的表現は比較的容易である。通

*　電気学会回転機研究会にて発表（参考文献1）
**　北見工業大学電気工学科

常は直軸，横軸にそれぞれ一つの回路を考慮することにより表現され[3]，その精度もかなり高いことは広く認められている。これに対して，蒸気タービン発電機においては回転子が円筒形塊状鉄心構造となり，制動回路の取扱いは容易でなく，その数学的表現に関する研究が続けられている[4)~10)]。問題は，渦電流回路により形成される制動回路をいくつの集中定数回路により表現したら十分であるかということである。当然，その数が多ければ多いほど精度が高くなるわけであるが，しかしながらそれに伴ってモデルの取扱いも複雑になるので，単純に制動回路の数を増やすだけでは問題の解決にはならない。現段階では直軸・横軸ともに３つの回転子側回路（界磁回路も含めて）を有するモデル（詳細モデル）が実用的に最も精度が高いと言われているが[9),10)]，次元が高いことと定数決定が多少困難であるという欠点を有している。一方，直軸・横軸ともに２つの回転子回路有するモデル（標準モデル）は，次元が低いわりには比較的精度が高く，実際的にもかなり有効であると言われており[7),10)]，現段階における標準的なモデルとして一般的にも多く使用されている[11)~13)] 本論文でも，検討の第一段階としてこの標準モデルを用いることとし，固有値計算並びに持続振動理論により解析を行う。

2. 基 礎 理 論

2.1 基礎微分方程式[12)~14)]

本論文での解析モデルは，蒸気タービン円筒形塊状界磁鉄心同期発電機による一機無限大母線系統である。ただし送電線は直列インピーダンスのみからなり，また固有の特性を扱うので発電機の制御機構は考慮しない。基礎方程式は前述した標準モデルによって次式のように表される。

$$\left.\begin{aligned}
v_d &= -R_a i_d + p\,\psi_d - e_{vd}\\
v_q &= R_a i_q + p\,\psi_q - e_{vq}\\
v_f &= r_f i_f + p\,\psi_f\\
O &= r_{kd} i_{kd} + p\,\psi_{kd}\\
O &= r_{kq1} i_{kq1} + p\,\psi_{kq1}\\
O &= r_{kq2} i_{kq2} + p\,\psi_{kq2}\\
\omega_m &= \omega + p\,\delta\\
\tau_D &= Jp\omega_m + \tau_G
\end{aligned}\right\} \tag{1}$$

ここで，

$$\left.\begin{aligned}
&v_d = \sqrt{3}\ V_B \sin\delta, \qquad v_q = \sqrt{3}\ V_B \cos\delta\\
&v_f = \sqrt{3}\ E_{fd} r_f / \omega\, L_{md}\\
&e_{vd} = \omega_m \psi_q \qquad e_{vq} = -\omega_m \psi_d\\
&\tau_G = -(e_{vd} i_d + e_{vq} i_q)/\omega_m\\
&\psi_d = -L_D i_d + L_{md}(i_f + i_{kd})\\
&\psi_q = -L_Q i_q + L_{mq}(i_{kq1} + i_{kq2})
\end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned}
&\psi_f = L_f i_f + L_{md}(-i_d + i_{kd})\\
&\psi_{kd} = L_{kd} i_{kd} + L_{md}(-i_d + i_f)\\
&\psi_{kq1} = L_{kq1} i_{kq1} + L_{mq}(-i_q + i_{kq2})\\
&\psi_{kq2} = L_{kq2} i_{kq2} + L_{mq}(-i_q + i_{kq1})\\
&R_a = r_a + r_T\\
&L_D = l_T + L_d = l_T + l_a + L_{md}\\
&L_Q = l_T + L_q = l_T + l_a + L_{mq}\\
&L_f = l_f + L_{md}, \qquad L_{kd} = l_{kd} + L_{md}\\
&L_{kq1} = l_{kq1} + L_{mq}, \qquad L_{kq2} = l_{kq2} + L_{mq}
\end{aligned}\right\} \tag{2}$$

以上において，$p=d/dt$ であり，各電流・磁束鎖交数の添字は d, q は電機子回路，f は界磁回路，kd は直軸制動回路，$kq\,1$ は横軸制動回路（長時定数），$kq\,2$ は横軸制動回路（短時定数）を表す。更に，ω_m は回転子角速度，δ は負荷角である。上式を定常動作点（負荷角 $\delta=\delta_0$, $\omega_m=\omega$ および界磁電圧 E_{fd}）において線形化すると次の形の式が得られる。

$$\left.\begin{aligned}
&pX = [A_s]\,X\\
&X = [\varDelta i_d \ \ \varDelta i_q \ \ \varDelta i_f \ \ \varDelta i_{kd} \ \ \varDelta i_{kq1} \ \ \varDelta i_{kq2} \ \ \varDelta\delta \ \ \varDelta\omega_m]^T
\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

$\varDelta$ は定常値からの変化分を表わす。δ_0, E_{fd} および無限大母線電圧 V_B (1 pu に固定) が決まると上式の行列 $[A_s]$ の全要素[1] が決まるので，この動作点における固有値を求めることができる。

次に，発生トルク τ_G は次式のように電流または磁束鎖交数の関数として表現されることとなる。

$$\tau_G = \tau_G(i_d,\ i_q,\ i_f,\ i_{kd},\ i_{kq1},\ i_{kq2}) = \tau_G(\psi_d,\ \psi_q,\ \psi_f,\ \psi_{kd},\ \psi_{kq1},\ \psi_{kq2}) \tag{4}$$

本論文で使用するモデルの定数値[12]，並びにその説明を表 1 に示す。

表 1　モデル定数

Table 1.　Constants of the model

	蒸気タービン発電機 定格 835 MVA, 26 kV (線間), 力率 0.85, 2 極, 3600 rpm, 60 Hz		
r_a	電機子巻線抵抗	0.003	pu
l_a	〃　もれインダクタンス	0.19	pu
L_d	直軸同期インダクタンス	1.8	pu
L_q	横軸　〃	1.8	pu
L_d'	直軸過渡インダクタンス	0.32	pu
L_q'	横軸　〃	0.73	pu
L_d''	直軸初期過渡インダクタンス	0.24	pu
L_q''	横軸　〃	0.27	pu
r_f	界磁巻線抵抗	0.00093	pu
l_f	〃　もれインダクタンス	0.1414	pu
r_{kd}	直軸制動巻線抵抗	0.01334	pu

l_{kd}	直軸制動巻線もれインダクタンス	0.08125	pu
r_{kq1}	横軸制動巻線抵抗	0.00178	pu
r_{kq2}	〃	0.00841	pu
l_{kq1}	横軸制動巻線もれインダクタンス	0.8125	pu
l_{kq2}	〃	0.0939	pu
T'_d	直軸短絡過渡時定数	0.889	sec
T'_q	横軸　〃	1.464	sec
T''_d	直軸短絡初期過渡時定数	0.0315	sec
T''_q	横軸　〃	0.074	sec
r_T	送電線直列抵抗	0.05	pu
l_T	送電線直列インダクタンス	0.5	pu
J	回転部分の慣性モーメント(注1)	5.6	sec
ω	同期角速度	120π	rad/s

(注1) 蓄積エネルギー定数 H における値(タービンの慣性含む)
(注2) 上記の値は自己容量ベース値であり，送電線定数以外は同期機単体の値である。

2.2 持続振動理論によるトルク係数の定義[15]

(1) 式の初めの6本の式から (2) 式を用いて各磁束鎖交数を消去すると，次の形の式が得られる。

$$\left.\begin{aligned}[v] &= [Z_0(p,\ \omega_m)]\ [i]\\ [v] &= ([v_d\ \ v_q\ \ v_f\ \ 0\ \ 0\ \ 0]^T\\ [i] &= [i_d\ \ i_q\ \ i_f\ \ i_{kd}\ \ i_{kq1}\ \ i_{kq2}]^T\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

$[Z_0]$ は p と ω_m の関数をその要素として有する6行6列の行列である。上式を線形化し，定常動作点のまわりの変化分に関する関係式を求めると，その結果が次式となる。ただし Δv_f は0としている。

$$\begin{aligned}&[Z(p)]\ [\Delta i] = [U_0]\\ &[\Delta i] = [\Delta i_d\ \ \Delta i_q\ \ \Delta i_f\ \ \Delta i_{kd}\ \ \Delta i_{kq1}\ \ \Delta i_{kq2}]^T\\ &[Z(p)] =\end{aligned}$$

$$\begin{bmatrix} -(R_a+pL_D) & \omega L_Q & pL_{md} & pL_{md} & -\omega L_{mq} & -\omega L_{mq}\\ -\omega L_D & -(R_a+pL_Q) & \omega L_{md} & \omega L_{md} & pL_{mq} & pL_{mq}\\ -pL_{md} & 0 & r_f+pL_f & pL_{md} & 0 & 0\\ -pL_{md} & 0 & pL_{md} & r_{kd}+pL_{kd} & 0 & 0\\ 0 & -pL_{mq} & 0 & 0 & r_{kq1}+pL_{kq1} & pL_{mq}\\ 0 & -pL_{mq} & 0 & 0 & pL_{mq} & r_{kq2}+pL_{kq2} \end{bmatrix} \tag{6}$$

$$[U_0] = \begin{bmatrix} \Delta v_d - L_Q i_{q0} \Delta\omega_m\\ \Delta v_q + L_D i_{d0} \Delta\omega_m - L_{md} i_{f0} \Delta\omega_m\\ 0\\ 0\\ 0\\ 0 \end{bmatrix}$$

ただし，

$$\left.\begin{aligned}
i_{d0}&=\{-\sqrt{3}\ V_B(R_a\sin\delta_0+\omega L_Q\cos\delta_0)+\omega L_Q\sqrt{3}\ E_{fd}\}/(R_a^2+\omega L_D\omega L_Q)\\
i_{q0}&=\{\sqrt{3}\ V_B(-R_a\cos\delta_0+\omega L_D\sin\delta_0)+R_a\sqrt{3}\ E_{fd}\}/(R_a^2+\omega L_D\omega L_Q)\\
i_{f0}&=\sqrt{3}\ E_{fd}/\omega L_{md}
\end{aligned}\right\}\quad(7)$$

である。

ここで，負荷角 δ が次式のように定常値 δ_0 のまわりで微小振動すると仮定する。

$$\delta=\delta_0+\varDelta\delta=\delta_0+Re[\sqrt{2}\ \dot{\varDelta}_m\exp(j\omega_h t)]\quad(8)$$

しかるに，(1) 式より

$$\left.\begin{aligned}
\omega_m&=\omega+p\delta=\omega+Re[\sqrt{2}\ j\omega_h\dot{\varDelta}_m\exp(j\omega_h t)]\\
\therefore\ \ \varDelta\omega_m&=Re[\sqrt{3}\ j\omega_h\varDelta_m\exp(j\omega_h t)]
\end{aligned}\right\}\quad(9)$$

が得られる。更に (2) 式より，$\varDelta\delta$ が微小であることから，

$$\left.\begin{aligned}
v_d&=\sqrt{3}\ V_B\sin(\delta_0+\varDelta\delta)=\sqrt{3}\ V_B\sin\delta_0\cdot\cos\varDelta\delta+\sqrt{3}\ V_B\cos\delta_0\cdot\sin\varDelta\delta\\
&\fallingdotseq\sqrt{3}\ V_B\sin\delta_0+\sqrt{3}\ V_B\cos\delta_0\cdot\varDelta\delta=v_{d0}+v_{q0}\cdot\varDelta\delta\\
v_q&=\sqrt{3}\ V_B\cos(\delta_0+\varDelta\delta)=\sqrt{3}\ V_B\cos\delta_0\cdot\cos\varDelta\delta-\sqrt{3}\ V_B\sin\delta_0\cdot\sin\varDelta\delta\\
&\fallingdotseq\sqrt{3}\ V_B\cos\delta_0-\sqrt{3}\ V_B\sin\delta_0\cdot\varDelta\delta=v_{q0}-v_{d0}\cdot\varDelta\delta
\end{aligned}\right\}\quad(10)$$

$$\left.\begin{aligned}
\therefore\ \ \varDelta v_d&=v_{q0}\cdot\varDelta\delta\\
\varDelta v_q&=-v_{d0}\cdot\varDelta\delta
\end{aligned}\right\}\quad(11)$$

となる。つまり，(6) 式の入力 $[U_0]$ の非零要素は全て周波数 ω_h で振動し，その結果として (6) 式の各電流 $[\varDelta i]$ も全て同じ周波数で振動することになる。従って，これらの電流解は通常の交流回路の定常解を求める場合と全く同様に微分演算子 p を $j\omega_h$ で置き換えて容易に求められる。すなわち，(6) 式の全変数をフェーザ（・を付した大文字で表わす）に書き替えて

$$\left.\begin{aligned}
&[\dot{Z}(p=j\omega_h)][\varDelta\dot{I}]=[\dot{U}]\cdot\varDelta_m\\
&[\varDelta\dot{I}]=[\varDelta\dot{I}_d\ \ \varDelta\dot{I}_q\ \ \varDelta\dot{I}_f\ \ \varDelta\dot{I}_{kd}\ \ \varDelta\dot{I}_{kq1}\ \ \varDelta\dot{I}_{kq2}]_T\\
&[\dot{U}]=\begin{bmatrix} v_{q0}-L_Q i_{q0}\cdot j\omega_h\\ -v_{d0}+(L_D i_{d0}-L_{md}i_{f0})j\omega_h\\ 0\\ 0\\ 0\\ 0\end{bmatrix}
\end{aligned}\right\}\quad(12)$$

$$\therefore\ \ [\varDelta\dot{I}]=[\dot{Z}(p=j\omega_h)]^{-1}[\dot{U}]\cdot\varDelta_m\quad(13)$$

次に，(2) 式より発生トルク τ_G を電流変数のみで表わし，それらの定常分と変化分に関する式を求めると，その結果が次式となる。

$$\left.\begin{aligned}
\tau_G &= -(L_D-L_Q)\,i_{d0}i_{q0}+L_{md}i_{q0}i_{f0}\\
&\quad -(L_D-L_Q)(i_{d0}\Delta i_q+i_{q0}\Delta i_d)\\
&\quad +L_{md}\{i_{f0}\Delta i_q+i_{q0}(\Delta i_f+\Delta i_{kd})\}-L_{mq}i_{d0}\Delta i_{kq}\\
&= \tau_{G0}+\Delta\tau_G\\
\therefore\quad \Delta\tau_G &= -(L_D-L_Q)(i_{d0}\Delta i_q+i_{q0}\Delta i_d)\\
&\quad +L_{md}\{i_{f0}\Delta i_q+i_{q0}(\Delta i_f+\Delta i_{kd})\}-L_{mq}i_{d0}\Delta i_{kq}
\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

これより発生トルクの変化分も周波数 ω_h で振動することとなり，そのフェーザは(13)式の解を用いて

$$\left.\begin{aligned}
\Delta\dot{T}_G &= -(L_D-L_Q)(i_{d0}\Delta\dot{I}_q+i_{q0}\Delta\dot{I}_d)\\
&\quad +L_{md}\{i_{f0}\Delta\dot{I}_q+i_{q0}(\Delta\dot{I}_f+\Delta\dot{I}_{kd})\}-L_{mq}i_{d0}\Delta\dot{I}_{kq}\\
&= (k_s+j\omega_h k_D)\,\dot{\Delta}_m
\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

と表わすことができ，ここで k_s が同期化トルク係数，すなわち同期化力であり，k_D が制動トルク係数である。

ある動作点における同期化力の値を求めるためには，まず固有振動数の値を知らねばならない。固有振動数 $\omega_h{}^N$ は上記の k_s において

$$k_s = J\omega_h^2 \tag{16}$$

を満足する ω_h として定義される。ここで，J は回転部分の慣性モーメントである。この $\omega_h{}^N$ に対する k_s, k_D がその動作点に対する各トルク係数値となる。k_s, k_D は(13), (15)式のように ω_h の関数となっており，従ってこれらの方程式を連立して解くことにより $\omega_h{}^N$ が求められる。

3. 固有値の特性

表2は(3)式を用いて種々の動作点における固有値の値を計算した結果の例である。なお，負荷角が -180～0度の範囲が電動機領域，0～180度の範囲が発電機領域である。脱調領域は少なくとも一つの正の実根が存在する領域として定義されるが[14]，同表のように負荷角が約90度の点において脱調領域と安定領域の境界となる。表1のモデルは完全な非突極機であり，この安定限界は励磁電圧値 E_{fd} には無関係に一安となる。また，乱調領域は正の実部を有する共役根が存在する領域として定義されるが[14]，この場合には送電線抵抗が0.3 pu以上のときに $E_{fd}>3$ puの領域において僅かに発生する（ただし電動機領域）程度である。従って，蒸気タービン同期発電機において（固有の）乱調領域が発生する可能性は，実際的にはかなり低いと考えられる。なお，$E_{fd}=0$ puの場合には（8個の固有値のうちの1個が0固有値となるが）固有値計算上は全範囲安定となる。この場合，突極機のようなリラクタンス出力が存在しないので，特性的には同期機ではなく，非対称回転子巻線を有する誘導機のすべりが0の状態と等価であるとみなすことができる。

さて，8個の固有値のうちの4根（λ_4, λ_6～λ_8）は動作点に関係なくほぼ一定値であり，

表 2　種々の動作点における固有値の値 (s^{-1})

Table 2. Eigenvalues of various operating points (s^{-1})

δ_0 度	λ_1	λ_2, λ_3	λ_4	λ_5	λ_6, λ_7	λ_8
0	−0.337	$-0.634 \pm j7.06$	−0.539	−7.11	$-26.5 \pm j377$	−27.5
20	−0.319	$-0.594 \pm j7.06$	−0.531	−7.23	$-26.5 \pm j377$	−27.5
40	−0.272	$-0.485 \pm j6.89$	−0.518	−7.55	$-26.5 \pm j377$	−27.4
60	−0.197	$-0.366 \pm j6.52$	−0.508	−7.93	$-26.5 \pm j377$	−27.4
80	−0.0888	$-0.311 \pm j5.91$	−0.503	−8.19	$-26.5 \pm j377$	−27.4
91	−000.30	$-0.335 \pm j5.45$	−0.502	−8.23	$-26.5 \pm j377$	−27.4
92	0.0064	$-0.340 \pm j5.41$	−0.502	−8.23	$-26.5 \pm j377$	−27.4
100	0.0952	$-0.399 \pm j5.00$	−0.502	−8.20	$-26.5 \pm j377$	−27.4
120	0.562	$-0.785 \pm j3.66$	−0.506	−7.87	$-26.5 \pm j377$	−27.4
140	1.89	$-1.84 \pm j1.94$	−0.514	−7.04	$-26.5 \pm j377$	−27.4
150	2.57	$-2.57 \pm j0.278$	−0.520	−6.22	$-26.5 \pm j377$	−27.5
151	2.63	−2.07, −3.25	−0.520	−6.09	$-26.5 \pm j377$	−27.5
154	2.79	−1.62, −4.48	−0.522	−5.47	$-26.5 \pm j377$	−27.5
155	2.84	$-5.04 \pm j0.432$	−0.523	−1.53	$-26.5 \pm j377$	−27.5
160	3.06	$-5.28 \pm j1.36$	−0.526	−1.25	$-26.5 \pm j377$	−27.5
180	3.52	$-5.66 \pm j2.13$	−0.536	−0.942	$-26.5 \pm j377$	−27.5

(注 1)　全ての点において $E_{fd}=2$ pu

(注 2)　$1/T_A=26.5,\ 1/T''_D=26.4,\ 1/T''_Q=7.99,\ 1/T'_Q=0.518$

$$\left.\begin{aligned}&\lambda_4 \fallingdotseq 1/T'_Q\\&\lambda_6,\ \lambda_7 \fallingdotseq -1/T_A \pm j\omega\\&\lambda_8 \fallingdotseq -1/T''_D\end{aligned}\right\}\qquad(17)$$

にて近似表現できることが分る。ここで，T'_Q, T_A, T''_D は送電線も含めた場合の短絡過渡時定数，電機子時定数，初期過渡時定数を意味する。これらの根のうち $\lambda_6 \sim \lambda_8$ はその実部の絶対値がかなり大きく，従ってそれらによる過渡現象の減衰は非常にすみやかである。これらは電機子回路と kd 制動回路の過渡現象の減衰を表す固有値である。同様に，λ_4 は kq 1 制動回路の過渡現象の減衰を表す固有値であり，更には λ_5 も一部の脱調領域を除いて T''_Q の逆数にほぼ等しく，kq 2 制動回路の過渡現象の減衰を表す固有値であると考えられる。

固有値 $\lambda_1 \sim \lambda_3$ は，その実部の絶対値が全般的にかなり小さく，更には不安定根となる場合もある。従って，これら 3 根が蒸気タービン同期発電機の安定性ならびに動的挙動を決定する支配的固有値であると言うことができる。これらの構成は各領域に対応して以下のようにまとめることができる。ただし $\lambda_{D1\sim D3}$, ω_D は実数とする。

(1)　安定領域：　λ_{D1}, $\lambda_{D2} \pm j\omega_D$

(2)　脱調領域：　λ_{D1}, $\lambda_{D2} \pm j\omega_D$　または　λ_{D1}, λ_{D2} ,λ_{D3}

なお，固有値 λ_4 は動作点に関係なくほぼ一定ではあるが，その値は上記の支配的固有値と同等

にかなり虚軸に近く，従って動的挙動に対するその影響はかなり大きいと思われる。

安定領域においては共役根が機械的な振動現象を表しており，λ_{D2} が制動係数に，ω_D が固有振動数に対応する。一方，脱調に対する安定限界は実根 (λ_{D1}) により定まる。

4. 同期化力と固有振動数に関する検討

4.1 同期化力の定義

同期化力が過渡的挙動と密接な関係を有していることは論文 (2) における突極機に対する解析からも明らかである。本章では蒸気タービン発電機における同期化力の特性を検討し，その結果をもとに次章において微小動揺時の挙動に関して考察する。まず初めに，種々の条件を想定した場合の同期化力の定義式を導出する。これは，持続振動理論等により得られる実際の同期化力の値がどの定義式による値に一致するかを調べることによって，同期機の挙動をどの設定条件のもとで解析すべきかを判断することが出来るからである。

論文 (2) と全く同様にして各同期化力の定義式を求めるが，ここでは新たに $kq\,1$ および $kq\,2$ 回路の過渡現象も含めた形の準過渡同期化力，準初期過渡同期化力を加えて5個の定義式を導出する。まず定態同期化力の定義式を求めるが，ここで全ての電気的過渡現象が無視できる場合を想定する。条件は次式である。

$$p\psi_d = p\psi_q = p\psi_f = p\psi_{kd} = p\psi_{kq1} = p\psi_{kq2} = 0 \tag{18}$$

この場合には，(1) 式の基礎方程式のうちの電気的過渡現象を表わす最初の6本の式が単なる代数方程式となり，磁束鎖交数は全て δ と ω_m に対する従属変数として表され，(4) 式よりこの場合の発生トルク $\tau_G{}^S$ は

$$\tau_G{}^S = \tau_G{}^S(\delta,\ \omega_m) \tag{19}$$

となる。よってこれより，定態同期化力 $T_{syn}{}^s$ が

$$T_{syn}{}^s = \left.\frac{\partial \tau_G{}^s(\delta,\ \omega_m)}{\partial \delta}\right|(\delta = \delta_0,\ \omega_m = \omega) \tag{20}$$

と定義される。上式は従来の同期化力の定義式と数値的に同じ値を与えることは言うまでもない。

残りの4個の同期化力の定義式の導出も上記と同様であるので，以下にそれらの条件式，発生トルク，定義式の結果を箇条書きにする。

(1) 過渡同期化力 $T_{syn}{}^T$： 電機子回路と全制動巻線回路の過渡現象が無視できる場合を想定する，つまり界磁回路の過渡現象を含めて考える。

$$\left.\begin{aligned} &p\psi_d = p\psi_q = p\psi_{kd} = p\psi_{kq1} = p\psi_{kq2} = 0 \\ &\tau_G{}^T = \tau_G{}^T(\delta,\ \omega_m,\ \psi_f) \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

$$T_{syn}{}^{T} = \frac{\partial \tau_G{}^{T}(\delta,\ \omega_m,\ \psi_f)}{\partial \delta}\bigg|(\delta=\delta_0,\ \omega_m=\omega,\ \psi_f=\psi_{f0}) \tag{22}$$

(2) 準過渡同期化力 $T_{syn}{}^{TD}$： 電機子回路と kd, $kq2$ 制動回路の過渡現象が無視できる場合を想定する，つまり界磁および $kq1$ 回路の過渡現象も含めて考える。

$$\left.\begin{aligned} &p\psi_d = p\psi_q = p\psi_{kd} = p\psi_{kq2} = 0 \\ &\tau_G{}^{TD} = \tau_G{}^{TD}(\delta,\ \omega_m,\ \psi_f,\ \psi_{kq1}) \end{aligned}\right\} \tag{23}$$

$$T_{syn}{}^{TD} = \frac{\partial \tau_G{}^{TD}(\delta,\ \omega_m,\ \psi_f,\ \psi_{kq1})}{\partial \delta}\bigg|(\delta=\delta_0,\ \omega_m=\omega,\ \psi_f=\psi_{f0},\ \psi_{kq1}=\psi_{kq10}) \tag{24}$$

(3) 準初期過渡同期化力 $T_{syn}{}^{STD}$： 電機子回路と kd 制動回路の過渡現象が無視できる場合を想定する，つまり界磁，$kq1$, $kq2$ 制動回路の過渡現象を含めて考える。

$$\left.\begin{aligned} &p\psi_d = p\psi_q = p\psi_{kd} = 0 \\ &\tau_G{}^{STD} = \tau_G{}^{STD}(\delta,\ \omega_m,\ \psi_f,\ \psi_{kq1},\ \psi_{kq2}) \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

$$T_{syn}{}^{STD} = \frac{\partial \tau_G{}^{STD}(\delta,\ \omega_m,\ \psi_f,\ \psi_{kq1},\ \psi_{kq2})}{\partial \delta}\bigg|\begin{aligned}&(\delta=\delta_0,\ \omega_m=\omega,\ \psi_f=\psi_{f0}, \\ &\ \psi_{kq1}=\psi_{kq10},\ \psi_{kq2}=\psi_{kq20})\end{aligned} \tag{26}$$

(4) 初期過渡同期化力 $T_{syn}{}^{ST}$： 電機子回路の過渡現象のみが無視できる場合を想定する，つまり界磁および全制動回路の過渡現象を含めて考える。

$$\left.\begin{aligned} &p\psi_d = p\psi_q = 0 \\ &\tau_G{}^{ST} = \tau_G{}^{ST}(\delta,\ \omega_m,\ \psi_f,\ \psi_{kd},\ \psi_{kq1},\ \psi_{kq2}) \end{aligned}\right\} \tag{27}$$

$$T_{syn}{}^{ST} = \frac{\partial \tau_G{}^{ST}(\delta,\ \omega_m,\ \psi_f,\ \psi_{kd},\ \psi_{kq1},\ \psi_{kq2})}{\partial \delta}\bigg|\begin{aligned}&(\delta=\delta_0,\ \omega_m=\omega,\ \psi_f=\psi_{f0},\ \psi_{kd}=\psi_{kd0}, \\ &\ \psi_{kq1}=\psi_{kq10},\ \psi_{kq2}=\psi_{kq20})\end{aligned} \tag{28}$$

4.2 固有振動数の特性に関する検討

本節では，前述の固有値計算並びに持続振動理論により固有振動数の特性に関して検討を行う。まず，前述の5個の同期化力により定まる振動周波数の定義式を以下に示す。

$$\left.\begin{aligned} &\omega_D{}^{S} = \sqrt{(1/J)\cdot T_{syn}{}^{S}} \\ &\omega_D{}^{T} = \sqrt{(1/J)\cdot T_{syn}{}^{T}} \\ &\omega_D{}^{TD} = \sqrt{(1/J)\cdot T_{syn}{}^{TD}} \\ &\omega_D{}^{STD} = \sqrt{(1/J)\cdot T_{syn}{}^{STD}} \\ &\omega_D{}^{ST} = \sqrt{(1/J)\cdot T_{syn}{}^{ST}} \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

表3は非脱調領域内の種々の動作点において以上の式により計算した結果である。$\omega_h{}^N$ は持続振動理論により得られた固有振動数，ω_D は固有値計算により得られた固有振動数である。$\omega_h{}^N$ は非常に高い精度で固有値計算による精密解 ω_D に一致しており，持続振動理論がこの場合にも有効であることを示している。また，ω_D は $\omega_D{}^{TD}$ と $\omega_D{}^{STD}$ のほぼ中間の値となっており，先に導出した準過渡同期化力と準初期過渡同期化力の重要性が認識できる。一方，この場

表3 固有振動数の計算結果 (rad/s)

Table 3. Calculated results of the natural frequency (rad/s)

δ 度	ω_D	$\omega_h{}^N$	$\omega_D{}^S$	$\omega_D{}^T$	$\omega_D{}^{TD}$	$\omega_D{}^{STD}$	$\omega_D{}^{ST}$
0	7.06	7.03	5.41	5.40	6.47	7.62	7.62
20	7.06	7.03	5.27	5.59	6.52	7.58	7.59
40	6.89	6.87	4.78	5.89	6.51	7.23	7.36
60	6.52	6.50	3.90	6.04	6.32	6.65	6.92
80	5.91	5.90	2.40	5.79	5.83	5.88	6.26

(注) $E_{fd}=2$ pu

合にも $\omega_D{}^S=0(T_{syn}{}^S=0)$ の点が固有値計算による安定限界と一致することは言うまでもない。以上のように，固有振動数の評価において定態同期化力を使用することは，蒸気タービン同期発電機においても妥当でない。なお，脱調領域内においても $\omega_h{}^N$ の解が得られる ($k_s>0$ となる) ことを付記しておくが，これは突極機の場合と同様である。この解は一部の脱調領域において2個得られる。

以上により，持続振動理論は少なくとも非脱調領域における固有振動数および同期化力の算定には非常に有効であると結論できる。そこで次には種々の回転子回路時定数における k_s を計算し，それらを前出の各定義式による同期化力の値と比較し，蒸気タービン同期発電機の同期化力の基本的性質を明らかにする。

4.3 種々の時定数に対する同期化力

論文 (2) では，界磁および制動回路時定数の固有振動数への影響の検討結果を基に突極機の同期化力の基本的性質を明らかにすることが出来た。これは，同期機の諸定数の中でも回転子側回路の時定数が過渡的な出力特性または過渡的な同期化力に対して特に大きな影響を有するからである。つまり，ある回転子回路の時定数の大小 (その回路の鎖交磁束の変化が緩やかであるか速やかであるか) によって同期機の過渡動揺時における電機子側よりながめた等価インピーダンスが変化し，その結果として出力特性も大きく変化するからである。しかしながらこれら回転子時定数は，同期リアクタンス (L_d, L_q) が変わらない限り定態時における出力特性には全く影響しない。このように，回転子回路時定数は過渡的な挙動とのみ関連を有していると言える。本論文の目的は同期化力および過渡的な挙動の解明であり，よって本節では，これら時定数値の同期化力に対する影響を調べることにより，蒸気タービン同期発電機の同期化力の基本的な性質に関して検討する。

回転子側各時定数 (T'_d, T''_d, T'_q, T''_q) の値を文献 (16) の結果を参考として実際的な範囲内で種々変えた場合の同期化力の値を計算する。ただし，時定数値の変更においては対応する回路の抵抗値のみを変更して計算を行った。従って，先に導出した5個の同期化力の定義式による値は不変である。まず初めに，安定領域内の種々の動作点においてこれらの定義式により

計算した値，および持続振動理論により求めたk_Sの値を表4に示す。これより実際の同期化力k_Sが準過渡同期化力$T_{syn}{}^{TD}$と準初期過渡同期化力$T_{syn}{}^{STD}$のほぼ中央の値となることが分るが，同じことは既に表3においても示されたとおりである。次に，表5, 6は$T'_d(r_f)$および$T''_d(r_{kd})$の種々の値に対する同期化力の計算結果であるが，T'_dに対するk_Sの変化はかなり小さく，またT''_dに対してもk_Sの変化はそれ程大きくなく，少なくとも実際的な運転範囲（δが0～40度程度）における変化はかなり小さいと言って良い。次に表7は，$T''_q(r_{kq1})$の変化に対

表4　同期化力の計算結果 (pu)

Table 4.　Calculated results of the synchronizing power (pu)

δ 度	k_s	$T_{syn}{}^S$	$T_{syn}{}^T$	$T_{syn}{}^{TD}$	$T_{syn}{}^{STD}$	$T_{syn}{}^{ST}$
0	1.47	0.869	0.868	1.24	1.72	1.72
20	1.47	0.824	0.927	1.26	1.70	1.71
40	1.40	0.679	1.03	1.26	1.55	1.61
60	1.26	0.452	1.09	1.19	1.32	1.42
80	1.03	0.171	0.995	1.01	1.03	1.16

(注)　$E_{fd}=2$ pu

表5　種々のT'_dに対するk_sの値 (pu)

Table 5.　Values of k_s for various values of T'_d (pu)

T'_d (s)	r_f (pu)	δ 度				
		0	20	40	60	80
2.4	0.00034	1.47	1.47	1.40	1.25	1.03
1.5	0.00055	1.47	1.47	1.40	1.25	1.03
0.889	0.00093	1.47	1.47	1.40	1.26	1.03
0.4	0.00206	1.47	1.47	1.40	1.26	1.03
0.2	0.00413	1.47	1.47	1.40	1.23	0.99

(注)　$E_{fd}=2$ pu

表6　種々のT''_dに対するk_sの値 (pu)

Table 6.　Values of k_s for various values of T''_d (pu)

T''_d (s)	r_{kd} (pu)	δ 度				
		0	20	40	60	80
0.015	0.0280	1.47	1.47	1.40	1.25	1.02
0.0315	0.0133	1.47	1.47	1.40	1.26	1.03
0.07	0.0060	1.47	1.47	1.42	1.28	1.07
0.1	0.0042	1.47	1.47	1.43	1.30	1.09
0.15	0.0028	1.47	1.47	1.44	1.32	1.11

(注)　$E_{fd}=2$ pu

表 7　種々の T'_q に対する k_s の値 (pu)

Table 7.　Values of k_s for various values of T'_q (pu)

T'_q (s)	r_{kq1} (pu)	δ 度				
		0	20	40	60	80
2.5	0.0010	1.46	1.46	1.40	1.26	1.03
1.464	0.0018	1.47	1.47	1.40	1.26	1.03
1.0	0.0026	1.47	1.47	1.40	1.26	1.03
0.5	0.0052	1.49	1.49	1.41	1.26	1.03
0.2	0.0130	1.50	1.50	1.42	1.27	1.03

(注)　$E_{fd}=2$ pu

表 8　種々の T''_q に対する k_s の値 (pu)

Table 8.　Values of k_s for various values of T''_q (pu)

T''_q (s)	r_{kq2} (pu)	δ 度				
		0	20	40	60	80
0.015	0.0415	1.26	1.28	1.28	1.21	1.03
0.03	0.0207	1.30	1.32	1.30	1.22	1.03
0.074	0.0084	1.47	1.47	1.40	1.26	1.03
0.1	0.0062	1.54	1.54	1.45	1.28	1.04
0.12	0.0052	1.58	1.57	1.47	1.29	1.04

(注)　$E_{fd}=2$ pu

する計算結果であるが，この場合にも k_S の変化は比較的小さい。最後に表 8 は，$T''_q(r_{kq2})$ を種々変えた場合の結果であるが，この場合には k_S の値が比較的大きく変化することが分る。表 4 と比較すると，T''_q が小さい場合には $T_{syn}{}^{TD}$ に漸近し，大きくなるにつれて $T_{syn}{}^{STD}$ に漸近することが分るが，この傾向はこれら二つの同期化力の定義からみて当然のことである。

以上により，蒸気タービン同期発電機の同期化力は多くの場合に準過渡同期化力と準初期過渡同期化力の中間の値になると考えられ，また kq 2 制動回路時定数の同期化力への影響が他の時定数に比較してかなり大きいことが分った。しかしながら，制動回路の中では kq 1 回路の影響が基本的には最も重要であると考えられる。つまり，もし長時定数の kq 1 制動回路が存在しなければ，界磁回路のみの影響によって同期化力は突極機の場合と同様に過渡同期化力に近い値になると考えられるのであるが，この kq 1 回路の存在によってまず同期化力が準過渡同期化力まで増加するのである。その上で，kq 2 制動回路の影響により更に同期化力が多少増加すると考えられる。この様に，長時定数の横軸制動回路を有する塊状鉄心構造の蒸気タービン同期発電機の同期化力は，多くの場合に準過渡同期化力以上になると考えられる。

5. 微小動揺時の挙動に対する考察

前述のように円筒形塊状鉄心同期機の同期化力は多くの場合準過渡同期化力と準初期過渡同期化力の中間の値となり，従ってその出力表現並びに動的挙動の解析は突極機に比べてかなり難しいものとなる。論文 (2) で示したように，突極機の場合には，制動巻線なし同期機はもちろんのこと制動巻線付き同期機においても同期化力は多くの場合過渡同期化力にほぼ等しく，従って ψ_f の変化を考慮した3次の過渡モデルによりかなりの程度の解析が出来たが，蒸気タービン円筒形発電機の場合にはこのように簡単で有効な低次元モデルは存在しない。しかしながら，タービン発電機の同期化力の最も重要な性質は $kq1$ 制動回路により基本的に準過渡同期化力以上の値になる点である。従って，タービン発電機固有の基本的特性は準過渡同期化力を基礎とするモデルによりかなりの程度把握できるものと考えられる。そこで本章では，ψ_f, ψ_{kq1} の変化を考慮した4次の準過渡モデルにより円筒機の微小動揺時の挙動に関して検討する。

準過渡モデルを導出するための条件は，(23), (24) 式の導出と同様に次式で表わされる。

$$p\psi_d=p\psi_q=p\psi_{kd}=p\psi_{kq2}=0 \tag{30}$$

上式を(1)式に代入することにより4次のモデルが得られるが，ここでは簡単のため電機子側抵抗を無視して ($r_a=r_T=0$) 解析を行う。結果は次式となる。

$$\left.\begin{aligned} p\psi_f&=F_f(\psi_f,\ \delta)\\ p\psi_{kq1}&=F_{kq1}(\psi_{kq1},\ \delta)\\ p\delta&=\omega_m-\omega\\ p\omega_m&=\{\tau_D-\tau_G(\psi_f,\ \psi_{kq1},\ \delta)\}/J \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

τ_D は原動機トルクである。なお電機子側抵抗を無視しない場合には F_f, F_{kq1} はともに ψ_f, ψ_{kq1}, δ の3変数の関数となる。また，制動特性を考慮するためには F_f, F_{kq1}, τ_G は ω_m の関数にもなると考えられるが，本論文では論文 (2) と同様同期化力の性質を明らかにすることが主題であるので，ここでは考慮しない。

上式を定常動作点において線形化すると，微小変化分に関して次式が得られる。

$$\left.\begin{aligned} \varDelta\psi_f&=\frac{K_1}{1+T_f\cdot p}\cdot\varDelta\delta\\ \varDelta\psi_{kq1}&=\frac{K_2}{1+T_{kq1}\cdot p}\cdot\varDelta\delta \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

$$\varDelta\tau_G=K_A\cdot\varDelta\psi_f+K_B\cdot\varDelta\psi_{kq1}+K_C\cdot\varDelta\delta \tag{33}$$

$$\left.\begin{aligned} K_1&=-(\partial F_f/\partial\delta)_0/(\partial F_f/\partial\psi_f)_0\\ K_2&=-(\partial F_{kq1}/\partial\delta)_0/(\partial F_{kq1}/\partial\psi_{kq1})_0\\ K_A&=(\partial\tau_G/\partial\psi_f)_0 \end{aligned}\right.$$

$$
\left.\begin{aligned}
K_B &= (\partial\tau_G/\partial\psi_{kq1})_0\\
K_C &= (\partial\tau_G/\partial\delta)_0\\
T_f &= -1/(\partial F_f/\partial\psi_f)_0\\
T_{kq1} &= -1/(\partial F_{kq1}/\partial\psi_{kq1})_0
\end{aligned}\right\} \tag{34}
$$

ここで，K_C は準過渡同期化力 $T_{syn}{}^{TD}$ であり，また T_f, T_{kq1} は直軸および横軸の短絡過渡時定数 T'_D, T'_Q に等しい。更に，K_1, K_2, K_A, K_B には，負荷角との間に以下の関係がある。

$$
\left.\begin{aligned}
K_1 &\backsim -\sin\delta_0\\
K_2 &\backsim -\cos\delta_0\\
K_A &\backsim \sin\delta_0\\
K_B &\backsim \cos\delta_0
\end{aligned}\right\} \tag{35}
$$

発電機領域 $(0<\delta_0<180$ 度) において，外乱として原動機トルクの微小増加 $\Delta\tau_D$ が加えられた場合を考えると，これに対応して $\Delta\delta$ も増加するが，その結果 $\Delta\tau_G>0$ となれば安定である。(32), (33) 式より $\Delta\delta$ の増加により $\Delta\psi_f$ は常に一次遅れ的に減衰し，出力を低下させることが分る。一方，$\Delta\psi_{kq1}$ は $\delta_0=90$ 度を境にして様相が反対となり，$0<\delta_0<90$ 度では減衰し，90 度 $<\delta_0<180$ 度では逆に増加することになるが，出力に対しては常に低下させるように作用することも分る。つまり，$\Delta\psi_f$, $\Delta\psi_{kq1}$ のいずれも出力を減ずる方向に動作することになる。従って，最終的に出力が増加し安定となるための条件，つまり定態安定条件は次式となる。

$$
K_1K_A+K_2K_B+K_C>0 \tag{36}
$$

上式が定態同期化力 $T_{syn}{}^S$ に等しいことは (31) 式より以下のように証明できる。定常状態においては

$$
\left.\begin{aligned}
F_f(\psi_f,\ \delta) &= 0\\
F_{kq1}(\psi_{kq1},\ \delta) &= 0
\end{aligned}\right\} \tag{37}
$$

となるが，上式は各磁束が δ に対して従属的に決まる場合の関係式である。よって，この場合の出力は

$$
\tau_G\{\psi_f(\delta),\ \psi_{kq1}(\delta),\ \delta\} \tag{38}
$$

と表すことができ，これも δ に対して完全に従属的に決まることになる。従って，上式の δ による微分は定態同期化力となる。つまり，

$$
\left.\begin{aligned}
(d\tau_G/d\delta)_0 &= T_{syn}{}^S\\
&= (\partial\tau_G/\partial\psi_f)_0\cdot(d\psi_f/d\delta)_0+(\partial\tau_G/\partial\psi_{kq1})_0\cdot(d\psi_{kq1}/d\delta)_0\\
&\quad +(\partial\tau_G/\partial\delta)_0
\end{aligned}\right\} \tag{39}
$$

となる。一方，(37) 式より

$$
\left.\begin{aligned}
(d\psi_f/d\delta)_0 &= -(\partial F_f/\partial\delta)_0/(\partial F_f/\partial\psi_f)_0\\
(d\psi_{kq1}/d\delta)_0 &= -(\partial F_{kq1}/\partial\delta)_0/(\partial F_{kq1}/\partial\psi_{kq1})_0
\end{aligned}\right\} \tag{40}
$$

の関係があるので，よって(34)式より，(39)式が(36)式に等しいことが分る。

$K_C>0$ でかつ(36)式が負の場合には，動揺直後は $\varDelta\psi_f$, $\varDelta\psi_{kq1}$ の変化の遅れのために K_C 項の影響が主役となり出力が増加するが，次第に両磁束の効果が現れ，最終的に $\varDelta\tau_G<0$ となって $\varDelta\delta$ は増加し $\varDelta\psi_f$ はますます減少し，$\varDelta\psi_{kq1}$ はますます増加して不安定となる。この場合には突極機と同様に振動的な脱調過程になるものと考えられる。一方，$K_C<0$ の場合には，出力が単調に減少する単純な脱調となる。

以上の考察の妥当性を検証するために（電機子抵抗を無視しない）基礎方程式(1)式による微小動揺時のシミュレーションを多数行ったが，結果は上記の考察を全般的に肯定するものであった。ただし，上記の考察では $K_C=T_{syn}{}^{TD}=0$ の点を境にして脱調過程が異なるとしているが，この点のみ基礎方程式による厳密解と一致しない。これは実際の過渡的な同期化力が準過渡同期化力と一致していないことから当然の結果である。この境界は，$E_{fd}=2$ pu の場合では $\delta_0=$約150度であるが，$T_{syn}{}^{TD}=0$ となる点は $\delta_0=$約137度である。

6. あとがき

本論文では，蒸気タービン塊状鉄心同機期の同期化力および過渡動揺時の挙動に関して検討した。まず初めに固有値の特性について述べた後，論文(2)における突極形同期機の場合と同様にして，新たに準過渡同期化力，準初期過渡同期化力を加えて5個の同期化力の定義式を導出した。次に，持続振動理論により種々の界磁巻線および制動巻線時定数を仮定して同期化力の計算を行ない，実際の同期化力が多くの場合準過渡同期化力と準初期過渡同期化力の中間の値となることを示した。最後に以上の結果を基に4次の準過渡モデルを用いて微小動揺時の挙動に関する考察を行ない，塊状鉄心同期機の過渡的挙動においては界磁磁束および長時定数横軸制動回路磁束の変化が重要な役割を演じていることを示した。

従来より同期機全般に対して，微小動揺を扱う場合（例えば固有振動数の算定等）には専ら定態モデルが使用され，一方，過渡時の出力の基本的説明においては界磁回路に磁束鎖交数不変の定理を適用した渡過出力が使用される場合が多いが，本論文ではこれらが塊状鉄心同期機に対してはいずれも妥当でないことを示し，準過渡同期化力を基礎とする説明を導出した。また本説明は，論文(2)での突極機に対する過渡同期化力を基礎とする説明と基本的な考え方は同一であり，これら二つの同期機に対する統一的な考え方にもとづく説明を形作っている。従って，本論文において示した説明は，突極機に対する説明と共に同期機の物理的挙動を理解するための基礎として非常に重要であると考える。

参考文献

1) 田村 他： 塊状鉄心同期機の同期化力と過渡出力式に関する検討．電気学会回転機研究会資料，RM-88-71，昭和63年11月．

2) 田村 他： 同期機の固有振動数と過渡動揺時の挙動に関する考察．電学論 D, vol. 108, no. 3, p. 277, (昭和 63 年 3 月号).
3) 猪狩 著： 電気機械理論, (昭和 52 年) コロナ社.
4) W. B. Jackson et al.: Direct and Quadrature-Axis Equivalent Circuit for Solid Rotor Turbine Generators, IEEE Trans., vol. PAS-88, p. 1121, 1969.
5) R. P. Schulz et al.: Dynamic Models of Turbine Generators Derived from Solid Rotor Equivalent Circuits, IEEE Trans., vol. PAS-92, p. 926, 1973.
6) S. D. Umans et al.: Modeling of Solid Rotor Turbogenerators —Part I and II—, IEEE Trans., vol. PAS-97, p. 269, 1978.
7) D. R. Brown et al.: Modeling of Transient Electrical Torques in Solid Iron Rotor Turbogenerators, IEEE Trans., vol. PAS-98, p. 1502, 1979.
8) F. P. de Mello et al.: Validation of Synchronous Machine Models and Derivation of Model Parameters from Tests, IEEE Trans., vol. PAS-100, no. 2, p. 662, 1981.
9) P. L. Dandeno et al.: Validation of Turbo-Generator Stability Models by Comparison with Power System Tests, IEEE Trans., vol. PAS-100, no. 4, p. 1637, 1981.
10) P. L. Dandeno et al.: Current Usage & Suggested Practice in Power System Stability Simulations for Synchronous Machines, IEEE Trans. Energy Conversion, vol. 1, no. 1, p. 77, 1986.
11) 関根 著： 電力系統過渡解析論, (昭和 59 年) オーム社.
12) P. C. Krause: Analysis of Electric Machinery, McGraw-Hill (1986).
13) 電気学会編： 電気工学ハンドブック, 昭和 63 年.
14) 田村 他： 固有値法による同期機の固有定態安定領域の解析（第 1 報）—制動巻線なし突極形同期機—, 北見工大研報, vol.-19, no. 1, p. 13, 1987.
15) D. P. S. Gupta, et al.: Hunting Characteristics of a Synchronous Machine with Two Field Windings, Proc. IEE, vol. 177, no. 1, p. 119, 1970.
16) 電気学会技術報告 II 部 No. 143： 昭和 45 年以降 10 年間に製作された大容量同期機諸定数の調査結果, 昭和 58 年 1 月.