

# 筋活動時系列の線形および非線形解析

正 員 石井 直宏<sup>†</sup>      正 員 岩田 彰<sup>†</sup>  
正 員 鈴木 宣夫<sup>†</sup>      非会員 山崎 義樹<sup>†</sup>

## Linear and Nonlinear Analysis of Electromyography Time Series

Naohiro ISHII<sup>†</sup>, Akira IWATA<sup>†</sup>, Nobuo SUZUMURA<sup>†</sup>, *Regular Members*  
and Yoshiki YAMAZAKI<sup>†</sup>, *Nonmember*

あらまし 実在する通信システム、制御システム、生体システムなどの入出力の時系列からシステムの挙動を同定するために、いろいろな方法が適用されてきている。本論文の目的は生体システムの姿勢制御の情報成分を抽出することである。実験として被験者を直立させた台を正弦波状に上下運動させ、入出力時系列の線形および非線形解析を行った。はじめ、系の遅れ、入力的位置および速度成分に対する各々の応答の寄与を推定する線形解析の方法論を展開し、筋活動の時系列へ適用した。次に入力となる正弦波の角周波数を時間的に変化させ疑似白色雑音を構成した。これを入力とする系のインパルス応答および非線形応答を算出した。なお、これらの応答は床反力作用点および筋活動の時系列から計算した。非線形解析として、1次および2次の核関数(カーネル)の計算を行い、姿勢制御系の情報の一部が非線形性の成分として現れることが示された。更に開眼と閉眼での姿勢制御において非線形性の成分の寄与の差違が示唆された。

### 1. ま え が き

実在のシステムの入力・出力の時系列からシステムの挙動を同定しようとする多くの研究がある。システムの特徴からモデルを構成し、モデルの出力時系列と実システムの出力時系列の比較から、システムの動作パラメータを同定する研究がある<sup>(1)</sup>。本論文は生体システムの姿勢制御系の入出力時系列から、はじめに線形解析の方法論を展開した。実験として、被験者を台の上に直立させ、その台を正弦波状に上下運動<sup>(2)</sup>させ、応答として台の床反力作用点の時系列および下肢の筋肉の電気活動の時系列を取り出した。このとき正弦波状の入力は位置および速度成分を含み、各々に対する応答成分および系の遅れ時間の動作パラメータを算出する方法論を展開し、筋活動の時系列へ適用した。

次にシステム为非線形解析としてウィーナーのカーネル法がしばしば適用される<sup>(3)</sup>。しかるに、この方法は

系への入力為白色ガウス性の条件の下での方法であり、実験入力として困難な場合が少なくない。本論文では、被験者を直立させた台を正弦波状に上下運動させるが<sup>(2)</sup>、このとき正弦波の周波数を時間的にランダムに変化させて、疑似白色雑音を作り、これを系への入力とした。このような入力により、入出力関係を表す線形項の1次のカーネル及び非線形項の2次のカーネルを計算した。白色性雑音入力条件の下で、1次のカーネルは、系のインパルス応答を表す。しかるに本研究の疑似白色雑音を入力とした場合、相関法によりインパルス応答を正確に算出し、前述の白色性の下での1次のカーネルの値と比較した。更に2次のカーネルの結果から、姿勢制御のための非線形性の情報の寄与の大きいことが示唆された。

### 2. データの前処理

本論文の実験として、25歳から35歳の男子3名の被験者を図1の床反力計の上に直立させ、下肢の筋肉の下腿三頭筋に表面電極を装置し、筋の活動電位である筋電図(EMG)を取り出した。床反力計は正3角形の頂点となる3点に床反力のセンサを取り付け、3

<sup>†</sup>名古屋工業大学工学部情報工学科, 名古屋市  
Faculty of Engineering, Nagoya Institute of Technology,  
Nagoya-shi, 466 Japan  
論文番号: 昭 56-280[A-73]

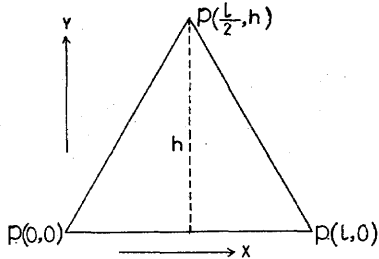


図1 実験に使われた床反力計  
Fig.1- Forre plate in the experiment.

点の圧変化により床反力作用点を求めた。床反力計の正弦波状の上下運動は固定された指標と台の角度差をポテンシオメータで検出する<sup>[2]</sup>。これを系への入力  $\{x(t)\}$  とした。図1の3角形の台の頂点の圧力  $p(0, 0) = p_1$ ,  $p(0, l) = p_2$  及び  $p(l/2, h) = p_3$  より床反力作用点  $G$  の座標  $(x, y)$  を算出する。そのため以下の式(1)

$$\left. \begin{aligned} G &= p_1 + p_2 + p_3 \\ xG &= \frac{l}{2} p_1 + p_3 \\ yG &= h p_1 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

の3個の式より  $(x, y)$  を解くと、

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{\frac{1}{2} l p_1 + l p_3}{p_1 + p_2 + p_3} \\ y &= \frac{h p_1}{p_1 + p_2 + p_3} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

となる。本実験では図1における  $x$  軸に対し平行な回転軸を選ぶことで、床反力作用点の  $x$  軸方向の変化はないものと仮定し、 $y$  の値を床反力作用点と考えることにする。本論文で取り扱う時系列の一つは表面筋電図で図2に下腿三頭筋(GS)の表面筋電図(EMG)を示す。図2の筋電図の発火を定量化するためには、データの前処理が必要となる。従来は図3に示すような筋電図前処理がなされ、定量的にとらえられてきた<sup>[4]</sup>。この方法で処理した波形は原波形のエネルギー密度を必ずしも正確に表していない。第1に位相の遅れがあること。第2に積分器の放電時定数の値が異なれば、処理後の波形も大きく異なり、その設定は経験に頼らざるを得ない。以上の理由から本論文では、筋電図の原波形を  $250 \mu s$  で A-D 変換し、デジタル的に処理した。この方式のダイアグラムを図4に示した。図4の中で移動平均は、まず図2のような原 EMG データを零平均化し、更に絶対値をとった後の値を  $\{y_i\}$  と

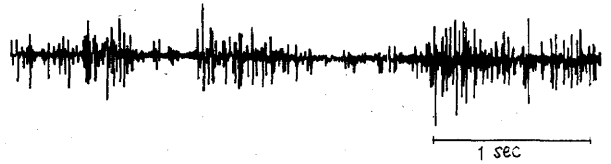


図2 筋電図時系列  
Fig.2-EMG time series.

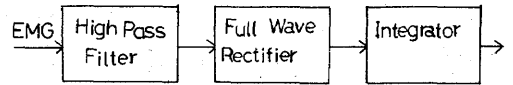


図3 筋電図のためのデータの前処理  
Fig.3-Preprocessing of EMG data.

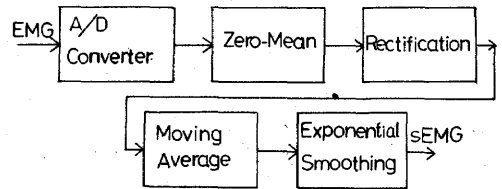


図4 計算機による筋電図のデータの前処理  
Fig.4-Preprocessing of EMG data by computer.

すると

$$\hat{y}_k = \frac{1}{2N+1} \sum_{i=-N}^N y_{k+i} \quad (3)$$

となる。本論文では実験的検討から  $N=100$  とおいた。次に指数平滑化<sup>[1]</sup>により

$$\hat{y}_k = \frac{\alpha'}{2} \sum_{i=-\infty}^{\infty} (1-\alpha')^{|i|} \hat{y}_{k+i} \quad (4)$$

となる。ここで  $\alpha'$  は係数で  $\hat{y}_k$  と  $\tilde{y}_k$  の差の2乗平均値が最小となる  $\alpha' = 0.3 \sim 0.4$  の値を用いた。

### 3. 系の遅れ、位置および速度成分の抽出

筋肉の組織である筋紡錘に外部から張力を加え、筋の電気活動の位置に対する応答(筋紡錘の長さ)及び速度に対する応答(筋紡錘の変化の割合)を明らかにしようとする研究<sup>[5]</sup>が行われており、実験結果より

$$f - f_0 = k \Delta L + g \cdot \frac{d(\Delta L)}{dt} + h \cdot \Delta L$$

が定式化されている。ここで  $f$  は神経インパルス系列の瞬時周波数、 $f_0$  は張力なしの場合の  $f$  の値、 $\Delta L$  は外部から与えられた力による筋の長さの変化分、 $k, g, h$  は係数で  $h \Delta L$  は極めて遅い成分の寄与を表す。更に眼球運動に関する中枢神経系の運動細胞の神経インパルス系列の活動<sup>[1]</sup>は

$$IR(t) = K(\theta(t) - \theta_0) + R \cdot \frac{d\theta(t)}{dt}$$

で与えられている。ここで  $IR(t)$  は神経インパルス系列の瞬時周波数、 $\theta(t)$  は眼球運動の位置の成分を表す。 $\theta_0$  は運動の位置の初期値である。 $K$  と  $R$  は係数である。以上の二つの方程式はほとんど等しい表現をしている。本実験での筋活動は正弦波の上下運動の方向性に依存して活動電位を生成する<sup>(2)</sup>。このため、上の二つの方程式は式(5)、(6)のように表現できる。いま入力正弦波の角周波数を  $\omega$  (本論文では周波数 0.5 ~ 1.8 Hz の範囲で考える) とすれば、

$$0 < t \leq \pi/\omega \text{ に対して}$$

$$\hat{IR}(t) = K(\theta(t-\alpha) - \theta_0) + R \cdot \frac{d\theta(t-\alpha)}{dt} + \delta(t) \quad (5)$$

$$\frac{\pi}{\omega} < t \leq \frac{2\pi}{\omega} \text{ に対して}$$

$$\hat{IR}(t) = K(\theta(t-\alpha) - \theta_0) + \delta(t) \quad (6)$$

ここで  $\delta(t)$  は自発活動で直流成分を表し、 $\alpha$  は入力に対する筋活動の遅れを表す。又、式(5)、(6)はモデルを表すことから  $\hat{IR}(t)$  と記述した。実際の表面筋電図の電気活動  $IR(t)$  とモデルの活動  $\hat{IR}(t)$  の差の2乗平均を最小とするように遅れ  $\alpha$  を算出したい。すなわち、平均2乗誤差 ( $MSE$ ) はデータ長  $T$  とするとき、

$$MSE = \frac{1}{T} \int_a^{T+a} (IR(t) - \hat{IR}(t))^2 dt \quad (7)$$

を最小となるように  $\alpha$ 、 $K$  及び  $R$  を推定する。まず

$$\frac{\partial(MSE)}{\partial K} = 0, \quad \frac{\partial(MSE)}{\partial R} = 0 \quad (8)$$

より  $\alpha = 0$  の場合の解析<sup>(1)</sup>と同様に展開すると正弦波入力の1周期分  $T = \frac{2\pi}{\omega}$  のとき

$$K = \frac{1}{T \cdot \bar{\theta}(t)^2} \int_a^{\frac{2\pi}{\omega}+a} \{IR(t) - \overline{IR(t)} + \eta\} \theta(t-\alpha) dt \quad (9)$$

$$R = \frac{2}{\omega T \cdot \bar{\theta}(t)^2} \int_a^{\frac{2\pi}{\omega}+a} \{IR(t) - \overline{IR(t)} + \eta\} \cdot \theta\left(t-\alpha + \frac{\pi}{2\omega}\right) dt \quad (10)$$

で与えられる。ここで  $\overline{IR(t)}$  は  $IR(t)$  の時間平均、 $\bar{\theta}(t)^2$  は  $\theta(t)^2$  の時間平均を表す。 $\overline{IR(t)}$  及び  $\eta$  は

$$\left. \begin{aligned} \overline{IR(t)} &\simeq -K\theta_0 + \delta(t) + \eta \\ \eta &= \frac{2\alpha}{T} R \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

で与えられる。

更に、遅れ  $\alpha$  を推定するため

$$\frac{\partial(MSE)}{\partial \alpha} = 0 \quad (12)$$

とおくと、

$$\begin{aligned} &\frac{K}{T \cdot \bar{\theta}(t)^2} \int_a^{\frac{2\pi}{\omega}+a} \{IR(t) - \overline{IR(t)} + \eta\} \theta\left(t-\alpha + \frac{\pi}{2\omega}\right) dt \\ &= \frac{R\omega}{T \cdot \bar{\theta}(t)^2} \int_a^{\frac{\pi}{\omega}+a} \{IR(t) - \overline{IR(t)} + \eta\} \theta(t-\alpha) dt \end{aligned} \quad (13)$$

となる。式(13)に式(10)を代入すると、

$$K = \frac{2}{T \cdot \bar{\theta}(t)^2} \int_a^{\pi/\omega+a} \{IR(t) - \overline{IR(t)} + \eta\} \theta(t-\alpha) dt \quad (14)$$

が成立することである。従って式(9)と式(14)を結合し、

$$t - \alpha = t'$$

と変数変換を行うと、遅れ  $\alpha$  は

$$\begin{aligned} &\frac{2}{T \cdot \bar{\theta}(t)^2} \int_0^{\pi/\omega} \{IR(t'+\alpha) - \overline{IR(t'+\alpha)} + \eta\} \theta(t') dt' \\ &= \frac{1}{T \cdot \bar{\theta}(t)^2} \int_0^{2\pi/\omega} \{IR(t'+\alpha) - \overline{IR(t'+\alpha)} + \eta\} \theta(t') dt' \end{aligned} \quad (15)$$

を満足するような  $\alpha$  の値で与えられる。式(15)の左辺と右辺の形は  $IR(t')$  と  $\theta(t')$  の相関関数を計算し、 $\alpha$  を求める問題に帰着する。 $\alpha$  が求められると、式(15)の右辺の値が  $K$  の値を示し、更に式(9)、(10)の関係より  $\alpha$  の値から  $2\pi/\omega$  だけでもどった位相の相関関数の値から  $R$  の値が算出される。図5には計算機シミュレーションとして、正弦波入力

$$x(t) = A \sin \omega t$$

とおき出力として  $0 < t \leq \pi/\omega$  に対し

$$y(t) = K \cdot A \sin(\omega t - \alpha) + R\omega \cdot A \cos(\omega t - \alpha) \quad (16)$$

且つ、 $\pi/\omega < t \leq 2\pi/\omega$  に対し式(16)の第1項目だけとする。

ここで、 $K = 3.5$ 、 $R = -20$ 、 $A = 77.0$ 、 $\omega = 0.047$ 、 $\alpha = 30$  とおいた場合の時系列を図に示している。

図5のデータから、 $\alpha$ 、 $K$ 、 $R$  を推定するため相関関数

$$\begin{aligned} C(\alpha) &= \frac{1}{T \cdot \bar{x}(t)^2} \int_0^{2\pi/\omega} \{Y(t'+\alpha) \\ &\quad - \overline{Y(t'+\alpha)} + \eta\} X(t') dt' \end{aligned} \quad (17)$$

の計算をした結果を図6に示す。はじめに遅れ  $\alpha$  を推定するため、式(15)の右辺を  $C(\alpha)$ 、式(15)の左辺を  $2 \times C'(\alpha)$  とおくと、式(15)が成立するような評価式を式(18)で定義する。式(18)は  $C(\alpha)$  の大きさまで評価したもので

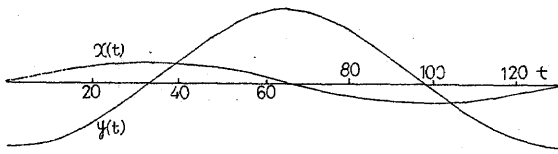


図5 計算機シミュレーションに使われた  
入力-出力の時系列データ  
Fig.5- Input-output time series used in the  
computer simulation.

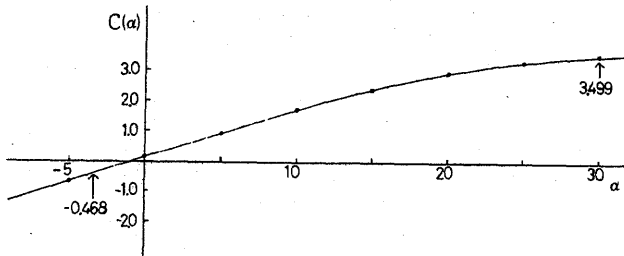


図6 相関関数  $C(\alpha)$  の値  
Fig.6- Values of the correlation function  $C(\alpha)$ .

ある。

$$\left| 1 - \frac{2C'(\alpha)}{C(\alpha)} \right| \quad (18)$$

が最小となる  $\alpha$  の値を採用する。この例題で式(18)を計算すると図7の結果となる。

図7より式(18)が最小となるのは  $\hat{\alpha} = 30$  のときで、前もって与えた式(16)の  $\alpha$  の値と一致する。このとき図6で次数  $\hat{\alpha} = 30$  のときの  $C(\alpha)$  の値は  $\hat{K}$  を表し  $\hat{K} = 3.499$  となる。 $\hat{R}$  を求めるため、式(10)の位相項  $\pi/2\omega = 33.5$  となり、これだけ位相をもどすと図6の左側の矢印の値  $C(\alpha) = -0.468$  となる。よって式(10)より

$$\hat{R} = \left\{ 2.0 \times C\left(\hat{\alpha} - \frac{\pi}{2}\right) \right\} / \omega = -19.994$$

となる。次に上述の方法を本論文の実験の下腿三頭筋のデータへ適用する。

図8に正弦波状の入力 (1.04 Hz) と図4の移動平均後の筋電図のデータ及び両側指数平滑後のデータを各々(a), (b)及び(c)に示す。

図8から入力(a)に対する出力の遅れ  $\alpha$  を計算すると、1周期のデータ48個 (50 Hz サンプリング) に対し遅れ  $\hat{\alpha} = 26$  となる。更に位置および速度のパラメータが各々  $\hat{K} = 3.66$ ,  $\hat{R} = -26.0$  が推定される。これらのパラメータより位置および速度の応答成分およびそれらの加算の合成波を各々図9の(a)~(c)に示す。更に図8の(c)の10周期分の加算した波形を図9の(d)に示す。

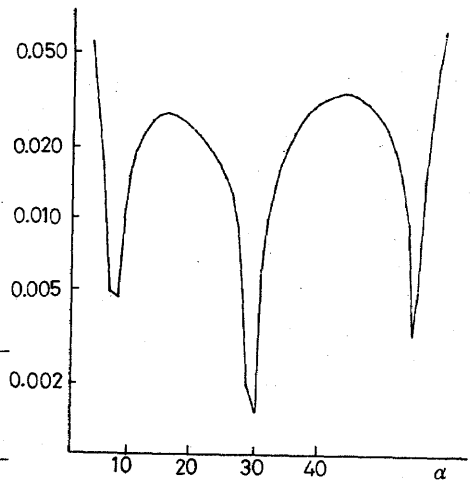


図7 遅れ  $\alpha$  を推定するための評価式の値  
Fig.7- Values of the equation for the  
estimation of delay time  $\alpha$

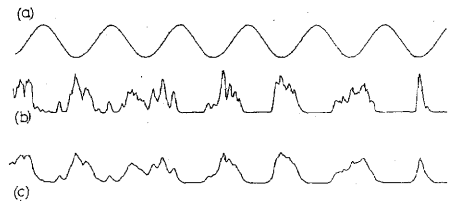


図8 (a) 正弦波状の入力, (b) EMGの移動平均後の結果, (c) (b)の結果を指数平滑化した値  
Fig.8-(a) Sinusoidal input, (b)-Values after the moving average of EMG, (c) Values after the exponential smoothing of (b).

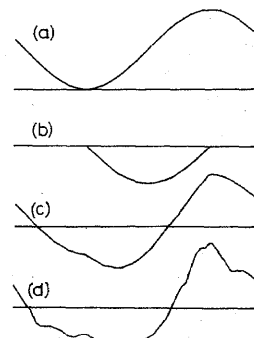


図9 遅れ  $\alpha$  を推定した後の, (a) 位置成分の寄与, (b) 速度成分の寄与, (c) (a)と(b)の合成和, (d) EMGの加算平均値  
Fig.9-(a) Response values of position components, (b) Those of velocity ones, (c) Summation of (a) and (b), (d) Mean value of EMG.

図9より、入力速度成分の方は位置成分に対し、マイナスの値を示し、抑制性の働きをすることが示唆される。

#### 4 床反力・筋活動時系列の非線形解析

非線形システムの解析として、ウィーナーはガウス性白色雑音を系の入力としたときの出力応答を直交関数列で表した<sup>(3)</sup>。ガウス性白色雑音は理想的とはいえ、実験入力として困難な場合が少なくない。本論文ではマイクロコンピュータ制御による、周波数変調の入力を構成し、これが疑似白色雑音となることを示す。振幅一定な正弦波の周波数が時間間隔 $e$ 秒間同一で、次に滑らかに、異なる角周波数へ変化させる入力を構成する。すなわち

$$x(t) = A \sin(\omega(t) \cdot t + \theta(t)) \quad (19)$$

とする。ここで角周波数 $\omega(t) = 2\pi f_t$ で、周波数 $f_t$ は $0.3 \text{ Hz} \leq f_t \leq 1.8 \text{ Hz}$ の範囲(精度 $0.1 \text{ Hz}$ )で一様かつランダムに生起させる。同一周波数 $f_t$ の継続時間 $e$ は $0.5 \text{ 秒} < e \leq 2 \text{ 秒}$ の範囲で一様かつランダムである。位相 $\theta(t)$ も $\omega(t)$ に対応して、 $0 \leq \theta(t) \leq 2\pi$ の範囲で一様かつランダムである。式(19)から容易に $\{x(t)\}$ は時間平均0、分散 $A^2/2$ となる。よって自己共分散関数はデータ長 $T$ のとき

$$\phi_{xx}(\tau) = \overline{x(t)x(t+\tau)} = \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t+\tau) dt \quad (20)$$

とおく。式(20)は入力の条件で次の(A)、(B)、(C)となる。

〔(A)  $\tau \leq 0.5$  秒の場合の $\phi_{xx}(\tau)$ 〕

入力の角周波数 $\{\omega(t)\}$ は異なる周波数の切換え点の近傍で $\omega(t) \neq \omega(t+\tau)$ であるが、 $T$ が十分大のとき以下の(C)と同じ理由で式(20)への寄与が小さい。よって

$$\omega(t) \simeq \omega(t+\tau)$$

が優勢となる。この条件で式(19)を式(20)へ代入すると

$$\frac{A^2}{T} \left[ \int_0^T \frac{\cos\{\omega(t)\tau\}}{2} dt - \int_0^T \frac{\cos\{\omega(t)(2t+\tau)+2\theta(t)\}}{2} dt \right] \quad (21)$$

式(19)の入力条件である $\omega(t)$ 、 $\theta(t)$ の時間的变化を

$$T_i \leq t < T_{i+1} \text{ のとき } \omega(t) = \omega_i, \theta(t) = \theta_i$$

とおく。ここで $T_0 = 0$ 秒、 $\Delta T_i = T_{i+1} - T_i$ 、 $T_{N+1} = T$ 秒とおくと、式(21)は

$$\frac{A^2}{T} \left[ \sum_{i=0}^N \int_{T_i}^{T_{i+1}} \frac{\cos(\omega_i \cdot \tau)}{2} dt - \sum_{i=0}^N \int_{T_i}^{T_{i+1}} \frac{\cos\{\omega_i(2t+\tau)+2\theta_i\}}{2} dt \right] \quad (22)$$

となる。式(22)の第1項目は

$$\frac{A^2}{T} \left[ \Delta T_1 \frac{\cos(\omega_1 \tau)}{2} + \Delta T_2 \frac{\cos(\omega_2 \tau)}{2} + \dots + \Delta T_N \frac{\cos(\omega_N \tau)}{2} \right] \quad (23)$$

$\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_N$ の中で異なる角周波数の数を $m$ 個とし、各々を新たに $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_m$ とおくと、各周波数の継続時間が一様分布という条件より、式(23)は式(24)となる。

$$\frac{A^2}{2m} [\cos(\omega_1 \tau) + \cos(\omega_2 \tau) + \dots + \cos(\omega_m \tau)] \quad (24)$$

次に式(22)の第2項目は $N'_i$ を $\omega_i$ の生起する数とする、

$$\frac{A^2}{T} \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^{N'_i} \left[ \frac{\sin\{\omega_i(2T_{j+1}+\tau)+2\theta_{ij}\}}{4\omega_i} * \frac{-\sin\{\omega_i(2T_j+\tau)+2\theta_{ij}\}}{4\omega_i} \right] \quad (25)$$

ここで $N'_i$ は $\omega_i$ の生起の一様性の条件より $N'_i = N/m$ である。更に $\theta_{ij}$ は $\omega_i$ の $\Delta T_j$ 区間の位相を表すものとする。さて時刻 $T_j$ は $k_j$ を整数とすると、

$$2\left(T_j + \frac{\tau}{2}\right) = 2\left\{(2\pi/\omega_i)k_j + t_j\right\}, \quad 0 \leq t_j < \frac{1}{f_i}$$

とおける。入力条件の $\{\Delta T_j\}$ の独立性より $\{t_j\}$ の独立性を想定し、更に $\{\theta_{ij}\}$ も独立であることから式(25)は等価なランダムな変数 $\xi_{ij}$  ( $0 \leq \xi_{ij} \leq 4\pi$ )で書き換え

$$\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^{2N'_i} \frac{\sin[2\omega_i t_j + 2\theta_{ij}]}{4\omega_i} \simeq \sum_{i=1}^m \frac{1}{4\omega_i} \sum_{j=1}^{2N'_i} \sin(\xi_{ij}) \quad (26)$$

となる。ここで式(25)の第1項目、第2項目を加算して $2N'_i$ とした。十分大きな $T$ に対し、 $2N'_i$ も大となり式(26)はほとんど0に近づく。よって(A)の場合は $\phi_{xx}(\tau)$ は式(24)に依存する。このことは、本論文の入力の自己相関を図10の実線で示し、 $\tau \leq 0.5$ 秒のときの式(24)からのそれが破線となることから分かる。

〔(B)  $0.5 \text{ 秒} < \tau \leq 2 \text{ 秒}$ の場合の $\phi_{xx}(\tau)$ 〕

ここでの展開はジッタを伴う2値ランダム信号の自己相関の導出とほとんど等しい<sup>(6)</sup>。入力の条件 $0.5 \text{ 秒} < e \leq 2 \text{ 秒}$ (ここで $2 \text{ 秒} \equiv \tau'$ とおく)の $e$ に対し $y(t) = x(t-e)$ を作る。異なる時刻での $y(t_1)$ と $y(t_2)$ が同一の周波数のときの値となるのは $\tau(\equiv |t_1 - t_2|) < \tau' - e$ 、すなわち $e < \tau' - \tau$ のときである。一方 $0.5 \text{ 秒} < \tau \leq 2 \text{ 秒}$ のときの異なる周波数の切換えの近傍に対し以下の(C)と同じ理由で寄与が小さく、結局自己共分散関数 $\phi_{xx}(\tau)$ は $\phi_{xx}(\tau) \simeq (24) \text{ 式} \times p(e < \tau' - \tau)$

$$= \frac{A^2}{2m} [\cos(\omega_1 \tau) + \dots + \cos(\omega_m \tau)] \left(1 - \frac{\tau - 0.5}{\tau' - 0.5}\right) \quad (27)$$

0.5 秒  $< \tau \leq 2$  秒の式(27)による自己相関関数を図10の破線で示した。

〔(C)  $\tau < 2$  秒の場合の  $\phi_{xx}(\tau)$ 〕

すなわち  $\tau$  が大きいとき、式(20)は

$$\frac{A^2}{T} \left[ \int_0^T \frac{\cos\{\omega(t) t - \omega(t+\tau)(t+\tau) + \theta(t) - \theta(t+\tau)\}}{2} dt \right. \\ \left. - \int_0^T \frac{\cos\{\omega(t) t + \omega(t+\tau)(t+\tau) + \theta(t) + \theta(t+\tau)\}}{2} dt \right] \quad (28)$$

ここで入力条件より、 $\omega(t) - \omega(t+\tau) \equiv \omega_i - \omega_j \equiv \alpha_{ij}$ ,  $\theta(t) - \theta(t+\tau) \equiv \theta_i - \theta_j \equiv \theta_{ij}$ ,  $\alpha_{ij}$  の生起回数  $N'_{ij}$ ,  $\{\alpha_{ij}\}$  の異なる数  $m'$  個,  $T_{ij,k}$  を  $\alpha_{ij}$  の切換え時刻とすると、式(28)の第1項は式(28)と同様

$$\sum_{i,j=1}^{m'} \sum_{k=1}^{2N'_{ij}} \frac{\sin(\alpha_{ij} T_{ij,k} - \omega_j \tau + \theta_{ij})}{2\alpha_{ij}} \\ \simeq \sum_{i,j=1}^{m'} \frac{1}{2\alpha_{ij}} \sum_{k=1}^{2N'_{ij}} \sin(\xi_{ij,k})$$

となり十分大の  $T$ , 従って  $2N'_{ij}$  に対してほとんど0に近づく。式(28)の第2項も同様にほとんど0に近づく。

本論文で用いた式(19)の入力系列の自己相関関数を図10の実線で示す。又、上述で解析した式(24)による自己相関(0.3 Hz から 1.8 Hz まで 0.1 Hz ずつ、従って  $m=16$ )と式(27)による自己相関を図10の破線で示す。又、入力系列のFFTによるパワースペクトルを図11に示す。図11では 0.5 ~ 1.75 Hz のスペクトル値がほぼ平坦とみられる。図10, 11より本論文で用いる入力系列を疑似白色性雑音とみなした。

系の応答の線形部分は入力  $x(t)$ , 出力  $y(t)$  とおくと

$$y(t) = \int_0^T h_1(\tau) x(t-\tau) d\tau \quad (29)$$

となる。ここで  $h_1(\tau)$  は線形重みを表す。いま

$$H_1(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T y(t) x(t-\tau) dt \quad (30)$$

とおき、自己共分散関数  $\phi(\tau, \tau')$  とし式(29), (30)より

$$H_1(\tau) = \int_0^T h_1(\tau') \phi(\tau, \tau') d\tau' \quad (31)$$

ここで  $\{x(t)\}$  が完全な白色性雑音入力とすると

$$H_1(\tau) = \int_0^T h_1(\tau') P \delta(\tau' - \tau) d\tau' = P h_1(\tau) \quad (32)$$

式(32)の  $P$  は入力のパワースペクトル密度,  $\delta(\tau' - \tau)$  は

デルタ関数である。式(32)より

$$h_1(\tau) = H_1(\tau) / P \quad (33)$$

となり、第1次のカーネルを示す。次に系の非線形応答まで含めた値を算出するため

$$y(t) = h_0 + \int_0^T h_1(\tau) x(t-\tau) d\tau + \int_0^T \int_0^T h_2(\tau_1, \tau_2)$$

$$\cdot [(x-\tau_1)(x-\tau_2) - \phi(\tau_1, \tau_2)] d\tau_1 d\tau_2$$

とおく。ここで  $h_0$  は  $\{y(t)\}$  の平均値,  $h_2(\tau, \tau_2)$  は2次のカーネル、更に

$$H_2(\tau_1, \tau_2) = \frac{1}{T} \int_0^T y(t) [x(t-\tau_1)x(t-\tau_2) - \phi(\tau_1, \tau_2)] dt$$

とおく。本論文の入力  $\{x(t)\}$  は式(19)のような正弦波の要素であるから、その密度関数は平均0の対称関数となる。従って、入力の3次モーメントが0となる。このことから入力のガウス性の条件が必要となくなり<sup>(7)</sup>, Larkin らの結果が適用される。よって非線形性を表す2次のカーネルは

$$h_2(\tau_1, \tau_2) = H_2(\tau_1, \tau_2) / 2P^2 \quad (34)$$

となる<sup>(7)</sup>。

本論文の周波数を時間的に変化させた入力是完全な白色雑音でない。そこで式(31)を正確に解いた場合と比較を行う。自己共分散, 相互共分散を各々  $\phi_{xx}(\tau)$  (式(31)の  $\phi(\tau', \tau')$  で  $|\tau' - \tau''| = \tau$  とおいた),  $\phi_{yx}(\tau)$  ( $H_1(\tau)$  のこと) とおくと、式(31)は離散的形式で式(35)となる。

$$R h = K \quad (35)$$

ここで

$$R = \begin{bmatrix} \phi_{xx}(0) & \phi_{xx}(1) & \dots & \phi_{xx}(L) \\ \phi_{xx}(1) & \phi_{xx}(0) & \dots & \phi_{xx}(L-1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_{xx}(L) & \phi_{xx}(L-1) & \dots & \phi_{xx}(0) \end{bmatrix}$$

$$h = \begin{bmatrix} h_1(0) \\ h_1(1) \\ \vdots \\ h_1(L) \end{bmatrix}, \quad K = \begin{bmatrix} \phi_{yx}(0) \\ \phi_{yx}(1) \\ \vdots \\ \phi_{yx}(L) \end{bmatrix}$$

$L$  は系のメモリタイムである<sup>(3)</sup>。図12の実線是完全な白色雑音の仮定の下に算出した式(33)の第1次のカーネル  $h_1(\tau)$ , 破線は疑似白色雑音の下で式(35)により算出した  $h(\tau)$  である。両者の形はほぼ同じとみられるが、0.5 秒までに差違がみられる。なお、データ長  $T$  は 300 秒である。更に疑似白色雑音入力による2次のカーネルを式(34)より算出した。その結果を図13に示す。

次に床反力や筋電図時系列が系の線形および非線形としてどの程度表現されるか量的に比較する。その評

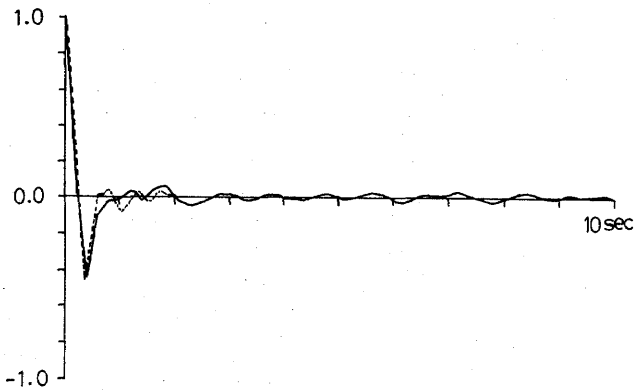


図 10 正弦波の周波数変化させた入力の自己相関関数  
Fig.10-Autocorrelation function of input with modulated sine waves.

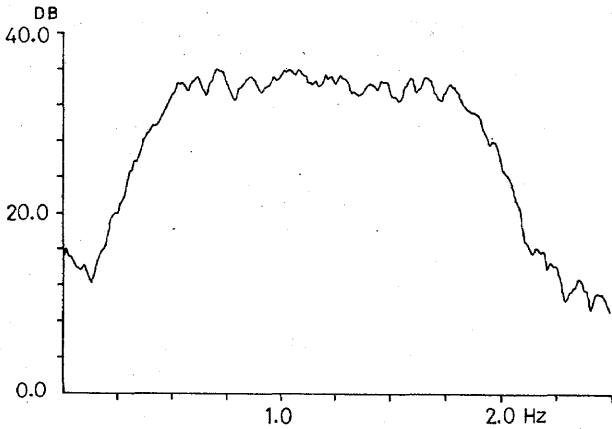


図 11 疑似白色雑音入力のパワースペクトル  
Fig.11-Power spectrum of pseudo-white noise input.

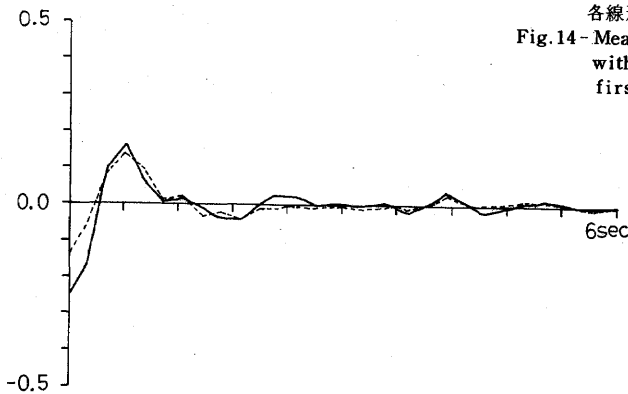


図 12 床反力(P<sub>R</sub>)のインパルス応答と1次カーネルの値  
Fig.12-Impulse response and first-order kernel of plate pressure.

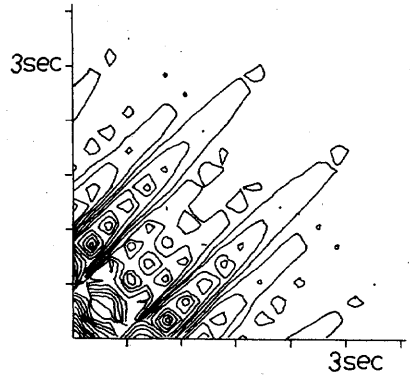


図 13 床反力(P<sub>R</sub>)の2次カーネルの値  
Fig.13-Second-order kernel of plate pressure.

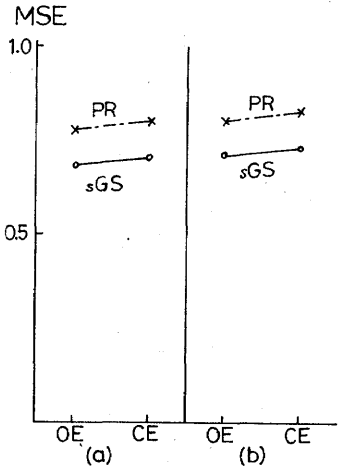


図 14 インパルス応答と1次カーネルの各線形モデルによる平均2乗誤差値  
Fig.14-Mean square error by models with impulse response and first-order kernel.

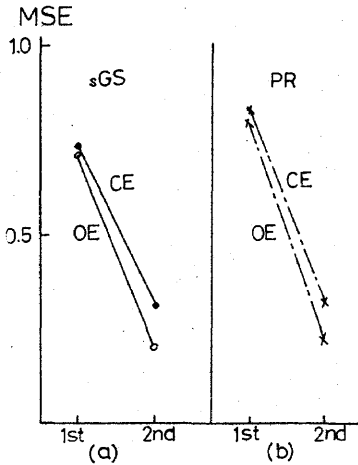


図15 1次カーネル(線形)と2次カーネル(非線形)のモデルによる平均2乗誤差値

Fig.15 Mean square error by models with first-order and second order kernels.

価式として、正規化した平均2乗誤差(MSE)を以下に定義する。時系列のデータを $\{y(t)\}$ とし、線形系のインパルス応答の式(35)及び1次のカーネルの式(33)の線形モデル及び2次のカーネルの式(34)までを入れた非線形モデルを各々のモデル $\hat{y}(t)$ として次式を計算する。

$$MSE = \frac{\sum_t (y(t) - \hat{y}(t))^2}{\sum_t y(t)^2} \quad (36)$$

図14, 15に各モデルに対する式(36)の値を示す。図14より、筋電図(sGS)及び床反力(PR)とも線形モデル(式(33)及び式(35))では、開閉眼の条件での差違はみられない。しかし図15から、非線形モデルとして第2次のカーネルを含む計算より、開閉眼ともMSEの値がきわだって小さくなる。このことは平衡感覚、筋の伸張などによる刺激が中枢を介して、姿勢の制御をつかさどる系が一部分として非線形で情報を伝達している

ことを示唆する。開眼の場合、閉眼に比べ線形、非線形モデルにおいてMSEが小さくなることは、視覚系の情報が非線形で司ることを示唆しているが、これらの考察については更に実験と解析を進める必要がある。

## 5. む す び

本論文は系の入出力時系列の線形解析として、系の遅れ、位置および速度成分の寄与を筋活動時系列から算出する方法を新たに展開した。又、正弦波の周波数の時間的变化による入力に疑似白色雑音となることを示した。次にこれを姿勢制御系の床反力・筋活動時系列へ適用し、線形および非線形解析を行った。今後は入力をガウス性白色雑音に近似するため、入力振幅のレベルを変えた実験と解析が残されている。

謝辞 本論文で御指導を賜り、実験に御協力頂いた名古屋大学医学部第一内科日比野隆一先生に感謝致します。

## 文 献

- (1) 石井, 岩田, 鈴村: "神経情報に含まれる位置および速度成分の抽出", 信学論(A), J63-A, 10, pp.680-687 (昭55-10).
- (2) 日比野, 古池, 小野田, 橋爪, 飯田: "直立姿勢制御系の入出力応答について", 脳波と筋電図, 7, 3, pp.222-229 (昭54-08).
- (3) Marmarelis, P. Z. and Marmarelis, V. Z.: "Analysis of Physiological Systems", Plenum Press, New York (1978).
- (4) Bouisset, S.: "New Developments in Electromyography and Clinical Neurophysiology", 1, Karger, Basel (1973).
- (5) Andersson, B. F.: "Fusimotor effects on position and velocity sensitivity of spindle endings", Acta Physiol. Scand., 74, pp.285-300 (1968).
- (6) Papoulis, A.: "Probability, Random Variables and Stochastic Processes", McGraw-Hill, New York (1965).
- (7) Larkin, R. M., Klein, S., et al.: "Nonlinear kernels of the human ERG", Biol. Cybern., 35, pp.145-160 (1979).

(昭和55年8月18日受付, 56年1月7日再受付)