

テレビジョン信号の走査線間相関の周期性について

藤 本 勉

On the Periodicity in Line-to-Line Correlation of Television Signals

Tsutomu FUJIMOTO

Abstract

Study of the redundancy removal bandwidth compression techniques of television signals, utilizing its statistical characteristics, needs more exact or actual models.

So, *L. E. Franks* has made a useful statistical model of random video signals.

The Procedure of constructing Line-to-Line correlation model, he assumed that the scanner moves only in horizontal direction.

But, this assumption is not actual, because the scanner usually moves both in horizontal and in vertical directions.

Therefore in this paper, the author, based on that fact, tries to develop *L. E. Franks'* model in more correct form, and find the time period of Line-to-Line correlation is a little shorter than that of scanning operation.

The ratio of the period of the former per of the latter is, in 525 Line 60 Hz standard television, is confirmed about 0.98437.

1. ま え が き

テレビジョン信号のような画像信号は情報量が非常に多く、これを忠実に伝送するには広い帯域幅を必要とするので、信号の冗長性を除去し、有効な情報のみを伝送することによって、帯域幅の圧縮を計ろうとする研究が以前から行なわれている^{1)~8)}。

その方法は大別して、人間の視覚心理を解明することによって接近するものと、画像の統計的性質、特に相関性を利用するものとのみであるが、いずれの方法にも今だ究明されていない問題点が多くある。例えば後者の場合、画像の多様性のために、現状は各人が限定された数種類の画像について実験を行ない、得られた統計的性質に基づいて研究が行なわれており、比較検討に際して全ての画像に対して適応できる統一的な統計的モデルが必要とされてきた。

このため、*E. R. Kretzmer*⁹⁾は絵素間相関として指数関数モデルを作り、*L. E. Franks*¹⁰⁾は、*Kretzmer*の結果を拡張して、テレビジョン信号のように二次元パターンを一次元時系列に変換する際に発生する走査線間

相関、さらに微速度で動く画像をくり返して走査することにより発生する、フレーム間相関に対して有効なモデルを作っている。

上の *Franks* のモデル¹⁰⁾は、走査線間相関モデルにおいて、走査子は画像中を水平方向にのみ走査するものと仮定しており、その結果走査線間相関は走査のくり返される周期と同じ周期をもつとしている。

しかし、この仮定は実際的ではなく、実際には走査子は画像中を斜め方向に移動するので、走査線間相関の周期は実際に画像走査の行なわれる周期とは異なったものとなる。したがってより正確なモデルを作成する場合には、この周期のずれを考慮しなければならない。

以上の考察により、本文においては走査子が斜め方向に走査を行なう場合この周期のずれがどの程度であるかを初等幾何学の知識を用いて求め、さらに電子計算機で実際に数値計算を行なって理論の確認をした。

2. 走査線間相関の周期

無限に広い二次元画像の座標位置 (x, y) における明さを $L(x, y)$ とし、 $L(x, y)$ は平均値 G の定常確

* 宇部工業高等専門学校電気工学教室

率過程であるとする。もちろん $L(x, y)$ 点の明るさは物理的に非負であるので、ここでは (x, y) 点の明るさよりその平均値を引いたものを $L(x, y)$ と考える。よって平均値の影響が必要な場合には得られた結果に平均値の項を付加すれば良い。したがって $L(x, y)$ は

$$\int_{-\infty}^{\infty} L(x, y) P[L(x, y)] dL(x, y) = 0 \dots (1)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} L(x_1, y_1) L(x_2, y_2) P[L(x_1, y_1), L(x_2, y_2)] dL(x_1, y_1) dL(x_2, y_2) = \varphi(\alpha, \beta) \dots (2)$$

ここに $\varphi(\alpha, \beta)$ は画像の自己相関関数、 $P[L(x, y)]$ は $L(x, y)$ の生起確率であり

$P[L(x_1, y_1), L(x_2, y_2)]$ は $L(x_1, y_1)$, $L(x_2, y_2)$ の同時生起確率である。

また $\alpha = |x_2 - x_1|$ は x 方向の距離推移

$\beta = |y_2 - y_1|$ は y 方向の距離推移を表わす。

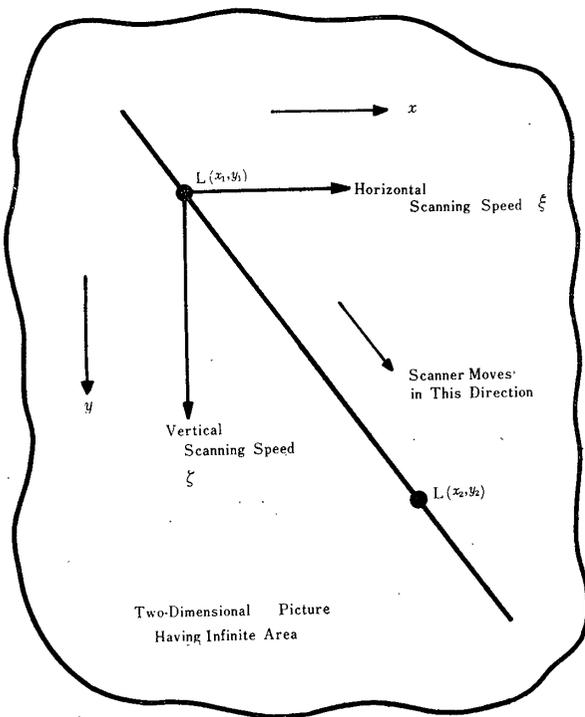


Fig. 1. Schematic Representation of Linear Scanning

次に Fig. 1 のように、この画像上を水平方向に走査速度 ξ 、垂直方向に走査速度 ζ で走査することにより得られる信号を $v(t)$ とし、走査子の光電変換特性は線形であるとすれば、変換利得を a として

$$v(t_1) = aL(x_1, y_1) \dots (3)$$

ただし、 (x_1, y_1) は時間 t_1 における走査子の位置を示す。

したがって、(1), (2)式より

$$\int_{-\infty}^{\infty} v(t) P[v(t)] dv(t) = \int_{-\infty}^{\infty} aL(x, y) P[L(x, y)] dL(x, y) = 0 \dots (4)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v(t_1) v(t_2) P[v(t_1), v(t_2)] dv(t_1) dv(t_2) = a^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} L(x_1, y_1) L(x_2, y_2) P[L(x_1, y_1), L(x_2, y_2)] dL(x_1, y_1) dL(x_2, y_2) = a^2 \varphi(\alpha, \beta) \triangleq \psi_0(t_1, t_2) \dots (5)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= |x_2 - x_1| = \xi |t_2 - t_1| \\ \beta &= |y_2 - y_1| = \zeta |t_2 - t_1| \end{aligned} \right\} \dots (6)$$

すなわち、 $v(t)$ は平均値 0 の定常確率過程であり、自己相関関数は時間推移 $|t_2 - t_1|$ のみの関数で、その値は画像の自己相関関数の値を変換利得の自乗倍したものととなる。以下簡単のために変換利得は 1 であるとする。

すると、(5)式より

$$\psi_0(t_1, t_2) = \varphi(\alpha, \beta) \dots (7)$$

さらに E. R. Kretzmer⁹⁾、その他の実験結果^{11)~14)}から、画像の自己相関関数 $\varphi(\alpha, \beta)$ は、方向依存性はなく単に距離推移のみの関数であるとすれば、結局

$$\begin{aligned} \psi_0(t_1, t_2) &= \psi_0(|t_2 - t_1|) \\ &= \varphi(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) \\ &= \varphi(|t_2 - t_1| \sqrt{\xi^2 + \zeta^2}) \dots (8) \end{aligned}$$

$|t_2 - t_1|$ を一般的に τ で表わすと $\psi_0(\tau)$ はいわゆる絵素間相関⁹⁾である、さらにこの絵素間相関は時間推移に対して非増加関数であることが知られている^{11), 12)}。

次に走査線間相関について考察する。

この場合、走査子は Fig. 1 の場合と同じように無限大の広がりをもつ二次元画像上を左から右へ水平走査速度 ξ 、上から下へ垂直走査速度 ζ で走査するが、水平方向へ有限幅 l だけ移動した時、直ちに l だけ左へ引き返しまた同様に右方向 (x 方向) へ走査を続行する。 l だけ引き返すに要する時間は 0 とする。このようすを Fig. 2 に示す。すなわち、走査子は無限大の広がりのある画像上のうち、幅 l のストリップ状の領域内のみを $y = -\infty \sim +\infty$ に渡って走査する。

このような走査をすることによって得られる信号 $v(t)$ は走査子がストリップの右端に到達した時、急激にその位置を変えるため、 $v(t)$ はその時急に変化し、したがって非定常な確率過程¹⁰⁾となる。この非定常性の問題は

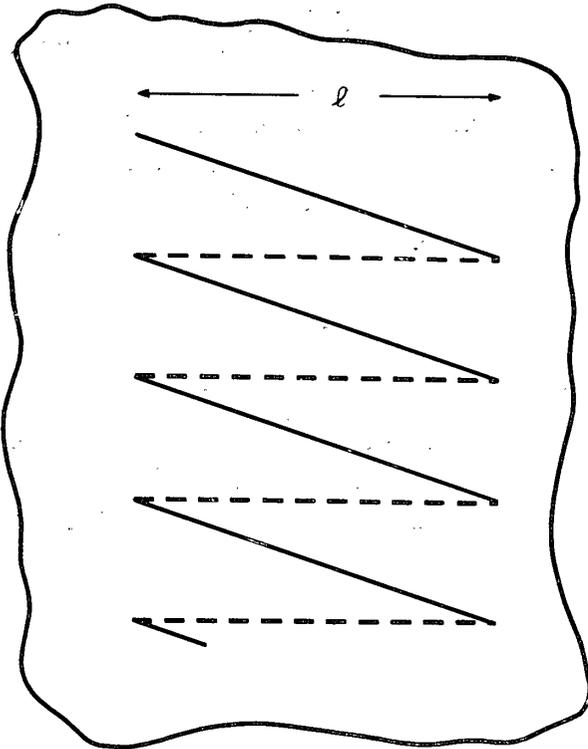


Fig. 2. Scanning Scheme for the Calculation of Line-to-Line Correlation

後で考案する。

信号 $v(t)$ の平均値は(4)式と全く同じく 0 である。

次に自己相関関数を求める。先ず、 $v(t_1)$ と $v(t_2)$ が同一走査線上にある場合には、自己相関関数は(8)式の絵素間相関と同じく

$\psi_0(|t_2 - t_1| \sqrt{\xi^2 + \tau^2}) = \varphi(|t_2 - t_1| \sqrt{\xi^2 + \zeta^2})$ となる。次に $v(t_1)$ と $v(t_2)$ とが走査線一本程離れてある場合には、その相関関数を $\psi_1(t_1, t_2)$ と書けば

$$\begin{aligned} \psi_1(t_1, t_2) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v(t_1)v(t_2)P[v(t_1), v(t_2)] \\ &\quad dv(t_1)dv(t_2) \\ &= \varphi(|t_2 - t_1| - T_s | \xi, |t_2 - t_1| \zeta) \\ &= \varphi(\sqrt{(|t_2 - t_1| - T_s)^2 \xi^2 + (t_2 - t_1)^2 \zeta^2}) \\ &= \varphi(\sqrt{(\tau - T_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2}) \dots (9) \end{aligned}$$

ただし、 T_s は水平走査の行なわれる周期を表わし、

$\tau = |t_2 - t_1|$ は時間推移を表わす。

次に $\psi_1(t_1, t_2)$ が最大になる時間推移およびその時の値を求める。 $\varphi(\tau)$ は τ の非増加関数であるので、その最大値は τ が最小のとき起る。したがって(9)式より $\psi_1(t_1, t_2) = \psi_1(\tau)$ は、 $(\tau - T_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2$ が最小のとき最大となる。すなわち

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} \{ (\tau - T_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2 \} &= \sqrt{\xi^2 + \zeta^2} \cdot \tau - \frac{T_s \xi^2}{\sqrt{\xi^2 + \zeta^2}} \\ &= 0 \dots (10) \end{aligned}$$

ここで、

$$T_s = \frac{l}{\xi} = \frac{r l}{\zeta} \dots (11)$$

$$\text{ただし } \eta = \frac{\zeta}{\xi} \dots (12)$$

(10)式より

$$\tau = \frac{T_s \xi^2}{\xi^2 + \zeta^2} = \frac{T_s}{1 + \eta^2} \dots (13)$$

(13)式が十分なることは $d^2 \{ (\tau - T_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2 \} / d\tau^2 > 0$ より自明である。

またその時の値は(9)式を(13)式に代入して

$$\begin{aligned} \psi_1 \left(\frac{T_s}{1 + \eta^2} \right) &= \varphi \left(\sqrt{T_s^2 \frac{\xi^4}{(1 + \eta^2)^2} - \frac{T_s \xi^4}{\xi^2 + \zeta^2}} \right) \\ &= \varphi \left(\frac{l \eta}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) \dots (14) \end{aligned}$$

(13)式より、 $\tau < T_s$ となり走査の行なわれる周期 T_s より、自己相関関数の周期が短かく、特に $\eta = 0$ 、すなわち y 軸方向の走査速度が 0 かまたは x 軸方向の走査速度が y 軸方向の走査速度に較べて非常に大きい時には、 $\tau = T_s$ となる。後の場合は標準のテレビジョン信号を考察する場合にはほぼあてはまる。また前者の場合は、同一走査線上を反復して走査することになるから当然である。

また(14)式より、 $\psi_1(\tau)$ の最大値は距離が走査線間距離ほど推移した時の値であることがわかる。

上の議論を拡張して、一般に t_1 と t_2 が走査線 n 本ほど離れている場合の自己相関関数を $\psi_n(t_1, t_2)$ と書けば、前と同様にして、 $|t_2 - t_1| = \tau$ として、

$$\psi(t_1, t_2) = \psi_n(\tau) = \varphi(\sqrt{(\tau - nT_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2}) \dots (15)$$

$\psi_n(\tau)$ の最大値も、(13)式において $(\tau - nT_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2$ が最小のときおこるの

$$\frac{d}{d\tau} \{ (\tau - nT_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2 \} = 0 \dots (15)$$

より

$$\tau = \frac{nT_s}{1 + \eta^2} \dots (16)$$

また、その時の値は、(15)、(16)式より

$$\psi_n \left(\frac{nT_s}{1 + \eta^2} \right) = \varphi \left(\frac{n l \eta}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) \dots (17)$$

(13)、(14)式と(16)、(17)式を較べてみれば、明らかに $\psi_n(\tau)$ は $T_s / (1 + \eta^2)$ の周期をもち、最大値は距離が走査線間距離の n 倍ほど推移した時の値であることがわかる。

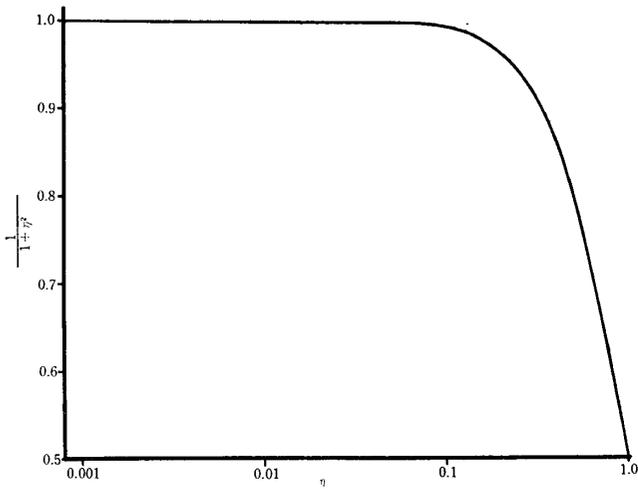


Fig. 3. T_a/T_s vs Scanning Speed Ratio η where T_a is time period of Line-to-Line Correlation

$\psi_n(\tau)$ の周期を Fig. 3 に示す。Fig. 3 より 明らかなように $\eta=0$ の時は T_s に一致し、 η が大なるにしたがって走査子はストリップを斜めに走査するようになるので、走査の行なわれる周期よりも小さくなる。

たとえば、走査線数 525 本、フレーム周波数 30Hz の標準テレビジョン信号¹⁵⁾の場合には、 $\eta=0.00285715$ であるから

$$\frac{1}{1+\eta^2} \doteq \frac{1}{1+0.815 \times 10^{-5}} = 0.999$$

となる。また筆者の試作したデジタルデータ打出装置の場合¹³⁾¹⁴⁾には、

$$\xi = 32.0 \text{ [mm/min]}, \quad \zeta = 0.7 \text{ [mm/min]}$$

であるので、 $\eta=0.0128750$ となって

$$\frac{1}{1+\eta^2} \doteq \frac{1}{1+0.47852 \times 10^{-3}} \doteq 0.99952$$

となる。

最後に非定常性について考察する。上の議論においては、例えば $\psi_n(t_1, t_2)$ の場合

$$\begin{aligned} \psi_n(t_1, t_2) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v(t_1)v(t_2)P[v(t_1), v(t_2)] \\ &\quad dv(t_1)dv(t_2) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} L(x_1, y_1)L(x_2, y_2)P[L(x_1, y_1) \\ &\quad , L(x_2, y_2)]dL(x_1, y_1)dL(x_2, y_2) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} L(x_1, y_1)L(x_1 + |\tau - nT_s| \xi, \\ &\quad y_1 + \tau \zeta) \\ &\quad \times P[L(x_1, y_1)L(x_1 + |\tau - nT_s| \xi, \\ &\quad y_1 + \tau \zeta)]dL(x_1, y_1)dL(x_1 + |\tau \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &-nT_s | \xi, y_1 + \tau \zeta) \\ &= \varphi(|\tau - nT_s| \xi, \tau \zeta) \quad \dots\dots(18) \end{aligned}$$

として求めた。すなわち、 $\psi_n(t_1, t_2)$ は時間原点の関数ではなく、ただ距離推移のみの関数である。このことは、 $v(t_1)$ と $v(t_2)$ が走査線 n 本ほど離れて存在する確率が t_1 の値に関係なく 1 であることを暗に仮定しており、したがって $v(t)$ は定常な確率過程であるとしている。このように仮定は丁度 Fig. 4 に示すように y 軸方向には無限に広がっている、切れ目のない円筒の長さ l の円筒状の画面を y 方向へ、ヘリカルに走査する場合に相当する。ファクシミルの場合がこのような走査をする。さらに、全く左、右端が一樣な背景から成立している風景の画面とか、人物の画面の場合には、上の仮定のように非定常性を無視しても十分正確である。

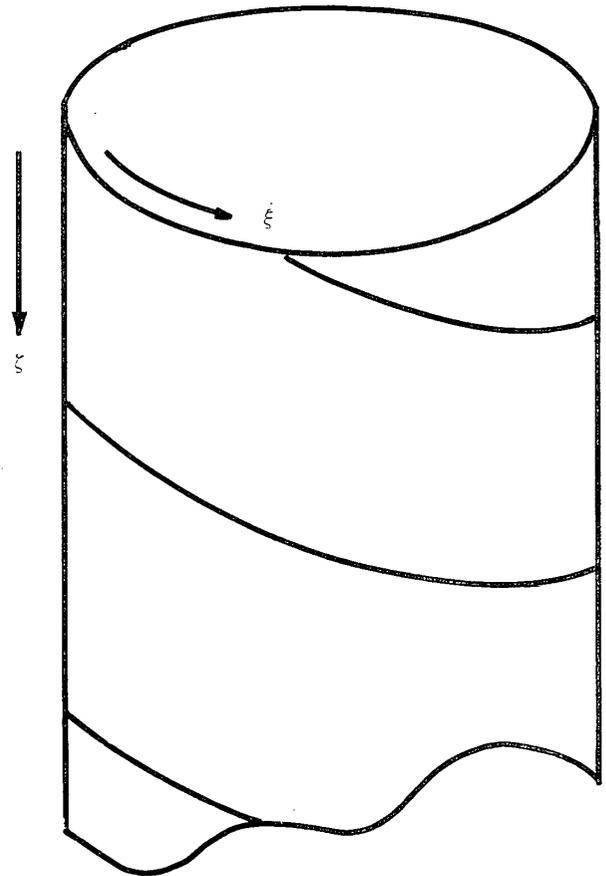


Fig. 4. Scanning a cylindrical picture

しかし、この仮定が成立しない場合には $v(t)$ の非定常性を考慮しなければならない。そのためには、非定常性がストリップの右端で発生するので、これをさけるため時間原点は $(0, T_s]$ の半閉区間に一樣に分布しているとして、上の仮定の下に得られた自己相関関数に $v(t_1)$

と $v(t_2)$ が走査線 n 本ほど離れて存在する確率を重みとして掛けてやれば良い。

次にその確率を求める。先ず、 $v(t_1)$ と $v(t_2)$ が同一走査線上にある確率は、 $P_0(t_1, t_2)$ と書けば

$$P_0(t_1, t_2) = 1 - \frac{\tau}{T_s} \quad \text{ただし } 0 \leq \tau \leq T_s \text{ のとき}$$

$$= 0 \quad \text{その他の場合}$$

次に $v(t_1)$ と $v(t_2)$ が走査線 1 本ほど離れてある確率 $P_1(t_1, t_2)$ は、

$$P_1(t_1, t_2) = 1 - \frac{|\tau - T_s|}{T_s} \quad \text{ただし}$$

$$|\tau - T_s| \leq T_s$$

$$= 0 \quad \text{その他の場合}$$

一般に $v(t_1)$ と $v(t_2)$ が走査線 n 本ほど離れてある確率 $P_n(t_1, t_2)$ は、Fig. 5 に示すように、時間原点の変動可能な領域は、 $nT_s \leq \tau \leq (n+1)T_s$ の場合には、 t_1^1 から $t_1^{1'}$ までであるから、その確率は

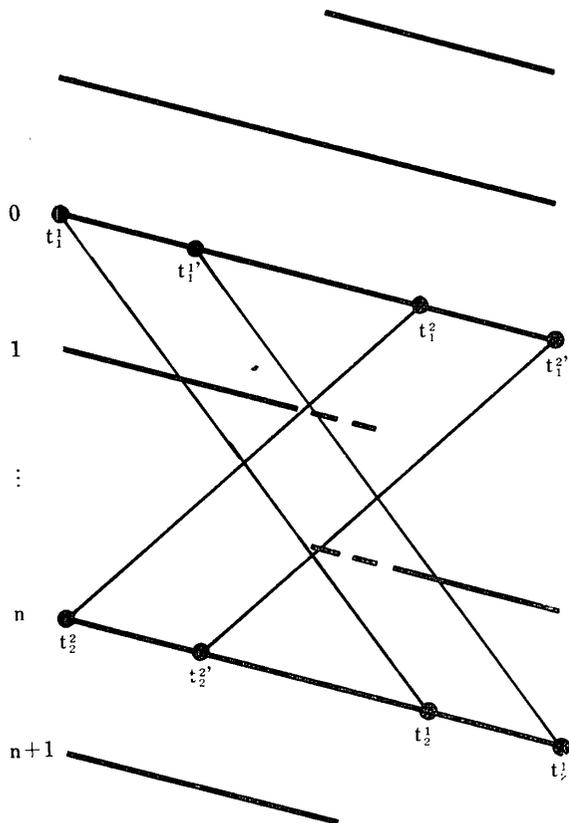


Fig 5. Time interval that $v(t_1)$ and $v(t_2)$ fall in line n apart, where the lines traverse the figure indicate that each pair have the same time shift $\tau = |t_2 - t_1|$

$$P_n(t_1, t_2) = (n+1) - \frac{\tau}{T_s} \quad nT_s \leq \tau \leq (n+1)T_s \quad (19)$$

$(n-1)T_s \leq \tau \leq nT_s$ の場合には、 t_1^2 から $t_1^{2'}$ までであるから、

$$P_n(t_1, t_2) = \frac{\tau}{T_s} - (n-1)$$

$$\text{ただし } (n-1)T_s \leq \tau \leq nT_s \quad \dots\dots(20)$$

したがって(19), (20)式より

$$P_n(t_1, t_2) = 1 - \frac{|\tau - nT_s|}{T_s} \quad |\tau - nT_s| \leq T_s$$

$$= 0 \quad \text{他の場合} \quad \dots\dots(21)$$

ここで前に求めた、 $\psi_n(t_1, t_2)$ の最大値が生ずる確率を求めてみる。そのためには、(16)式を(21)式に代入して、 $\eta \geq 0$ であるので

$$P_n\left(t_1, t_1 + \frac{nT_s}{1 + \eta^2}\right) = 1 - \frac{\left|\frac{nT_s}{1 + \eta^2} - nT_s\right|}{T_s}$$

$$= 1 + n\left(\frac{1}{1 + \eta^2} - 1\right)$$

$$= 0 \quad \left. \begin{array}{l} \text{ただし } 1 \leq n \leq 1 + \frac{1}{\eta^2} \\ n > 1 + \frac{1}{\eta^2} \end{array} \right\} \dots\dots(22)$$

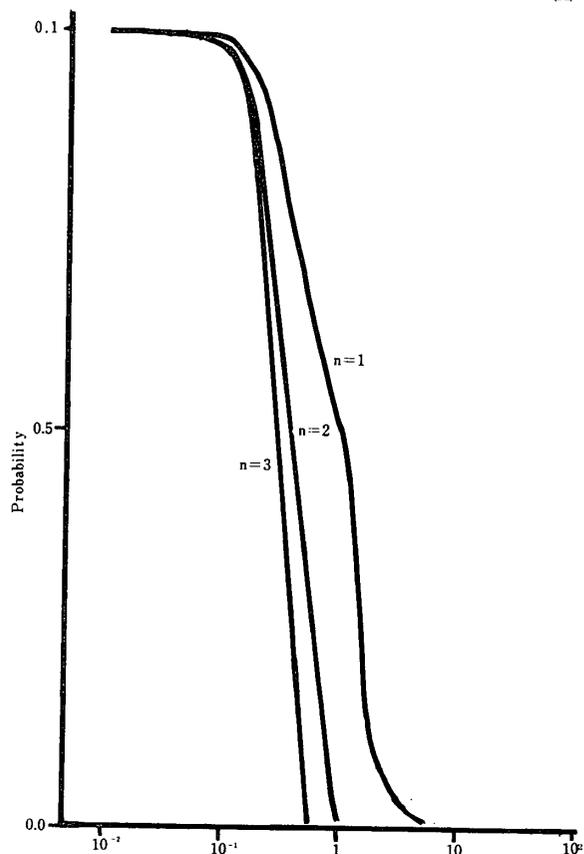


Fig.6. Probability that $v\left(t_1 + \frac{nT_s}{1 + \eta^2}\right)$ falls in n -line apart

$P_n(t_1, t_1 + nT_s/1 + \eta^2)$ の値をFig. 6に示す. ②式より $\eta \rightarrow 0$ であれば, P_n の値は1に近づき $v(t)$ の非定常性を考慮する必要はなく, $\psi_n(t_1, t_2)$ は $\zeta = T_s/1 + \eta^2$ の周期をもつ, しかし $n = 1 + 1/\eta^2$ になれば, もはや, $v(t_1 + nT_s/1 + \eta^2)$ なる値は n 本離れた走査線上には存在しなくなる.

例えば, 標準テレビジョン信号の場合には, $\eta = 2.85715 \times 10^{-3}$ であるので, $n = 1.224 \times 10^5$ となり, また試作したデジタルデータ打出装置の場合には $\eta = 2.1875 \times 10^{-2}$ であるので, $n = 2090$ となる.

したがってそのような場合には走査線間相関の周期は当然, T_s に一致するようになるが, このような状況は, フレームくり返し走査を行なう実際の走査線数 525本方式のテレビジョン信号では, 起こらず, やはり $\psi_n(\tau)$ の周期は T_s とは一致しない.

次に非定常性を考慮した場合の, $v(t_1)$ と $v(t_2)$ とが走査線 n 本ほど離れてある時の自己相関関数 $\varphi_n(t_1, t_2)$ を求める. 前の議論によって, 非定常性を考慮しない場合の自己相関関数 $\psi_n(t_1, t_2)$ に重みとして

$P_n(t_1, t_2)$ を掛ければ良いので,

$$\begin{aligned} \varphi_n(t_1, t_2) &= \psi_n(t_1, t_2)P_n(t_1, t_2) \\ &= \varphi(|\tau - nT_s| \xi, \tau \zeta)P_n(t_1, t_2) \\ &= \varphi(\sqrt{(\tau - nT_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2}) \\ &\quad \times \left\{ 1 - \frac{|\tau - nT_s|}{T_s} \right\} \\ &\quad \dots \left\{ |\tau - nT_s| \leq T_s \right\} \dots (25) \\ &= 0 \quad \text{その他の場合} \end{aligned}$$

②式において, $\varphi(\tau)$ は τ の非増加関数であり, Kretzmer⁹⁾, その他の実験結果¹⁰⁾¹⁴⁾から, 一般的な画像の場合

$$\varphi(\tau) = \exp\{-a|\tau|\} \quad a > 0 \quad \dots (26)$$

と書くことができる. この場合②式は

$$\begin{aligned} \varphi_n(t_1, t_2) &= \exp\{-a\sqrt{(\tau - nT_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2}\} \\ &\quad \times \left\{ 1 - \frac{|\tau - nT_s|}{T_s} \right\} \quad \dots (28) \end{aligned}$$

となる. $\varphi_n(t_1, t_2)$ を標準テレビジョン信号について, $n = 0, 1, 2, 3, 4$ として, 実際に数値計算した結果の一部をFig. 7に示す. ただし簡単のため a の値は1とした.

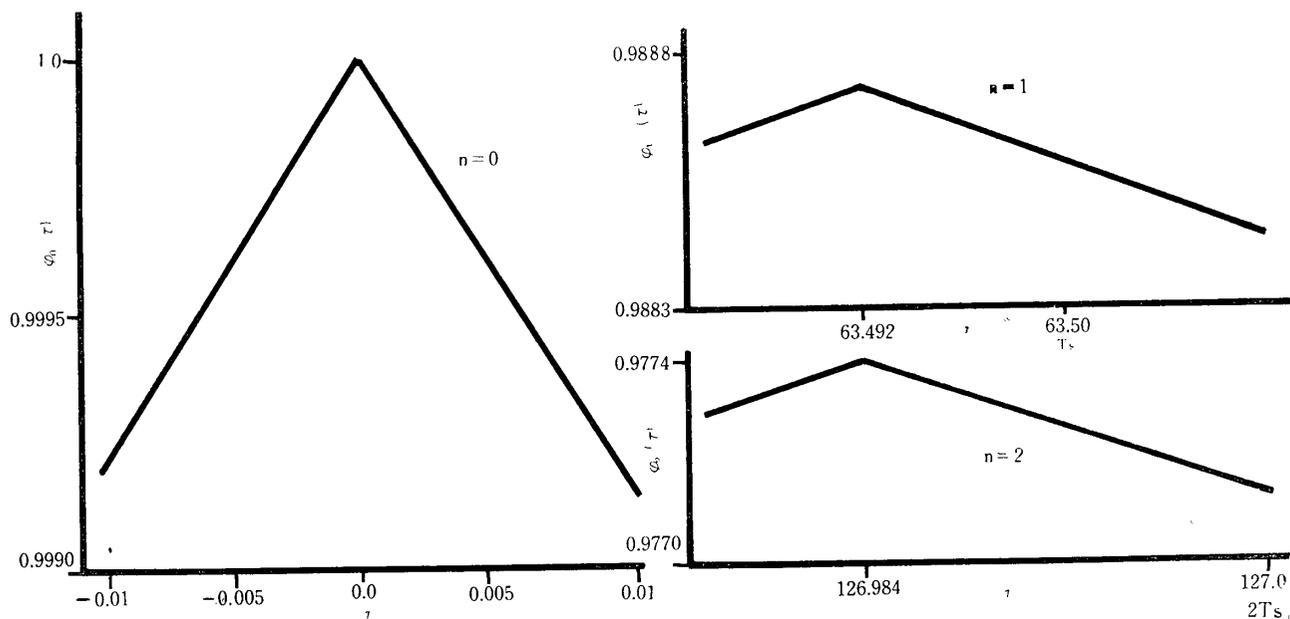


Fig. 7. Deviation of Time period of Line-to-Line Correlation for Standard Television Signals

Table 1. Results of Calculation $\varphi_n(\tau)$, where the period of Line-to-Line Correlation is denoted by Ta [μs], and $\varphi_{n, \max}$ indicates the maximum value of $\varphi_n(\tau)$

| Numbers of Line $n = 0$ | | | $n = 1$ | | $n = 2$ | | $n = 3$ | | $n = 4$ | | | | | |
|----------------------------|---------------------|--------------------|---------|----------|---------|---------|----------|------|---------|----------|------|---------|----------|------|
| Ta [μs] | $\varphi_{n, \max}$ | $T_s - Ta$ [ns] | | | | | | | | | | | | |
| 0.0 | 1.0 | 0.0 | 63.492 | 0.988635 | 8.0 | 126,984 | 0.977400 | 16.0 | 190.476 | 0.966292 | 24.0 | 253.968 | 0.955311 | 32.0 |

その結果、Table. 1に示すように周期は走査の行なわれる周期 $63.5 [\mu s]$ より $8.0 [ns]$ 短かく、 $63.492 [\mu s]$ になっていて、周期の比は約 0.98437 となっている。この比は非定常性を無視したときの値よりも大きい。

(25)式において、 $v(t_1)$ と $v(t_2)$ が走査線 n 本ほど離れて存在する場合についての自己相関関数を求めたが、一般に、 t_2 は $-\infty$ から $+\infty$ まで変動するので、(25)式において φ_n を $n = -\infty$ から $+\infty$ まで変動させ、その総和をとれば、いわゆる走査線間相関 $\bar{\psi}(t_1, t_2)$ が求められる、すなわち

$$\begin{aligned} \bar{\psi}(t_1, t_2) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varphi_n(t_1, t_2) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_n(t_1, t_2) P_n(t_1, t_2) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varphi(|\tau - nT_s| \xi, \tau \zeta) P_n(t_1, t_2) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varphi(\sqrt{(\tau - nT_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2}) \\ &\quad \times \left\{ 1 - \frac{|\tau - nT_s|}{T_s} \right\} \dots\dots(29) \end{aligned}$$

L. E. Franks¹⁰⁾ は(29)式において、

$\varphi(\sqrt{(\tau - nT_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2})$ は $\{1 - |\tau - nT_s| / T_s\}$ に較べて、一般的な画像では十分広がり狭いから

$$\begin{aligned} \varphi(\sqrt{(\tau - nT_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2}) \left\{ 1 - \frac{|\tau - nT_s|}{T_s} \right\} \\ \approx \varphi(\sqrt{(\tau - nT_s)^2 \xi^2 + \tau^2 \zeta^2}) \end{aligned}$$

とできると仮定している。これは前の非定常性を無視した時の自己関関数に他ならない。よって非定常を考慮した場合には(29)式が走査線間相関を表わすので、絵素間相関が例えば(26)式のように求まれば実際に数値計算をすることによって走査線間相関を求めることができる。

3. む す び

本文における考察の結論として

- (1) 一般に、走査子が画像を斜め方向に走査することにより生ずる走査線間相関の周期は、走査の行なわれる周期より短かくなり、x 軸方向(水平)の走査速度が y 軸方向(垂直)の走査速度より著しく大なる時はこの周期のずれは無視できる。
- (2) もし、絵素間相関に方向性がない場合には、 n 周期後の相関値は、走査線間距離の n 倍ほど距離推移した時の値になり、当然 y 軸方向の走査線間距離とは異なる。
- (3) 走査子が右端に到達した時に発生する非定常性を考

慮しない場合は、走査線間相関の周期と走査周期の比は標準テレビジョン方式の場合 0.9999 、筆者の試作したデジタルデータ打出装置の場合 0.9925 、となりそのずれはわずかである。

- (4) 非定常性を考慮した場合について、標準テレビジョン信号に対して、電子計算機で数値計算を実行した結果、周期のずれは約 $8 [ns]$ であり、第 4 周期までは、 $63.492 [\mu s]$ の周期となっている。
- (5) 標準テレビジョン信号の場合、非定常性を考慮した場合としない場合とでは、考慮した場合の方が周期のずれが大きく、約 0.98437 である。
- (6) 走査線のへだたりの数が多くなると周期は当然、走査の行なわれる周期に近づいて行き、周期性はくずれてくるであろうが、 n が大なる時の計算は現在実行中である。

また本文においては、水平帰線期間は 0 としたが、実際にはある値をもつ、このような場合については現在検討中であるので、上と併せて近い機会に報告する予定である。

最後に日頃御指導頂く山口大学 工学部 平田威彦 助教授、および有益な御指示を頂く本校 嶺勝敏 助教授に深謝する。

参 考 文 献

- 1) K. H. Powers and H. Staras: "Some Relations Between Television Picture Redundancy and Bandwidth Requirement", Comm. and Elect., 32, pp. 492, (1957—9).
- 2) C. Cherry: "The Bandwidth Compression of Television and Facsimile", Television Soc. Jour., 10, 2, P. 40, (1962).
- 3) A. J. Seyler: "The Coding of Visual Signals to Reduce Channel-Capacity Requirements", The Inst. of Electrical Engrs. Monograph, No. 535 E, (1962—6).
- 4) W. T. Bisignani, G. P. Richards, et al., : "The Improved Gray Scale and the Coarse-Fine PCM Systems, Two New Digital TV Bandwidth Reduction Techniques", Proc. IEEE, 54, 3, p. 376, (1966—3).
- 5) C. Cherry, et al., : "An Experimental Study of the Possible Bandwidth Compression of Visual Image Signals", Proc. IEEE, 51, 11, P. 1507, (1963—11).

- 6) C. W. Harrison : "Experiments with Linear Prediction in Television", Bell Sys. Tech. Jour., **31**, p. 764, (1952—5).
- 7) A. V. J. Martin : "Two-Dimensional Predictive Redundancy in a Television Display", IRE trans. Comm. System, pp. 57, (1959—5).
- 8) L. Ehrman : "Analysis of Some Redundancy Removal Bandwidth Compression Techniques", Proc. IEEE, **55**, 3, pp. 1831, (1967—12).
- 9) E. R. Kretzmer : "Statistics of Television Signals", Bell Sys. Tech. Jour, **31**, pp. 751, (1952—6).
- 10) L. E. Franks : "A Model of Random Television Signals", Bell Sys. Tech. Jour, **45**, pp. 609, (1966—4).
- 11) J. B. O'Neal Jr. : "Predictive Quantizing System (Differential Pulse Code Modulation) for the Transmission of Television Signals", Bell Sys. Tech. Jour., **45**, pp. 689, (1966—5, 6).
- 12) A. R. Billings, K. E. Forward : "Video-Correlator Using Thin Film Hall Multipliers", Proc. IEE, **112**, 4, pp. 689, (1965—4).
- 13) 藤本勉, 桐原昭雄 : "画像信号の統計的性質について", 電気四学会中国支部大会, 316, (昭43—11).
- 14) 桐原昭雄, 藤本 勉 : "画像信号の統計的性質について", 山口大学工学部研究報告, **20**, 1, p. 99, (昭44—4).
- 15) 森本重武, 他 : テレビジョン工学, コロナ社 (昭38).
- 16) J. Van. der. Plaats : "The Power Spectrum of a Video Signal", NTZ, pp. (1969—Heft. 5).

(昭和45年4月4日受理)