

メッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの一次定数

八 田 達*

Primary Constants of Self-Supporting Communication Cables

By Tohru Hatta

Hitachi Electric Wire and Cable Works, Hitachi, Ltd.

Abstract

In view of the recent tendency that the open wire for carrier telephone services is being discarded for the self-supporting communication cable, it seems essential that the characteristics of this cable in carrier frequency range be thoroughly investigated. In an attempt to establish the theoretical foundation for the design of this type of cable to be used as the carrier frequency one, the writer has tried a mathematical treatment of the interaction between a star quad and a steel wire which runs in parallel with the former; and he has derived approximate formulae for the primary constants of the this transmission system. Numerical data obtained from his formulae show that the attenuation of the transmission system does not increase immensely even in case the steel wire runs close to the star quad, as is verified experimentally. Hence, this cable can be said to have, when designed properly, excellent transmission performance characteristics suitable for use in carrier frequency range. But when conductive materials such as binder tape are used in order to fix the quad to the support wire, the increase of the attenuation becomes notable to such an extent that the use of insulating materials is advisable.

〔I〕 緒 言

現在一般に使用されている架空通信ケーブルでは、メッセンジャーワイヤ (Messenger Wire) にハンガー (Hanger) を用いてケーブルを吊り下げる方法が採用されている。この方法は架線工事の費用がかさむばかりでなく、ケーブルとハンガーとの相互移動によつて磨耗が早められるほか、傾斜地におけるケーブル迂りによる事故の原因を与え、保守費が大きくなる欠点がある。これらの欠点を排除するために海外ではメッセンジャーワイヤと伝送系とを相互に固定したケーブルが発展しており、^{(1)~(3)} 本邦でも制御ケーブルにこの方式を採用しようとする試みが行われている⁽⁴⁾。このような構造にするとメッセンジャーワイヤと伝送系とが一体となっているので架設工事も簡単となり、また機械的な原因による事故も著しく少なくなる。このようなすぐれた特性が知られているにもかかわらず、本邦においてはこの分野の研究はほとんど未開拓であつて、特に通信ケーブルへの応用は全く進められていなかった。

* 日立製作所日立電線工場

昭和28年12月頃、東北電力株式会社より従来行われてきた架空裸線搬送の通信方式を将来は全面的に廃止し、これを上述のメッセンジャーワイヤ付通信ケーブルに切り換え度いと提案が行われ、日立製作所にもこの目的に使用されるケーブルの検討が依頼された。メッセンジャーワイヤ付ケーブルを制御ケーブルや音声周波数帯で使用される電話ケーブルのように特性に関する要求のそれ程厳密でない目的に使用する場合は、電気的特性上ほとんど問題はないが、搬送通信のように高度の品質を要求される目的にこの方式を応用するのは本邦では最初の試みであり、また筆者の知る限りでは海外の文献にも見当たらない。このような方式については製造上、工世上また使用上に各種の実際的な問題が予想されるが、設計の際に最も不安を感ずるのは鋼線と伝送系とが平行するために減衰および漏話が增大しないかという点で、当時この計画は多大の疑惑をもつてむかえられ、実現の可能性も危ぶまれる有様であつた。

日立製作所においてはこの問題解決のため鋭意実験的ならびに理論的研究を進めて来た結果、十分な抗張力を持ち、しかも減衰特性において普通のポリエチレン絶縁

搬送ケーブルと大差のないメッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの製造に成功し、この製品は次第に各方面に納入され実用化されるようになってきた。またこのケーブルを高圧配電（または送電）線と添架または平行して使用する場合、メッセンジャーワイヤを規則的に接地しておけば高圧線より受ける静電的および電磁的誘導障の軽減にきわめて効果的であり、これに関しては東京電力株式会社と日立製作所との間に協同研究が進められている。

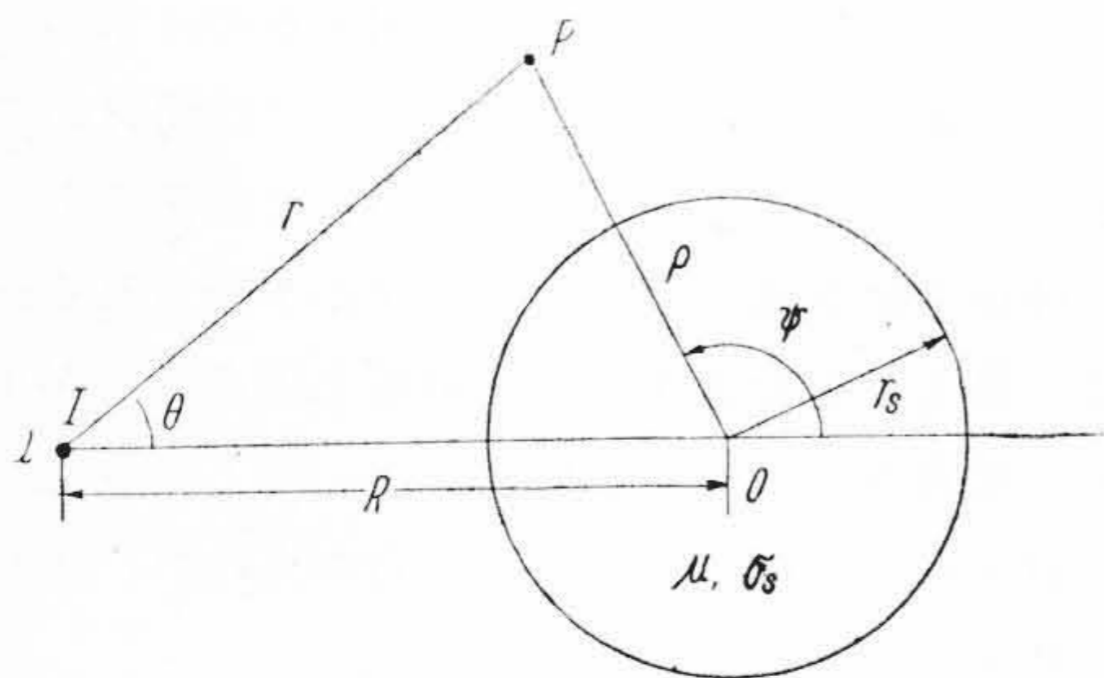
本稿ではメッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの設計に関する理論的基礎を確立するため、星型クワッドとそれに平行した鋼線との相互作用に関して数学的取扱を試みた。その結果設計さえ正しければこの構造のケーブルでも普通の搬送ケーブルと同程度の減衰に喰い止めることができることを確かめることができた。多対電話ケーブルの一次定数の計算に関連して古河電工の河野氏は星型クワッドに平行したきわめて細い銅線の影響を取扱っている。⁽³⁾ しかしわれわれの場合は星型クワッドに高磁性の鋼線が平行し、しかも抗張力の関係から鋼線の径は相当に太くなっているため取扱いははるかに厄介である。筆者は別個に 2 つの方法でこの問題を取扱って見たが、本報告では取敢えず鋼線の径が比較的細い場合に便利な方法を記述したい。

〔II〕 予 備 定 理

第 1 図に示す通り半径 r_s の鋼線に平行して線電流 I を通ずるものとする。このとき電流の磁界によつて鋼線は磁化せられ、同時にその中に渦流を生じて外界に反作用を及ぼす。このときの電流はすべて線電流に平行して流れるため磁界のベクトルポテンシャルは電流に平行な成分をもつのみとなり、取扱いは著るしく簡単となる。いま線電流 I による磁界の一次ポテンシャルを

$$A_0 = \frac{I}{2\pi} \log \frac{1}{r} \dots \dots \dots (1)$$

とする。このときのベクトルポテンシャルを



第 1 図 鋼線と平行した線電流
Fig. 1. Line Current Flowing in Parallel to Steel Wire

$$\begin{aligned} \rho > r_s \text{ で } & A_0 + A_d \\ \rho < r_s \text{ で } & A_i \end{aligned}$$

とする。

いま (1) 式を 0 を原点とする円筒座標に書き直せば

$$A_0 = \frac{I}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{\rho}{R}\right)^n \cos n\psi + \frac{I}{2\pi} \log \frac{1}{R} \quad (\rho < R) \dots \dots \dots (2)$$

となるが、(2) 式の右辺の常数

$$\frac{I}{2\pi} \log \frac{1}{R}$$

は以下の議論に本質的な意義をもたないために省略して差支えない。また A_d および A_i はいずれも Maxwell の微分方程式の解であるために

$$A_d = \frac{I}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{n} \left(\frac{r_s^2}{R\rho}\right)^n \cos n\psi \dots \dots \dots (3)$$

$$A_i = \frac{I}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_n}{n} I_n(p_s \rho) \cos n\psi \dots \dots \dots (4)$$

と記される。ここで

$$p_s \equiv (j\omega\mu\mu_0\sigma_s)^{1/2}, \quad \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$$

μ および σ_s はそれぞれ鋼の比導磁率および比導電率 $I_n(z)$ は n 次の第 1 種変形 Bessel 函数

単位は M.K.S. 合理化単位系

とする。(3) 式は無限遠で A_d が消滅し、(4) 式は 0 点で A_i が有限となる境界条件を満足している。また (3) 式において鋼線の外部空間で変位電流を無視しているのは (1) 式におけると同様である。

ここで常数 a_n および b_n はつぎの境界条件から定めなければならない。すなわち鋼線の表面 ($\rho = r_s$) でベクトルポテンシャルの連続条件より

$$A_i = A_d + A_0 \dots \dots \dots (5)$$

同時に磁界の切線成分の連続条件より

$$\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_i}{\partial \rho} = \frac{\partial}{\partial \rho} (A_d + A_0) \dots \dots \dots (6)$$

(2) ~ (6) 式の関係より

$$a_n = \frac{2 I_n(p_s r_s)}{\left(1 - \frac{1}{\mu}\right) I_n(p_s r_s) + \frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s I_{n-1}(p_s r_s)}{n}} - 1 \dots \dots \dots (7)$$

$$b_n = \frac{2 \left(\frac{r_s}{R}\right)^n}{\left(1 - \frac{1}{\mu}\right) I_n(p_s r_s) + \frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s I_{n-1}(p_s r_s)}{n}}$$

周波数が低く $|p_s r_s| \ll 1$ ならば (7) 式に

$$I_n(z) \approx \frac{z^n}{2^n n!}$$

の関係を用いて $\frac{1}{\mu^2}$ を含む項を無視すれば

$$a_n \approx \frac{\mu - 1}{\mu + 1} - \frac{1}{\mu n(n+1)} \left(\frac{p_s r_s}{R}\right)^2 \dots \dots \dots (8)$$

$|p_s r_s| \rightarrow 0$ の極限を取れば (8) 式の右辺は第 1 項のみとなるが、これは鋼線の内部に電流の影像が生ずることを示し、あるいはまた鋼線が磁化される現象と考えてもよい。

つぎに周波数が高く $|p_s r_s| \gg 1$ となると

$$I_n(z) \sim \sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^z \left\{ 1 + O\left(\frac{1}{z}\right) \right\}$$

と考えると

$$a_n = \frac{2}{1 + \frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s}{n}} \dots \dots \dots (9)$$

しかも $\left| \frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s}{n} \right| \ll 1$ が成立するような周波数範囲内では

$$a_n = 1 - \frac{2}{\mu} \frac{p_s r_s}{n} + 2 \left(\frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s}{n} \right)^2 - 2 \left(\frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s}{n} \right)^3 \dots \dots \dots (10)$$

さらに周波数が増大して $\left| \frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s}{n} \right| \gg 1$ となると

$$a_n = -1 + \frac{2n\mu}{p_s r_s} \dots \dots \dots (11)$$

$\omega \rightarrow 0$ となると

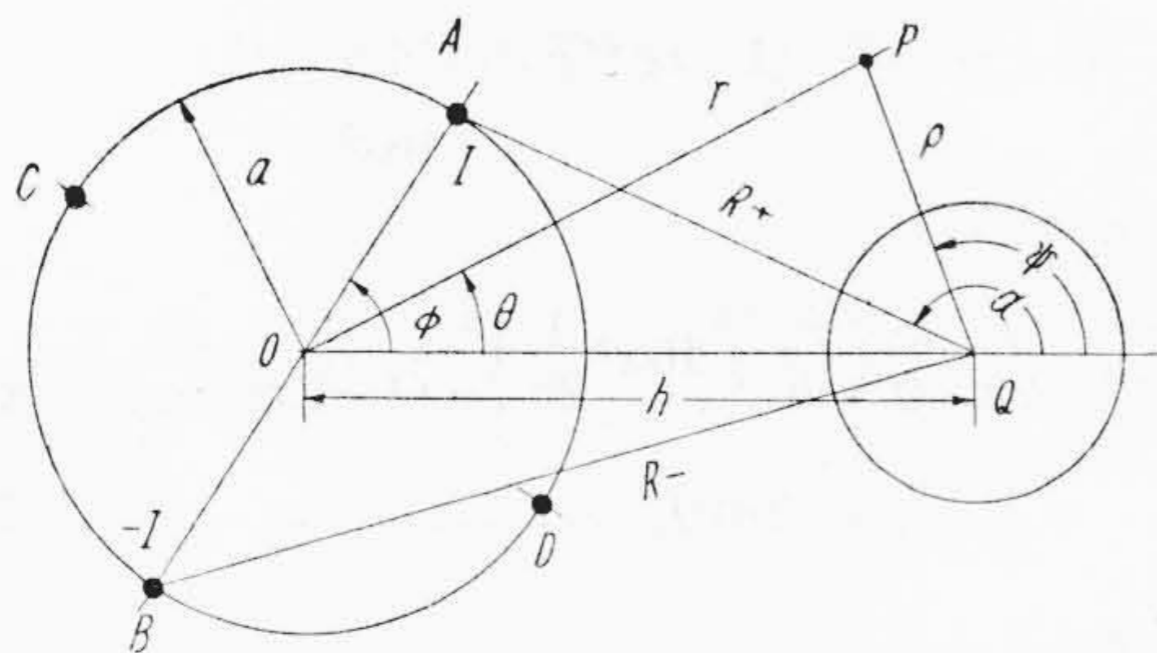
$$a_n = -1 \dots \dots \dots (12)$$

(8)~(12) 式からわかるように、鋼線の反作用界は低周波領域では鋼線が磁化して電流による一次界を助け、周波数が上昇するにつれて鋼線内に生ずる渦流によつて次第にこの効果は減殺され、ついには非磁性金属のように一次界を打消す方向に作用する傾向が定量的にあきらかになっている。鋼線 r_s の大きさによつて一概にはいえないが、搬送周波数帯では (10) 式のみが実際に問題となるとみなして良いようである。

(3) 式は鋼線の反作用界に関する無限級表示であるが、この級数の第 n 項は Q 方向を向いて O に配置された n 位の磁気的多極子の界と等価である。

〔III〕 複素平面上における考察

第 2 図はメッセージワイヤ付通信ケーブルの模型とする。すなわち O および Q は星型クワッドおよびそれ



第 2 図 実 回 線

Fig.2. Side Circuit

と平行した鋼線の中心で、 A, B, C および D はそれぞれ各素線の中心である。いま実回線の場合から考えることとして素線 A および B にそれぞれ電流 I および $-I$ を通ずるものとしよう。実際には各素線は螺旋状に撚られているが撚程が十分に大きければ各素線とも部分的に鋼線と平行していると考えてよく、電流による磁界も鋼線に平行な成分はないと考えて大過ない。すなわち第 2 図において A および B を流れる電流は鋼線に平行していると考えて、このときの反作用界 A_s を計算する。 A_s をつぎのように各部分界の重畳で表示すると

$$A_s = \sum_{n=1}^{\infty} A_{sn} = \sum_{n=1}^{\infty} (A_{sn}^+ + A_{sn}^-) \dots \dots \dots (13)$$

ここで A_{sn}^+ および A_{sn}^- はそれぞれ Q に A および B を向いて配置された n 位の磁気的多極子の部分界で、いずれも級数表示 (3) 式の第 n 項に対応するものである。すなわち第 2 図において任意の観測点 p における A_{sn}^+ および A_{sn}^- の値は

$$A_{sn}^+ = \frac{I}{2\pi} \frac{a_n}{n} \left(\frac{r_s^2}{\rho R_+} \right)^n \cos n(\psi - \alpha) \dots \dots \dots (14)$$

$$A_{sn}^- = -\frac{I}{2\pi} \frac{a_n}{n} \left(\frac{r_s^2}{\rho R_-} \right)^n \cos n(\psi - \alpha) \dots \dots \dots (15)$$

いま第 2 図を検索平面とみなせば

$$\frac{\cos n(\psi - \alpha)}{\rho^n} = \Re \frac{e^{in\alpha}}{\rho^n e^{in\psi}}$$

\Re は実数部分を示す記号である。さらに

$$\rho e^{i\psi} = -(h - re^{i\theta})$$

を利用すれば

$$\frac{\cos n(\psi - \alpha)}{\rho^n} = \Re \frac{e^{in(\alpha + \pi)}}{(h - re^{i\theta})^n} \dots \dots \dots (16)$$

また

$$Re^{i\alpha} = e^{-i\pi} (h - ae^{i\phi})$$

これの共軛複素量を取れば

$$Re^{-i\alpha} = e^{i\pi} (h - ae^{-i\phi})$$

したがつて

$$\frac{1}{R^n} = \frac{e^{-in(\alpha + \pi)}}{(h - ae^{-i\phi})^n} \dots \dots \dots (17)$$

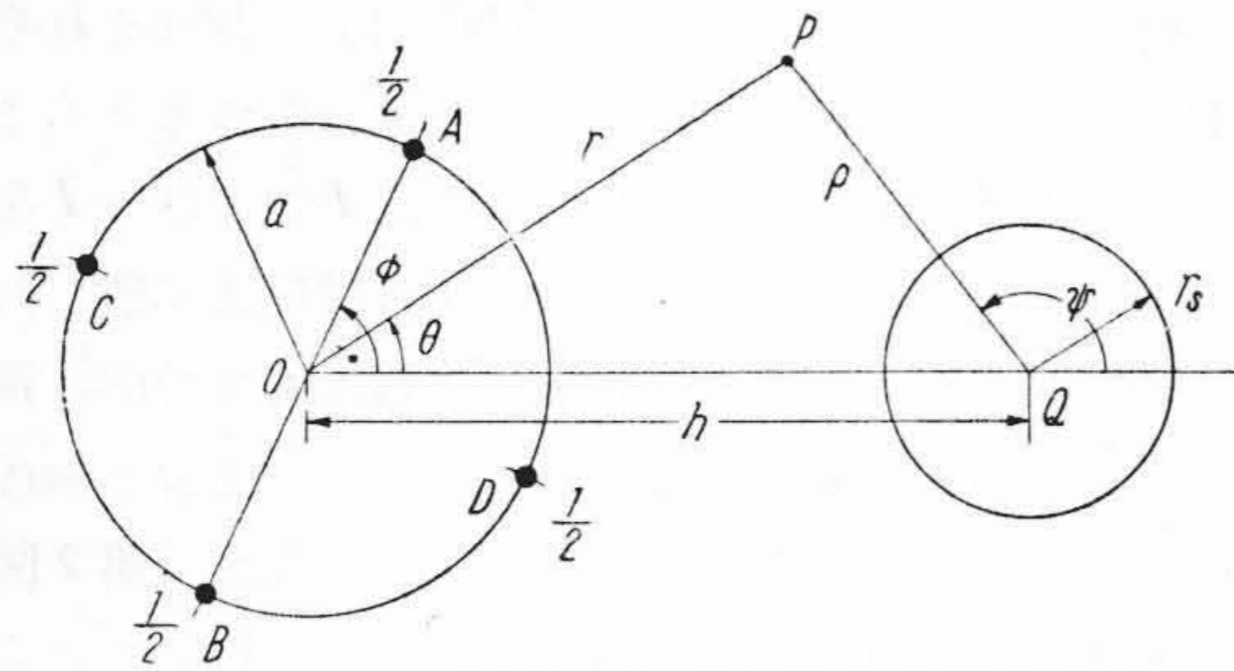
(14)~(17) 式より

$$A_{sn}^+ = \frac{I}{2\pi} \frac{a_n}{n} \Re \frac{r_s^{2n}}{(h - re^{i\theta})^n (h - ae^{-i\phi})^n} \dots \dots \dots (18)$$

(18) 式の符号を反転し、 ϕ を $\phi + \pi$ におきかえれば

$$A_{sn}^- = -\frac{I}{2\pi} \frac{a_n}{n} \Re \frac{r_s^{2n}}{(h - re^{i\theta})^n (h - ae^{-i\phi})^n} \dots \dots \dots (19)$$

したがつて (18), (19) および (13) 式の関係より



第3図 重信回線
Fig.3. Phantom Circuit

$$A_{sn} = A_{sn}^+ + A_{sn}^-$$

$$= \frac{I}{2\pi} \frac{a_n}{n} \Re e \frac{r_s^{2n}}{(h - re^{i\theta})^n}$$

$$\times \left\{ \frac{(h + ae^{-i\phi})^n - (h - ae^{-i\phi})^n}{(h^2 - a^2 e^{-i2\phi})^n} \right\} \dots\dots (20)$$

以上で電流対と平行におかれた鋼線の反作用界が計算できたが、この結果は実回線の一次定数の計算に利用される。

つぎに重信回線においては電流は第3図の通り分配される。このときのベクトルポテンシャルも相似の方法で計算されるが、このときの反作用界を A_p とし、(3)式に対応して

$$A_p = \sum_{n=1}^{\infty} A_{pn} \dots\dots (21)$$

なる級数表示を考える。(18)式において I を $\frac{I}{2}$ 、 ϕ を ϕ 、 $\phi + \frac{\pi}{2}$ 、 $\phi + \pi$ 、 $\phi + \frac{3}{2}\pi$ とおきかえ、それぞれに +, -, +, - の符号を与えてこれらを加え合わせると

$$A_{pn} = \frac{I}{4\pi} \frac{a_n}{n} \Re e \frac{r_s^{2n}}{(h - re^{i\theta})^n}$$

$$\times \left\{ \frac{(h + ae^{-i\phi})^n + (h - ae^{-i\phi})^n}{(h^2 + a^2 e^{-i2\phi})^n} \right.$$

$$\left. - \frac{(h + ia e^{-i\phi})^n + (h - ia e^{-i\phi})^n}{(h^2 + a^2 e^{-i2\phi})^n} \right\} \dots\dots (22)$$

この結果は重信回線の一次定数の計算に利用される。

[IV] 実回線の一次定数

前節の計算結果を利用して実回線の一次定数を計算する。このとき孤立したクワッド内のベクトルポテンシャルは既知であるから、第2図に示されるケーブル内の界を知るためには、鋼線の反作用界を孤立したクワッドの界に追加してやればよいと考える。実際には鋼線の近接によつてクワッド内の磁界は変化し、素線内部の電流分布もこの影響で変化するわけであるが、鋼線径が比較的小さい場合はこの効果はあまり顕著ではない。

A および B における A_s の差を ΔA_s とすれば

$$\Delta A_s = A_s(r=a, \theta=\phi) - A_s(r=a, \theta=\phi+\pi)$$

$$= \sum_{s=1}^{\infty} \Delta A_{sn} \dots\dots (23)$$

すなわち (23) 式より ΔA_{sn} は

$$\Delta A_{sn} = A_{sn}(r=a, \theta=\phi) - A_{sn}(r=a, \theta=\phi+\pi)$$

$$= \frac{I}{2\pi} \frac{a_n}{n} \Re e r_s^{2n} \frac{\{(h + ae^{i\phi})^n - (h - ae^{i\phi})^n\}}{(h^2 - a^2 e^{i2\phi})^n}$$

$$\times \frac{\{(h + ae^{-i\phi})^n - (h - ae^{-i\phi})^n\}}{(h^2 - a^2 e^{-i2\phi})^n} \dots\dots (24)$$

ここで (24) 式の右辺の最後の2つの因子は互に共軛複素であることに注意すれば

$$\Delta A_{sn} = \frac{I}{2\pi} \frac{a_n}{n} r_s^{2n} \frac{|(h + ae^{i\phi})^n - (h - ae^{-i\phi})^n|^2}{|(h^2 - a^2 e^{i2\phi})^n|^2}$$

$$= \frac{I}{2\pi} \frac{a_n}{n} \left(\frac{r_s}{h}\right)^{2n} \frac{|(1 + xe^{i\phi})^n - (1 - xe^{i\phi})^n|^2}{(1 - 2x^2 \cos 2\phi + x^4)^n}$$

$$\dots\dots (25)$$

ここで

$$x \equiv \frac{a}{h}$$

鋼線の近接による短絡インピーダンスの変化量は

$$R_m + j\omega L_m = j\omega\mu_0 \frac{\overline{\Delta A_s}}{I} \dots\dots (26)$$

ここで上式に現われる $\overline{\Delta A_s}$ および $\overline{\Delta A_{sn}}$ は電流対が撚られていることを考慮して ΔA_s および ΔA_{sn} をそれぞれ ϕ の1週期について平均したものである。

1) (25)式において $n=1$ とする。

$$|(1 + xe^{i\phi}) - (1 - xe^{i\phi})|^2 = |2xe^{i\phi}|^2$$

$$= 4x^2 \dots\dots (27)$$

の関係より

$$\overline{\Delta A_{s1}} = \frac{I}{2\pi} a_1 x^2 \left(\frac{2r_s}{h}\right)^2 \frac{1}{1 - 2x^2 \cos 2\phi + x^4}$$

$$\dots\dots (28)$$

$$\frac{r_s}{h} \equiv y$$

とおきかえれば

$$\overline{\Delta A_{s1}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Delta A_{s1} d\phi$$

$$= \frac{I}{2\pi} a_1 x^2 (2y)^2 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{1 - 2x^2 \cos 2\phi + x^4}$$

$$= \frac{I}{2\pi} a_1 x^2 (2y)^2 \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{d\phi}{1 - 2x^2 \cos 2\phi + x^4}$$

$$= \frac{I}{2\pi} a_1 x^2 (2y)^2 J_1 \dots\dots (29)$$

2) $n=2$ とすれば

$$|(1 + xe^{i\phi})^2 - (1 - xe^{i\phi})^2|^2 = |4xe^{i\phi}|^2$$

$$= 16x^2$$

この関係より

$$\overline{\Delta A_{s2}} = \frac{I}{2\pi} \frac{a_2}{2} \left(\frac{r_s}{h}\right)^4 16x^2 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{(1 - 2x^2 \cos 2\phi + x^4)^2}$$

$$= \frac{I}{2\pi} \frac{a_2}{2} x^2 (2y)^4 J_2 \dots\dots (30)$$

3) $n=3$ とすれば

$$|(1 + xe^{i\phi})^3 - (1 - xe^{i\phi})^3|^2 = |2xe^{i\phi}(3 + x^2 e^{i2\phi})|^2$$

$$= 4x^2 (9 + 6x^2 \cos 2\phi + x^4)$$

より

$$\overline{\Delta A_{s3}} = \frac{I}{2\pi} \frac{a_3}{4} x^2 (2y)^6 \left\{ \left(1 + \frac{1}{3} x^4\right) J_3 - \frac{1}{4} J_2 \right\} \dots\dots (31)$$

4) $n=4$ とすれば

$$\left| (1 + xe^{i\phi})^4 - (1 - xe^{i\phi})^4 \right|^2 = \left| 8xe^{i\phi}(1 + x^2e^{i2\phi}) \right|^2 = 64x^2(1 + 2x^2 \cos 2\phi + x^4)$$

より

$$\overline{\Delta A_{s4}} = \frac{I}{2\pi} \frac{a_4}{8} x^2 (2y)^8 \left\{ (1 + x^4) J_4 - \frac{1}{2} J_3 \right\} \quad (32)$$

ここで以上の式に現われる J_n ($n=1, 2, 3, \dots$) はつぎのように定義されているものであつて、Bessel 函数ではない。

$$J_n = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\phi}{(1 - 2x^2 \cos \phi + x^4)^n} \dots\dots (33)$$

この積分はつぎの関係および漸化式を用いれば n の任意の整数値について容易に算出される。

$$J_1 = \frac{1}{1-x^4}, \quad J_2 = \frac{1+x^4}{(1-x^4)^3} \quad (0 < x < 1) \dots (34)$$

$$J_n = \frac{1}{(n-1)(1-x^4)^2} \times \left\{ (2n-3)(1+x^4)J_{n-1} - (n-2)J_{n-2} \right\} \dots (35)$$

以上の関係より

$$J_3 = \frac{1+4x^4+x^8}{(1-x^4)^5} \dots\dots (36)$$

$$J_4 = \frac{(1+x^4)(1+8x^4+x^8)}{(1-x^4)^7} \dots\dots (37)$$

(26)~(32)式より $\overline{\Delta A_s}$ に関する無限級数表示がえ*

$$\begin{aligned} \Delta A_{pn} &= \frac{I}{8\pi} \frac{a_n}{n} \left(\frac{r_s}{h}\right)^{2n} \times \frac{\{(1+xe^{i\phi})^n + (1-xe^{i\phi})^n\}(1+x^2e^{i2\phi}) - \{(1+ixe^{i\phi})^n + (1-ixe^{i\phi})^n\}(1-x^2e^{i2\phi})^n}{(1-x^4e^{i4\phi})^n} \\ &\times \text{共軛複素数} = \frac{I}{8\pi} \frac{a_n}{n} \left(\frac{r_s}{h}\right)^{2n} \\ &\times \frac{\left| \{(1+xe^{i\phi})^n + (1-xe^{i\phi})^n\}(1+x^2e^{i2\phi}) - \{(1+ixe^{i\phi})^n + (1-ixe^{i\phi})^n\}(1-x^2e^{i2\phi})^n \right|^2}{(1-2x^4 \cos 4\phi + x^8)^n} \dots\dots (39) \dagger \end{aligned}$$

† ΔA_p および ΔA_{pn} の ϕ の 1 週期に関する平均値をそれぞれ $\overline{\Delta A_p}$ および $\overline{\Delta A_{pn}}$ とすれば、(26) 式に対応して鋼線の近接による短絡インピーダンスの変化量は

$$\begin{aligned} R_m + j\omega L_m &= j\omega\mu_0 \overline{\Delta A_p} / I \\ &= j\omega\mu_0 \sum_{n=1}^\infty \overline{\Delta A_{pn}} / I \dots\dots (40) \end{aligned}$$

1) (39)式において $n=1$ とすれば

$$\begin{aligned} &\left| \{(1+xe^{i\phi}) + (1-xe^{i\phi})\}(1+x^2e^{i2\phi}) \right. \\ &\left. - \{(1+ixe^{i\phi}) + (1-ixe^{i\phi})\}(1-x^2e^{i2\phi}) \right|^2 \\ &= 4x^2e^{i2\phi} \left| 2 + x^2e^{i2\phi} \right|^2 = 16x^4 \end{aligned}$$

これより

*られる。この級数の収斂は迅速とはいえないが、実際の場合 $n=4$ 位まで取つておけば十分のようである。また $\overline{\Delta A_s}$ は鋼線の近接によるクラウド内のベクトルポテンシャルの変化量であつて孤立クラウドのポテンシャルに比べれば比較的小さな量であるから、実際の場合にはそれ程厳密に計算する必要はない。(29)~(30)式からわかるように

- (1) 鋼線の影響はほぼ距離の 4 乗に比例して減少する。
- (2) 級数 (27) 式の収斂は鋼線が細くなる程迅速となるので、この計算方法は鋼線が細い場合に好都合な方法であることがわかる。

[V] 重信回線の一次定数

この回線においては外部導体の近接による一次定数の変動は実回線の場合程顕著ではないことは当然予想される。このときの考察は前節のそれと本質的な差異はなく、鋼線の反作用界は (22) 式で与えられている。このとき前節の ΔA_s に対応する ΔA_p は

$$\begin{aligned} \Delta A_p &= \frac{1}{2} \left\{ A_p(r=a, \theta=\phi) + A_p(r=a, \theta=\phi+\pi) \right. \\ &\quad \left. - A_p(r=a, \theta=\phi+\frac{\pi}{2}) - A_p(r=a, \theta=\phi+\frac{3}{2}\pi) \right\} \\ &= \frac{1}{2} \sum_{n=1}^\infty \left\{ A_{pn}(r=a, \theta=\phi) + A_{pn}(r=a, \theta=\phi+\pi) \right. \\ &\quad \left. - A_{pn}(r=a, \theta=\phi+\frac{\pi}{2}) - A_{pn}(r=a, \theta=\phi+\frac{3}{2}\pi) \right\} \\ &= \sum_{n=1}^\infty \Delta A_{pn} \dots\dots (38) \end{aligned}$$

(38) 式より

$$\begin{aligned} \overline{\Delta A_{p1}} &= \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Delta A_{p1} d\phi \\ &= \frac{I}{2\pi} a_1 x^4 (2y)^2 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{1-2x^4 \cos 4\phi + x^8} \\ &= \frac{I}{2\pi} a_1 x^4 (2y)^2 \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\phi}{1-2x^4 \cos \phi + x^8} \\ &= \frac{I}{2\pi} a_1 x^4 (2y)^2 \tilde{J}_1 \dots\dots (41) \end{aligned}$$

2) $n=2$ とすれば

$$\begin{aligned} &\left| \{(1+xe^{i\phi})^2 + (1-xe^{i\phi})^2\}(1+x^2e^{i2\phi}) \right. \\ &\left. - \{(1+ixe^{i\phi})^2 + (1-ixe^{i\phi})^2\}(1-x^2e^{i2\phi}) \right|^2 \\ &= 4x^2e^{i2\phi} (3+x^4e^{i4\phi})^2 \\ &= 16x^4(9+6x^4 \cos 4\phi + x^8) \end{aligned}$$

これより

$$\overline{A_{p2}} = \frac{I}{2\pi} \frac{a_2}{2} x^4 (2y)^4 \left\{ (x^8+3) \tilde{J}_2 - \frac{3}{4} \tilde{J}_1 \right\} \quad (42)$$

3) $n=3$ とすれば

$$\begin{aligned} & \{ (1+x e^{i\phi})^3 - (1-x e^{i\phi})^3 \} (1+x^2 e^{i2\phi})^3 \\ & - \{ (1+i x e^{i\phi})^3 + (1-i x e^{i\phi})^3 \} (1-x^2 e^{i2\phi})^3 \}^2 \\ & = |8 x^2 e^{i2\phi} (3+5 x^4 e^{i4\phi})|^2 \\ & = 64 x^4 (9+30 x^4 \cos 4\phi + 25 x^8) \end{aligned}$$

これより

$$\overline{A_{p3}} = \frac{I}{2\pi} \frac{a_3}{12} x^4 (2y)^6 \left\{ 8(5x^8+3) \tilde{J}_2 - 15 \tilde{J}_3 \right\} \dots\dots (43)$$

こゝで以上の式にあらわれる $\tilde{J}_n (n=1, 2, 3, \dots)$ はつぎのように定義されるもので、(33)式の x^2 を x^4 でおきかえたものに他ならない。

$$\tilde{J}_n = \frac{1}{\pi} \int_0^n \frac{\alpha \phi}{(1-2x^4 \cos \phi + x^8)^n} \dots\dots (44)$$

(41)~(43)式からわかるように、鋼線の近傍による短絡インピーダンスの変化量は、重信回線の場合は実回線の場合程顕著ではないことがあきらかで後者に約 x^2 を乗じただけ小さい。

[VI] 計算結果の総括

前節までの計算結果を見やすい形に書き直すために総括整理すればつぎの通りである。すなわち(28)~(32)式(または(41)~(43)式)において

$$\overline{A_{sn}} = \frac{I}{2\pi} a_n f_n(x) (2y)^{2n}$$

$$\left(\text{または } \overline{A_{pn}} = \frac{I}{2\pi} a_n f_n(x) (2y)^{2n} \right)$$

と書き直し、これを(26)式(または(40)式)に応用すれば

$$R_m = -1.257 f \sum_{n=1}^{\infty} f_n(x) (2y)^{2n} \Im m a_n \times 10^{-3} \quad \Omega/\text{km} \dots\dots (45)$$

$$L_m = 0.2 \sum_{n=1}^{\infty} f_n(x) (2y)^{2n} \Re a_n \quad \text{mH}/\text{km} \dots\dots (46)$$

こゝで f は周波数をサイクル/秒 (c/sec) であらわしたもので、また $\Im m$ は虚数部を示す記号である。こゝで $f_n(x)$ は

(1) 実回線の場合

$$f_1(x) = \frac{x^2}{1-x^4} \dots\dots (47)$$

$$f_2(x) = \frac{1}{2} x^2 \frac{(1+x^4)}{(1-x^4)^3} \dots\dots (48)$$

$$f_3(x) = \frac{1}{4} x^2 \left\{ \frac{(1+1/3 x^4)(1+4x^4+x^8)}{(1-x^4)^5} - \frac{1}{4} \frac{1+x^4}{(1-x^4)^3} \right\} \dots\dots (49)$$

$$f_4(x) = \frac{1}{8} x^2 \left\{ \frac{(1+x^4)^2(1+8x^4+x^8)}{(1-x^4)^7} - \frac{1}{2} \frac{1+4x^4+x^8}{(1-x^4)^5} \right\} \dots\dots (50)$$

(2) 重信回線の場合

$$f_1(x) = \frac{x^4}{1-x^8} \dots\dots (51)$$

$$f_2(x) = \frac{1}{2} x^4 \left\{ \frac{(3+x^8)(1+x^8)}{(1-x^8)^3} - \frac{3}{4} \frac{1}{1-x^8} \right\} \dots\dots (52)$$

$$f_3(x) = \frac{1}{12} x^4 \left\{ 8 \frac{(3+5x^8)(1+x^8)}{(1-x^8)^3} - 15 \frac{1+4x^8+x^{16}}{(1-x^8)^5} \right\} \dots\dots (53)$$

a_n の値は(7)~(12)式より与えられる。以上の結果を要約すれば、メッセージワイヤ付通信ケーブルにおいては、

- (1) 低周波領域においては伝送電流によつて鋼線が磁化せられ、線路のインダクタンスは増大する。
- (2) 周波数の上昇につれて鋼線内に渦流が流れて鋼線の磁化の効果を次第に打消し、ついには非磁性金属のように線路のインダクタンスを打消すようになる。
- (3) 鋼線内の渦流損失のため線路の実効抵抗は増大する。
- (4) これら鋼線のクワッドの一次定数におよぼす影響は鋼線径のほゞ自乗に比例し、また相互距離のほゞ4乗に反比例する。
- (5) 鋼線の近接による重信回線の一次定数の変化量は実回線のそれに比べて著るしく小さい。
- (6) 鋼線が近接するとクワッドの静電容量および洩漏コンダクタンスは増大する。これに関しては次節で説明を追加する。

上述の原因によつてメッセージワイヤの近接は線路の減衰を増大する。以上は定性的には容易に予想される事柄ではあるが、こゝに定量的に計算する方法がえられたわけである。

[VII] 静電容量および洩漏コンダクタンス

交流を通ずる二次元的な導体系において $\omega \rightarrow \infty$ の極限を取る場合、電流はすべて导体表面に集中して面電流となるが、このときの面電流の面密度はこれに対応する静電問題における面電荷の面密度と相等しくなつて、2つの場合のベクトルおよびスカラー・ポテンシャルの間には空間内の任意の座標において比例的関係が存在することが指摘されている。

いま上述の計算によつて各回線のインダクタンス L が求められたものとする。

$$L = L_0 + L_m \dots\dots (54)$$

第1表 メッセンジャーワイヤ付通信ケーブル実回線の一次定数
Table 1. Numerical Values of Primary Constants of Self-Supporting Communication Cable Calculated for Side Circuit

定数		周波数	1 kc	3 kc	5 kc	10 kc	20 kc	30 kc	40 kc	50 kc
抵抗 (Ω/km)	R_i		30.52	30.58	30.67	30.92	32.11	33.94	36.31	38.94
	R_n		0.01	0.07	0.23	1.08	3.20	4.90	6.96	8.33
	R_m		—	0.02	0.04	0.11	0.27	0.44	0.70	0.93
	R_g		30.53	30.67	30.94	32.11	35.58	39.28	43.97	48.20
インダクタンス (mH/km)	L_a		0.667	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667
	L_i		0.100	0.100	0.100	0.099	0.097	0.094	0.090	0.086
	L_n		—	-0.001	-0.001	-0.005	-0.015	-0.023	-0.029	-0.034
	L_m		0.011	0.010	0.009	0.008	0.008	0.008	0.007	0.007
	L_g		0.778	0.776	0.775	0.769	0.757	0.746	0.735	0.726

第2表 メッセンジャーワイヤ付通信ケーブル重信回線の一次定数
Table 2. Numerical Values of Primary Constants of Self-Supporting Communication Cable Calculated for Phantom Circuit

定数		周波数	1 kc	3 kc	5 kc	10 kc	20 kc	30 kc	40 kc	50 kc
抵抗 (Ω/km)	R_i		15.26	15.29	15.34	15.46	16.05	16.97	18.16	19.47
	R_n		—	0.01	0.02	0.11	0.32	0.50	0.69	0.83
	R_m		—	—	—	0.01	0.03	0.05	0.07	0.09
	R_g		15.26	15.30	15.36	15.58	16.40	17.52	18.92	20.39
インダクタンス (mH/km)	L_a		0.195	0.195	0.195	0.195	0.195	0.195	0.195	0.195
	L_i		0.050	0.050	0.050	0.050	0.049	0.047	0.045	0.043
	L_n		—	—	—	-0.001	-0.001	-0.002	-0.003	-0.003
	L_m		—	—	—	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
	L_g		0.245	0.245	0.245	0.245	0.244	0.241	0.238	0.238

L は孤立した星型クワッドのインダクタンスで、これに関してはずでに二、三の計算式がある⁽⁶⁾。 L_m は(46)式で与えられるもので、鋼線の近接によるインダクタンスの変化量を示す。ここで $\omega \rightarrow \infty$ の極限に移れば

$$L_\infty = L_{0\infty} + L_{m\infty} \dots \dots \dots (55)$$

$L_{m\infty}$ は(46)式の a_n をすべて-1におきかえて計算されるものである。今空間の比誘電率を ϵ_1 、真空の誘電率を $\epsilon_0 = 8.86 \text{ p.f./m}$ とすれば

$$C = \epsilon_0 \epsilon_1 \mu_0 / L_\infty \dots \dots \dots (56)$$

空間の誘電体正切を $\tan \delta$ とすれば漏洩コンダクタンスは

$$G = \tan \delta \omega C \dots \dots \dots (57)$$

すなわち鋼線の近接によつて線路の静電容量および漏洩コンダクタンスは増大することがわかる。しかしケーブルを取りまく空間の誘電率は一般には均一なものではなく、上述の方法はそのまゝの型では適用できない。正確には具体的なケーブル構造について個別的に検討しなければならぬ。あるいは等価誘電率を経験に定めるのも一方法であろうが、しかし実験結果の示すところによ

ると鋼線の近接による線路の静電容量の増加率はインダクタンスの増加率に較べてはるかに大きなものであつて、この点今後の検討に残された問題である。

[VIII] 数 値 的 検 討

第2図の構造において

$$a = 1.59 \text{ mm}, \quad h = 5.6 \text{ mm}, \quad r_s = 2 \text{ mm}$$

また

$$\sigma_s = 5.14 \times 10^6 \text{ } \Omega/\text{m}, \quad \mu = 80$$

として実回線および重信回線について行つた数値計算結果を第1~2表に示す。ここでメッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの抵抗およびインダクタンスをそれぞれ

$$R_g = R_i + R_n + R_m$$

$$L_g = L_a + L_i + L_n + L_m$$

とし、さらに

R_i : 星型クワッド素線の表皮作用抵抗

R_n : 星型クワッド素線内の渦流損失抵抗

R_m : 鋼線内の渦流損失抵抗

L_a : 星型クワッドの外部インダクタンス

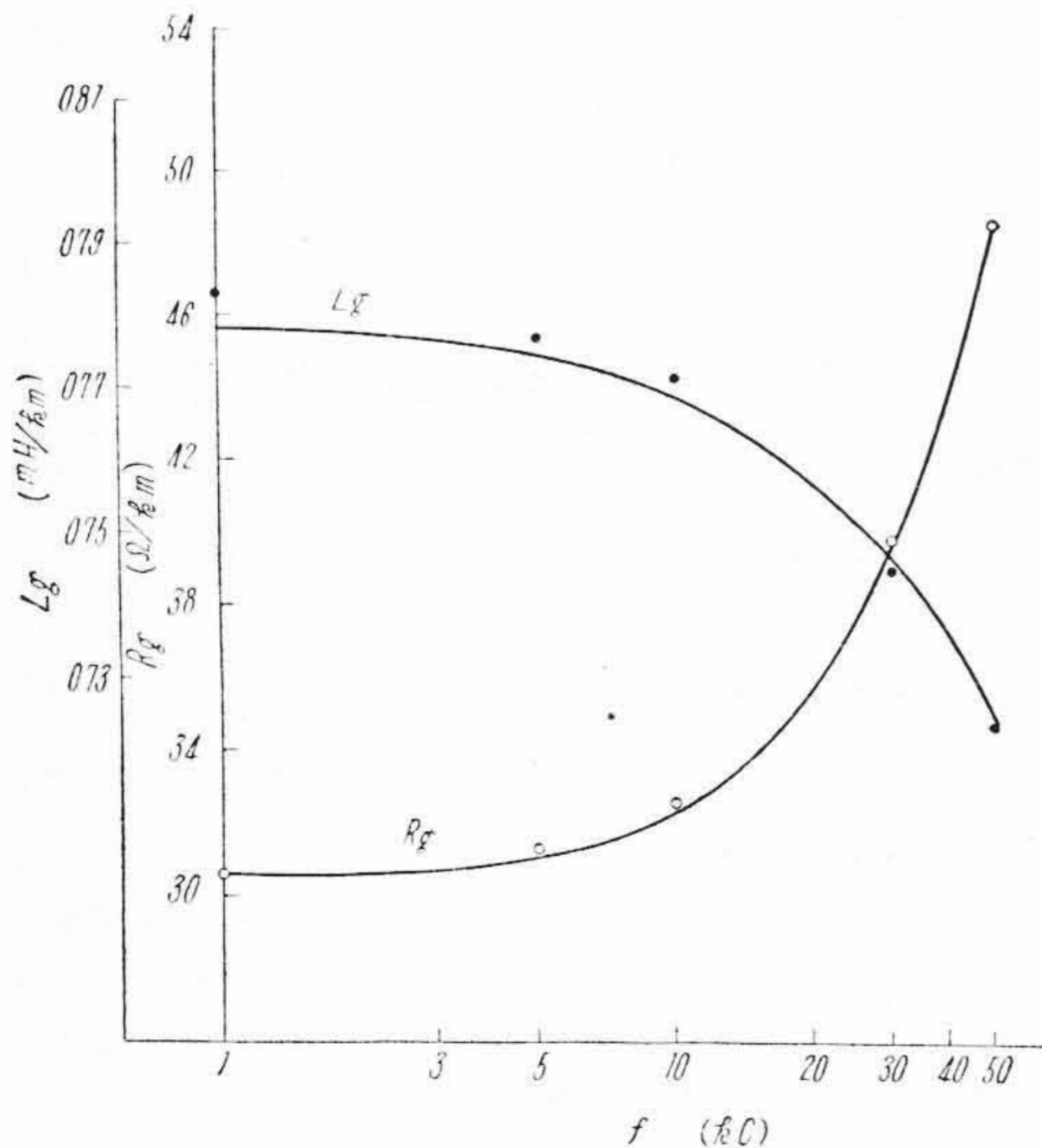
L_i : 表皮作用のインダクタンス

第 3 表 内径 3.6 mm のアルミニウムシースを有する星型クワッド実回線の一次定数
 Table 3. Primary Constants for Side Circuit of Star Quad with Aluminum Sheath, Whose Inner Radius Is 3.6 mm

定 数		周 波 数	10 kc	20 kc	30 kc	40 kc	50 kc
抵 抗 (Ω/km)	R_i		30.92	32.11	33.94	36.31	38.94
	R_n		0.35	1.22	1.56	2.22	2.66
	R_h		2.48	3.51	4.30	4.96	5.55
	R_g		33.75	36.84	39.80	43.49	47.15
インダクタンス (mH/km)	L_a		0.667	0.667	0.667	0.667	0.667
	L_i		0.099	0.097	0.094	0.090	0.086
	L_n		-0.002	-0.005	-0.007	-0.009	-0.011
	L_h		-0.120	-0.132	-0.137	-0.140	-0.142
	L_g		0.644	0.627	0.617	0.608	0.600

第 4 表 内径 5.6 mm のアルミニウムシースを有する星型クワッド実回線の一次定数
 Table 4. Primary Constants for Side Circuit of Star Quad with Aluminum Sheath, Whose Inner Radius Is 5.6 mm

定 数		周 波 数	10 kc	20 kc	30 kc	40 kc	50 kc
抵 抗 (Ω/km)	R_i		30.92	32.11	33.94	36.31	38.94
	R_n		0.71	2.10	3.21	4.56	5.46
	R_h		0.63	0.90	1.10	1.27	1.42
	R_g		32.26	35.11	38.25	42.14	45.82
インダクタンス (mH/km)	L_a		0.667	0.667	0.667	0.667	0.667
	L_i		0.099	0.097	0.094	0.090	0.086
	L_n		-0.003	-0.010	-0.015	-0.019	-0.023
	L_h		-0.054	-0.057	-0.058	-0.059	-0.060
	L_g		0.709	0.697	0.688	0.679	0.670



第 4 図 メッセージワイヤ付通信ケーブル実回線の一次定数の計算値と実験値との対比
 ● = L_g の測定値 ○ = R_g の測定値

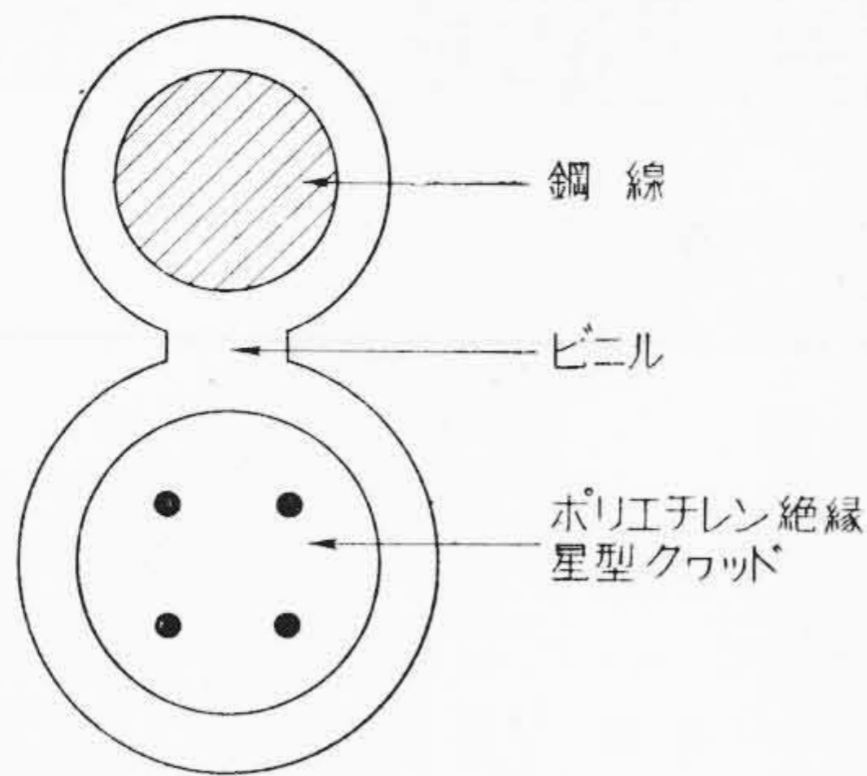
Fig. 4. Schematic Representation of Calculated Values of Primary Constants for Side Circuit of Self-Supporting Communication Cable, Together with Observed Ones

L_n : 近接作用のインダクタンス

L_m : 鋼線の近接による星型クワッドのインダクタンス変化量

を意味している。 R_i, R_n, L_a, L_i および L_n は現在搬送ケーブルの標準的な定数計算式とされている Kaden の式⁽⁶⁾ を用いた。また厳密に言えば R_n および L_n は鋼線の近接によつて若干の変動は受けているわけであるが、上述の計算例ではこの効果はほとんど無視して差支えない程度である。これらの表から理解される通り、鋼線径とクワッド径とが同程度でその相互距離もきわめて近接しているにもかかわらず一次定数におよぼす影響は意外にも僅少であつて、インダクタンスの増加はかえつて減衰の減少に効果的であるといえよう。また重信回線の場合、鋼線の近接による影響は無視しても大過の無い程度であることがわかる。

以上の例と比較するためこのクワッドを円筒遮蔽体内に收容した場合の一次定数を計算してみよう。いま遮蔽体の半径を r_n 、この材質に比抵抗が $3 \times 10^{-8} \Omega m$ のアルミニウムを用いたものとし、その厚みは十分に厚いものとする。このとき遮蔽体内を流れる渦流による抵抗お



第5図 最近の日立製メッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの断面図

Fig. 5. Sectional View of Self-Supporting Communication Cable, which is Newly Manufactured by Hitachi

よびインダクタンスの変化量をそれぞれ R_h および L_h とし、

$$r_h = h - r_s = 3.6 \text{ mm}$$

および

$$r_h = h = 5.6 \text{ mm}$$

の2つの場合について実回線の一次定数を計算してこの結果を第3表および第4表に示す。以上の例からわかる通り、クワッドに鋼線を平行させる方法に比べて、これを金属体で包囲する方がはるかに大きな減衰を招くことがあきらかである。

最後に、実回線について行つた実測結果との対比を第4図に示す。この測定に供せられた試料はポリエチレン絶縁コアおよびビニルシースをもつ星型クワッドを綿テープを用いて鋼線に固定したもので、長さは約 30 m であつた。なおこのケーブル構造の寸法は前掲の通りである。

[IX] 結 言

以上記述したところによつて星型クワッドに鋼線を平行させた場合の一次定数の変化量は思いのほか少ないことがあきらかとなつた。しかしこの構造のケーブルの減衰は鋼線を取外した場合のそれに較べて約 10% 前後

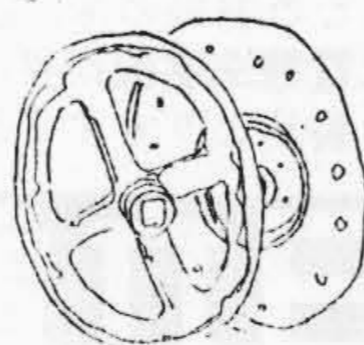
の増加は避けられない。これは鋼線の近接によつて線路の抵抗のほか静電容量が増大するためである。しかしここで注意しなければならないことは、クワッドを鋼線に固定するため金属テープを用いて押え巻きを行う場合、これに基づく一次定数の変化量は著るしく減衰の増加もはなはだしい。したがつて減衰を問題にする場合は決して好ましい方法ではなく、ほかの固定方法が望ましい。このため最近日立製作所において製造されているメッセンジャーワイヤ付通信ケーブルでは第5図に示す方法で鋼線と伝送系とを固定する方式が採用されている。このような構造にすればクワッドの特性をはなはだしく損うことなしに十分な抗張力をケーブルに与えることができ、その減衰も普通のポリエチレン絶縁の搬送ケーブルと同程度にすることが可能である。

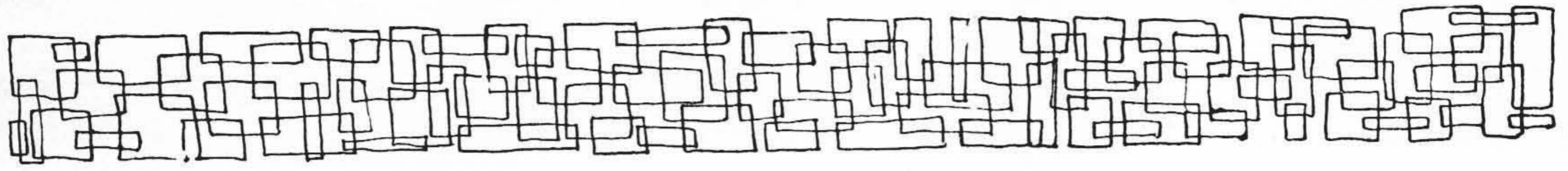
本稿の計算方法は鋼線の径が太くなるにつれて次第に数値計算が厄介となる欠点はあるが、筆者はこれとは別個に鋼線が太い場合にも便利な計算結果を誘導した。これに関する詳細は続報にゆずりたい。また鋼線の近接によるクワッド内の近接作用の変化、対間の電磁結合におよぼす影響に関しても続報に記述したいと思つている。

終りに臨み、メッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの採用を提案され、その実用化を推進された東北電力宮城支店佐藤氏他関係者、東京電力通信課相木、岡両氏他関係者、本研究に対し終始御指導御激励を頂いた日立製作所日立電線工場久本試作課長、多大の御協力を頂いた技術課庄司氏、試作課岩上、野原両君に対し深甚な謝意を表す。

参 考 文 献

- (1) A.S. Windeler: B.S.T.J. 32 1245 (1953)
 - (2) J. A. Carr: Bell Lab. Rec. 19 273 (1941)
信邦外誌 101 610 (昭 16. 8)
 - (3) C.C. Lawson: Bell. Lab. Rec. 32 167 (1954)
 - (4) 藤倉: 電学誌 73 1171 (昭 28. 10)
- 製品紹介—
- (5) 河野: 信学誌 33 658 (昭 25. 12)
 - (6) H.P. Kaden: E.F.D. 52 174 (1939)
信邦外誌 79 814 (昭 14. 10)





日立製作所社員社外講演一覽 (昭和30年3月受付分)

講演月日	主催	演題	所属	講演者
4/下旬	溶接学会	高抗張力鋼の溶接性に関する研究	笠戸工場	小林年夫
5/7	日本鋳物協会	各種銅合金溶解炉における反応生成ガスについて	日立工場	宮田猛
5/7	日本鋳物協会	鋳鉄ピンホール生成に関する一考察	日立工場	小野裕
4/下旬	溶接学会	不銹鋼合板の溶接について	日立研究所	小野健二 渡辺二潔
4/下旬	溶接学会	耐熱鋼 Timken's 16-25-6 溶接部の高温における機械的性質	日立研究所	小野健二 小川浩三
6/4~5	高分子学会	熱天秤による高分子物質の研究 (第11報) メタクリレート重合体の解重合	日立研究所	津久井陸郎 鶴田四郎
6/4~5	高分子学	不飽和ポリエステル重合性について	日立研究所	飯島貞善 古賀四郎 鶴田四郎
5/22~15	電気化学協会	膠質黒鉛塗膜の電気伝導	中央研究所	牟田明徳
3/30	日本学術振興会	接触作用による Mn, Cu, Co ならびに Fe の新検出法	中央研究所	栗田常雄
3/30	日本学術振興会	鋼種簡易鑑別法の研究 (第11報)	中央研究所	栗田常雄
3/30	日本学術振興会	鋼種簡易鑑別法の研究 (第12報)	中央研究所	栗田常雄
3/30	日本学術振興会	鉄鋼中の銅迅速分析法 (総合研究)	中央研究所	栗田常雄
/	日本機械学会	容積式圧縮機の理論と設計	川崎工場	大貫重信
4/1	中国熱管理協会	日立流量計について	多賀工場	佐藤芳男
5/8	電子顕微鏡学会	電子速度分析装置とその分解能について	中央研究所	渡辺宏
5/8	電子顕微鏡学会	電子速度分析装置の応用	中央研究所	渡辺宏
5/8	日本顕微鏡学会	凍結乾燥法の研究	中央研究所	土倉秀次
5/28~29	日本分析化学研究会	低圧サーミスター水素計	中央研究所	北川公登 米田
4/4	京都国鉄技師会	日立断層撮影用 X 線装置	亀戸工場	和田正脩
4/13	大阪営業所	シリコンの概説シリコンガラスクロスおよびガラスマイカ	日立絶縁物工場	日月紋次
4/13		シリコンワニス, シリコンゴム	日立絶縁物工場	友部進
4/15	日本機械学会 鋳物協会	鋳物の肉厚について	亀有工場	西山太喜夫

電化で築く家庭の幸福

むらなく、布地もいたまず、美しく仕上がります



電気洗濯機の生命は石鹼液を攪拌する羽根にあります。洗濯物がよく洗えるかどうかは、石鹼液の流れと速度で決まるのですから、結局はこの羽根の形、回転の角度、速度によつて決まるわけです。

日立電機洗濯機は長い間の研究と実験の成果がみつけたもので、この製品よりもすぐれているという自信をもっております。

日立電気洗濯機

日立製作所

ヒタチランプ 蛍光ランプ 蛍光スタンド 真空管 扇風機 スーパーミキサー 電気冷蔵庫 電気洗濯機 電気掃除機 電気井戸ポンプ 電話機

日立の家庭電気品