

非磁性金属平板に対向したコイルの実効インピーダンス の周波数特性の研究について (第1報)

戸田 圭一*・長島 弘修**

A Study of Frequency Characteristics of Effective Impedance of a Coil
in front of a Thick Non-ferromagnetic Metal Plate (1st Report)

Keiichi TODA and Hironobu NAGASHIMA

Abstract

The effective impedance of a coil varies, when a conductor is approached to the coil. We can know the characteristics of the impedance, getting the Green's function of the electromagnetic field. But it is generally acquired by a complicated integration. Then we integrated the function by approximation in the case of a plane conductor, and it was possible to express the variation of the impedance by elementary functions.

Consequently we were able to calculate easily the characteristics of the impedance of the coil near a conductor. Then it was possible to know the conductivity of a plane conductor by measuring the change of the impedance of the coil at the audio frequency range.

1. 緒言

導体にコイルを接近させた時、導体配置、使用周波数、導電率などがコイルの実効インピーダンスにどのように影響してくるか調べることは、非破壊検査、高周波加熱などを行なう際非常に重要なことである。

尾上等はマクスウェルの電磁方程式をハンケル変換して、平板導体に接近したコイルの実効インピーダンス変化の解析を行なっている¹⁾²⁾。しかし、そのような方法でえられた解は、特殊関数の積分の形をしており、電子計算機の助けなしにその数値解を求めることは困難である。

そこで我々は導体の厚さが電磁波の浸透深さに比べて十分厚く、考えている導体が非磁性体の場合について近似計算を行ない、かつその近似度を知るために、Al, Brass, Cuの導電率の測定を行なった。その結果、比較的良好的な近似式であることがわかった。このことは近似条件の範囲内では電子計算機を用いなく、インピーダンス特性が比較的簡単にえられることを意味するもので、実験を行なう上で非常に便利になった。

2. 理論

2.1 グリーン関数導出の概要

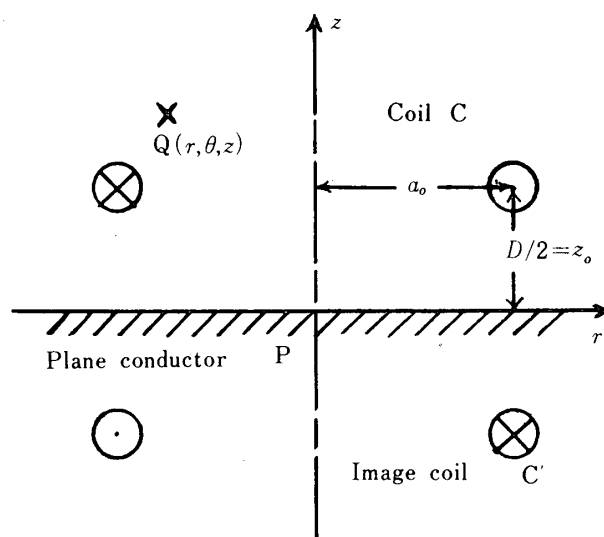


Fig.1 Arrangement of a circular loop

平板導体に接近したコイルの実効インピーダンス変化については、多層導体をも含めて文献3にまとめられているが、説明の都合上均質導体の場合についての概要をここに示しておく。¹⁾

* 電気工学教室

** 大学院工学研究科電気工学専攻

Fig. 1に示すように、単巻円形コイルの中心軸に対して垂直になるような無限に広くて厚い均質な平板導体を考える。コイルの導線中では電流分布は一様であり、線径は十分に小さいものとする。コイルの中心軸と平板導体との交点0を原点にして円筒座標 (r, θ, z) を考える。 z_0 はコイルの存在する z 軸の位置を示す値であり、 a_0 はその半径である。以下電磁気学で慣用されている符号を用いることにし、まぎらわしい時だけ説明することにする。また $\exp(j\omega t)$ は省略することにする。

準定常状態ではマクスウェルの電磁方程式から

$$\text{rot } H = J + \sigma E \tag{1}$$

$$\text{rot } E = -\frac{\partial B}{\partial t} \tag{2}$$

故に比透磁率を K_m として

$$\text{rot rot } H = -j\omega\mu_0\sigma K_m H \tag{3}$$

$$B = \text{rot } A \tag{4}$$

Fig. 1において、コイルは z 軸に関して対称であるのでベクトルポテンシャル A は θ 成分のみが存在すると考えられる。(4)式を(1)式に代入すれば

$$\text{rot rot } A = \mu_0 K_m J \tag{5}$$

すなわち

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA) + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} &= -\mu_0 K_m J \\ &= -j\omega\mu_0\sigma K_m A \end{aligned} \tag{6}$$

(6)式を解くためにつぎのハンケル変換を用いる。

$$g(z, \zeta) = \int_0^\infty r J_1(r\zeta) G dr \tag{7}$$

$$G(r, \zeta) = \int_0^\infty \zeta J_1(r\zeta) g d\zeta \tag{8}$$

微係数のハンケル変換に対しては

$$\int_0^\infty r J_1(r\zeta) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) G dr = -\zeta^2 g \tag{9}$$

Fig. 1のような半径 a_0 、位置 z_0 にある円形コイルに単位電流を流した時のベクトルポテンシャル、すなわちグリーン関数 G をもとめると、(6)式より

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} G = -\mu_0 K_m \delta(r-a_0) \delta(z-z_0) \tag{10}$$

ただし、 $\delta(r-a_0)$ 、 $\delta(z-z_0)$ はディラックの δ 関数をあらわす。(10)式をハンケル変換して次式をうる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \zeta^2 \right) g = -\mu_0 K_m a_0 J_1(a_0\zeta) \delta(z-z_0) \tag{11}$$

$z > 0$ の半空間においては $z \neq z_0$ の点において(11)式の右辺は零となるから

$$g_{-1} = C_{-1} e^{-z\zeta} \quad z > z_0 \tag{12}$$

$$g_0 = C_{01} e^{z\zeta} + C_{02} e^{-z\zeta} \quad z_0 > z > 0 \tag{13}$$

$z = z_0$ において g は連続であるから

$$g_{-1} = g_0 \quad z = z_0 \tag{14}$$

g の微係数に関する境界条件は、(11)式を z_0 の前後の微小区間にわたって積分することによりえられる。

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{z_0-\epsilon}^{z_0+\epsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \zeta^2 \right) g dz = -a_0 J_1(a_0\zeta) \mu_0 K_m \tag{15}$$

故に

$$\frac{\partial}{\partial z} (g_{-1} - g_0) = -a_0 J_1(a_0\zeta) \mu_0 K_m \tag{16}$$

(12)、(13)式を(14)、(16)式に代入すれば

$$C_{-1} = e^{2z_0\zeta} C_{01} + C_{02} \tag{17}$$

$$C_{01} = \frac{a_0 J_1(a_0\zeta)}{2\zeta} e^{-z_0\zeta} \tag{18}$$

(13)式に(17)、(18)式を代入すれば

$$\begin{aligned} g_0 &= C_{01} e^{z\zeta} + C_{02} e^{-z\zeta} \\ &= \frac{a_0}{2\zeta} J_1(a_0\zeta) e^{-z_0\zeta} (e^{z\zeta} - \lambda e^{-z\zeta}) \end{aligned} \tag{19}$$

但し $\lambda = -C_{02}/C_{01}$ は反射率である。導体中においては、(6)式のグリーン関数を G_1 とすれば

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - j\omega\mu_0\sigma K_m \right\} G_1 = 0 \tag{20}$$

(20)式をハンケル変換すれば

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \zeta^2 - j\omega\mu_0\sigma K_m \right) g_1 = 0 \tag{21}$$

したがって

$$g_1 = C_{11} e^{\eta z} + C_{12} e^{-\eta z} \tag{22}$$

但し

$$\eta = \sqrt{\zeta^2 + j\omega\mu_0\sigma K_m} \tag{23}$$

いま、導体は無限に厚いとしているので導体中で反射はない。したがって(22)式は

$$g_1 = C_{11} e^{\eta z} \tag{24}$$

境界面において $z = 0$ の H_r と B_z はそれぞれ連続である。これをハンケル変換でいえば

$$\frac{\partial}{\partial z} (g_0 - g_1) \Big|_{z=0} = 0 \tag{25}$$

$$\mu_0 g_0 = K_m \mu_0 g_1 \tag{26}$$

したがって、導体が無限大の厚みを持ち均質の場合に、円形コイルが導体の反射によって導体外の点 $Q(r, \theta, z)$ につくるベクトルポテンシャル A_{ref} はコイル電流を I_0 として¹⁾³⁾

$$A_{ref} = \frac{\mu_0 K_m a_0}{2} I_0 \int_0^\infty J_1(r\zeta) J_1(a_0\zeta) e^{-(z_0+z)\zeta} \lambda d\zeta \tag{27}$$

ここで

$$\lambda = \frac{\sqrt{\zeta^2 + j\omega\mu_0\sigma K_m} - K_m \zeta}{\sqrt{\zeta^2 + j\omega\mu_0\sigma K_m} + K_m \zeta} \tag{28}$$

故に A_{ref} によってコイル C に誘起される起電力 e は

導体が非磁性体 ($K_m=1$) の場合

$$e = -j\omega 2\pi a_0 A_{ref} \quad (29)$$

$$= -j\omega \mu_0 \pi a_0^2 I_0 \int_0^\infty J_1^2(a_0\zeta) e^{-2z_0\zeta} \lambda d\zeta \quad (30)$$

ここで σ が無限大, すなわち完全反射では(30)式において $\lambda=1$ とおけば⁴⁾

$$e_I = -j\omega \mu_0 \pi a_0^2 I_0 \int_0^\infty J_1^2(a_0\zeta) e^{-2z_0\zeta} d\zeta$$

$$= -j\omega \mu_0 a_0 I_0 \left\{ \left(\frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right\} \quad (31)$$

$$= -j\omega M_I I_0 \quad (32)$$

これは鏡像法で求めたものと一致する。ただし

$$k^2 = \frac{1}{1 + (z_0/a_0)^2} \quad (33)$$

$K(k), E(k)$ は k を母数とする第一種および第二種完全楕円積分であり, M_I はコイル C とその影像コイル C' との間の相互インダクタンスである。多層巻の場合にも同様の意味で用いることにする⁵⁾。

2.2 導体に対向した円形コイルの実効インピーダンス変化

実効インピーダンスの変化をベクトル図であらわす

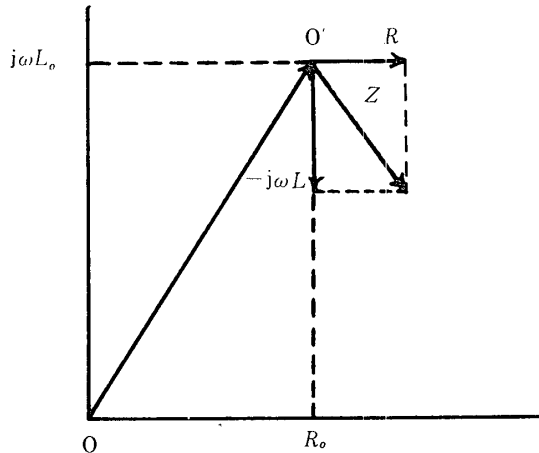


Fig.2 Vector diagram of the impedance of the coil

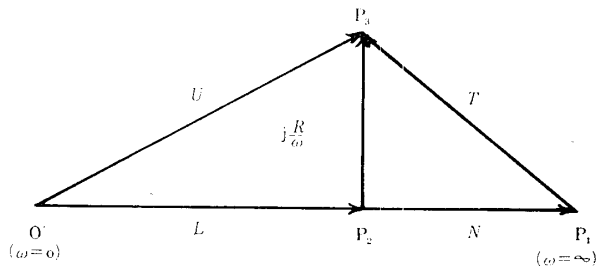


Fig.3 Vector diagram of the variations of the effective impedance (normalized)

ば Fig. 2, Fig 3 のようになる。Fig. 2 において R_0, L_0 はコイル自身の抵抗分, インダクタンス分であり, R, L, Z は導体をおくことによるコイルの抵抗, インダクタンスおよびインピーダンスの変化分を示すものである。Fig. 3 において P_1 は導体上で完全反射が生じている時, P_3 は不完全反射が生じている時の位置ベクトルを示すものである。よって N, R は完全反射状態から不完全反射状態までのインダクタンスおよび抵抗の変化分を示すものである。ここで, R, L は Fig. 2 の意味と全く同じである。したがって

$$M_I = N + L \quad (34)$$

Fig. 2, Fig. 3 の関係はコイルの形に左右されないで, 以後, この二つのベクトル図を基準にして理論を展開する。

$|\zeta^2/j\omega\mu_0\sigma| \ll 1$ として(30)式の λ を展開すれば

$$\lambda = \frac{j\omega\mu_0\sigma + 2\zeta^2 - 2\zeta\sqrt{j\omega\mu_0\sigma} \sqrt{1 - j\zeta^2/\omega\mu_0\sigma}}{j\omega\mu_0\sigma} \quad (35)$$

$$= 1 - j \frac{2\zeta^2}{\omega\mu_0\sigma} + \frac{2j\sqrt{j}}{\sqrt{\omega\mu_0\sigma}} \left\{ 1 - \frac{j}{2} \frac{\zeta^2}{\omega\mu_0\sigma} \right\} \quad (36)$$

ここで, 浸透の深さ $\delta = \sqrt{2/\omega\mu_0\sigma}$ を用いれば(36)式は

$$\lambda = 1 - \delta\zeta \left\{ 1 - \frac{1}{4} (\delta\zeta)^2 \right\} + j\delta\zeta \left\{ 1 - \delta\zeta + \frac{1}{4} (\delta\zeta)^2 \right\} \quad (37)$$

なお

$$\pi a_0^2 \mu_0 \int_0^\infty J_1^2(a_0\zeta) e^{-D\zeta} \zeta^q d\zeta = (-1)^q \frac{\partial^q M_I}{\partial D^q} \quad (38)$$

ただし

$$D = 2z_0 \quad (39)$$

であるので(30)式を(31), (37), (38)式を用いて書きなおせば

$$e = -j\omega M_I I_0 - j\omega \left\{ \frac{\partial M_I}{\partial D} \delta - \frac{1}{4} \frac{\partial^3 M_I}{\partial D^3} \delta^3 \right\} - j \left\{ \frac{\partial M_I}{\partial D} \delta + \frac{\partial^2 M_I}{\partial D^2} \delta^2 + \frac{1}{4} \frac{\partial^3 M_I}{\partial D^3} \delta^3 \right\} I_0 \quad (40)$$

なお, Fig. 3 のベクトル図から

$$e = -j\omega U I_0 = -j\omega (M_I + T) I_0 \quad (41)$$

よって, (40)式と(41)式を比較すれば

$$T = - N + j \frac{R}{\omega} = \frac{\partial M_I}{\partial D} \delta - \frac{1}{4} \frac{\partial^3 M_I}{\partial D^3} \delta^3 - j \left\{ \frac{\partial M_I}{\partial D} \delta + \frac{\partial^2 M_I}{\partial D^2} \delta^2 + \frac{1}{4} \frac{\partial^3 M_I}{\partial D^3} \delta^3 \right\} \quad (42)$$

$$= -\varphi_1 \delta + \varphi_3 \delta^3 + j(\varphi_1 \delta - \varphi_2 \delta^2 + \varphi_3 \delta^3) \quad (43)$$

2.3 導体に対向した多層ソレノイドコイルの実効インピーダンス変化

Fig. 4 のように多層ソレノイドコイルの断面に対し

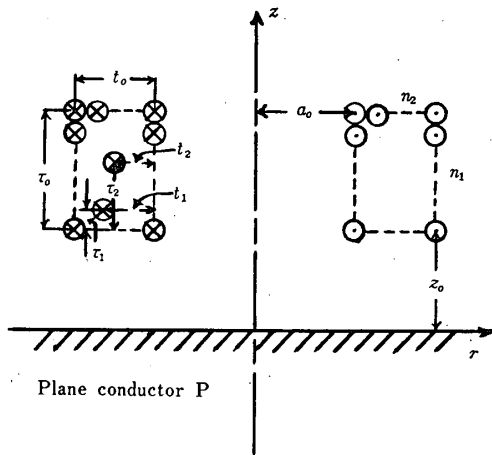


Fig. 4 Arrangement of a multi-layer solenoid coil

て n_1 行, n_2 列の配列にコイルがあり, コイル巾はそれぞれ τ_0, t_0 であるとする. この時, 導体Pからの反射電磁波によるコイルCの完全反射時から不完全反射時までの実効インピーダンス変化は

$$T = \left(\frac{n_1 n_2}{t_0 \tau_0} \right)^2 \int_0^{\tau_0} \int_0^{\tau_0} \int_0^{t_0} F dt_1 dt_2 d\tau_1 d\tau_2 \quad (44)$$

ここで F は

$$F = \mu_0 \pi \int_0^\infty a_1 a_2 J_1(a_1 \zeta) J_1(a_2 \zeta) e^{-D\zeta} (\lambda - 1) d\zeta \quad (45)$$

ただし, $a_1 = a_0 + t_1, a_2 = a_0 + t_2$ であり, D は(39)式の D を拡張して $D = 2z_0 + \tau_1 + \tau_2$ とする. (44)式の積分を実行すれば(43)式と同様 δ に関するべき級数となるので(44)式は

$$T = -\psi_1 \delta + \psi_3 \delta^3 + j(\psi_1 \delta - \psi_2 \delta^2 + \psi_3 \delta^3) \quad (46)$$

(43)式と(46)式を比較すればわかるように, 多層ソレノイドコイルと単層コイルの実効インピーダンスは全く同様に扱うことができる. したがって一般に円形コイルの集合と考えることのできるコイルの実効インピーダンスは

$$T = -N + j \frac{R}{\omega} = -\psi_1 \delta + \psi_3 \delta^3 + j(\psi_1 \delta - \psi_2 \delta^2 + \psi_3 \delta^3) \quad (47)$$

(47)式から, 一般のコイルの実効インピーダンスは $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \delta$ によって関係づけられることがわかる. そこで, 同じ配置で周波数のみ変化させて実効インピーダンスを数回測定すれば ψ_2, ψ_3 は計算によって消去できるので ψ_1 だけを求めれば, 実効インピーダンスと δ , すなわち実効インピーダンスと導電率, 使用周波数の関係を知ることができる.

2.4 平板導体の導電率の算出

$\delta / 2z_0 \ll 1$ の範囲では(47)式の第3項目を省略して

$$\frac{R}{\omega} = \psi_1 \delta - \psi_2 \delta^2 \quad (48)$$

角周波数 ω_1, ω_2 において実効抵抗の変化分 R_1, R_2 を測定すれば

$$\frac{R_1}{\omega_1} = \psi_1 \delta_1 - \psi_2 \delta_1^2 \quad (49)$$

$$\frac{R_2}{\omega_2} = \psi_1 \delta_2 - \psi_2 \delta_2^2 \quad (50)$$

ここで, $\omega_2 = p\omega_1$ とおけば

$$\delta_1 = \sqrt{p} \delta_2 \quad (51)$$

したがって, (49), (50)式より

$$\sigma = \left\{ \frac{\psi_1 (1 - \sqrt{p})}{R_1 - R_2} \right\}^2 \times f_1 \times 10^7 \text{ [}\delta/\text{m]} \quad (52)$$

但し, $\omega_1 = 2\pi f_1, \omega_2 = 2\pi f_2$ であり, δ_1, δ_2 は周波数 f_1, f_2 における浸透深さである.

3. ψ_1 の決定方法

3.1 計算による ψ_1 の決定

3.1.1 円形コイルの場合

$$\psi_1 = -\frac{\partial M_I}{\partial D} = -\mu_0 a_0 \frac{\partial}{\partial D} \left\{ \left(\frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right\} \quad (53)$$

$$= -\frac{\mu_0}{2} \left\{ \frac{2-k^2}{1-k^2} E(k) - 2K(k) \right\} \quad (54)$$

ここで, $k^2 = 1$, すなわち $D/2a_0 \ll 1$ とすれば

$$\psi_1 = -\frac{\mu_0}{2} \left\{ \frac{2a_0}{D} - \frac{D}{a_0} \ln \frac{8a_0}{D} \right\} \quad (55)$$

3.1.2 単層ソレノイドコイルの場合

Fig. 4 において $n_2 = 1$ の場合には多層ソレノイドコイルは単層ソレノイドコイルとなり, ψ_1 は³⁾

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \left(\frac{n_1}{\tau_0} \right)^2 \int_0^{\tau_0} \int_0^{\tau_0} \frac{\partial m_I}{\partial D} dt_1 dt_2 \\ &= \frac{\mu_0 n_1^2}{a_0 \tau_0^2} \left\{ \frac{2}{3} \left\{ (z_0 + \tau_0)^3 \ln(z_0 + \tau_0) - 2 \left(z_0 + \frac{\tau_0}{2} \right)^3 \ln \left(z_0 + \frac{\tau_0}{2} \right) + z_0^3 \ln z_0 \right\} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{9} \left\{ (z_0 + \tau_0)^3 - 2 \left(z_0 + \frac{\tau_0}{2} \right)^3 + z_0^3 \right\} \right. \\ &\quad \left. \times (5 + \ln 4 a_0) \right. \\ &\quad \left. + 2 a_0^2 \left\{ (z_0 + \tau_0) \ln(z_0 + \tau_0) - 2 \left(z_0 + \frac{\tau_0}{2} \right) \ln \left(z_0 + \frac{\tau_0}{2} \right) + z_0 \ln z_0 \right\} \right\} \quad (56) \end{aligned}$$

ここで m_{ij} は i 行 j 列のコイルと k 行 l 列のコイルの
 影像コイルとの間の相互インダクタンスである。単相
 ソレノイドコイルの場合は $j=l=1$ となる。また
 $(\tau_0+z_0)/a_0 \ll 1$ でなければならない。

3.2 実験による ψ_1 の決定

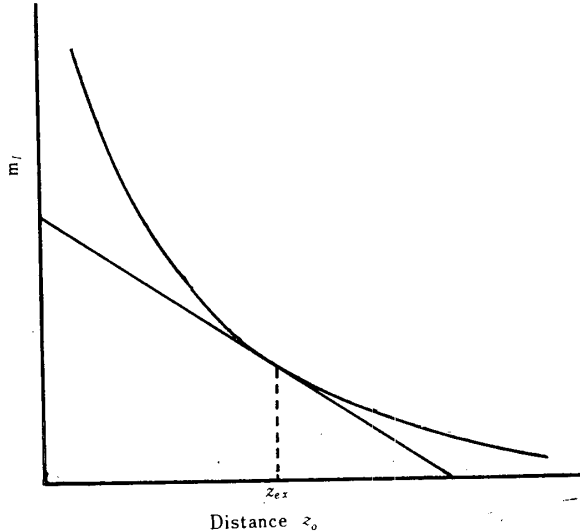


Fig.5 General relation between the mutual inductance m_1 and the distance z_0

距離 z_0 を変化させてコイルの相互インダクタンス
 M_I を測定すれば Fig. 5 のようになる。(42)と(43)式を
 比較すれば ψ_1 は

$$\psi_1 = - \left. \frac{\partial M_I}{\partial D} \right|_{z_0=z_{ex}} = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial M_I}{\partial z_0} \right|_{z_0=z_{ex}} \quad (57)$$

したがって、 ψ_1 はグラフより求めることができる。
 なお、 M_I は割合に高い周波数を用いれば⁵⁾

$$M_I \approx L + \frac{R}{\omega} \quad (58)$$

以上は単巻コイルを例にとっているが、多層ソレノ
 イドコイルの場合にも全く同様に ψ_1 の決定ができる。

4. 実験及び実験結果

4.1 実験方法

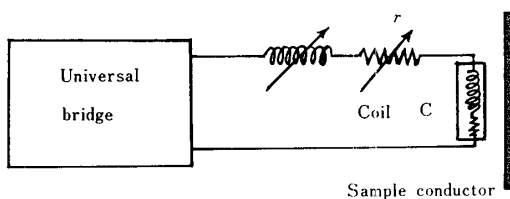


Fig.6 Measuring circuit

実験はFig. 6 のような配線でおこなった。ここで、
 l, r は可変自己誘導器 (2.0~1.5 [mH])、ブラシ
 型可変抵抗器 (0.1~1000 Ω) である。使用コイルは
 $a_0=61.0$ [mm]、 $t_0=5.4$ [mm]、線径 $\alpha=0.2$

[mm] であり、実験はつぎの手順で行なった。

- i) 導体のない状態で l, r をある値に固定して、
 万能ブリッジの同調をとる。
- ii) コイル C を試料導体に接近させ l, r を l', r'
 に変化して再び同調をとる。
- iii) その時、コイル C の実効インダクタンス N 、実
 効抵抗 R は次式で示される。

$$R = r' - r \quad (59)$$

$$N = M_I + l' - l \quad (60)$$

4.2 実験結果

4.2.1 ψ_1 の決定

(i) 実験による ψ_1 の決定

周波数 $f=10$ [kHz] において z_0 を変化させて
 N, R を測定し、(60)式によって M_I を求めれば Table
 1 のようになる。Fig. 7 はこれをグラフにプロットし
 たものである。 $z_{ex}=9.1$ [mm] において接線を引け
 ば

$$- \left. \frac{\partial M_I}{\partial z_0} \right|_{z_0=9.1 \text{ [mm]}} = 0.496 \text{ [H/m]} \quad (61)$$

故に(57)式より $\psi_1=0.248$ [H/m] となる。

(ii) 計算による ψ_1 の決定

(60)式において、 $z_0=9.1$ [mm]、 $t_0=5.4$ [mm]、
 $a_0=61.0$ [mm]、 $n_0=316$ を代入すれば $\psi_1=0.254$
 [H/m] をうる。ただし、 z_0, t_0, a_0 は MKS 単位
 系に換算して用いる必要がある。計算結果は実験によ
 り求めた値とよく一致している。以下実験はすべて上
 記のコイルを用いることにし、 ψ_1 としては 0.254 [H
 /m] を用いることにする。

4.2.2 導電率の測定

$z_0=9.1$ [mm] において実効インピーダンスを測定
 し、7 [kHz] を基準にして(62)式で計算を行なった
 Cu, Al, Brass の導電率を Table 2 に示す。Table 3
 は資料を線状に切り、直流電位差計を用いて測定した

Table 1 Experimental values of mutual inductance M_I versus the distance z_0

z_0 [mm]	L [mH]	R [Ω]	$M_I = L + \frac{R}{\omega}$ [mH]
8.25	8.57	11.8	8.76
8.75	8.26	11.0	8.44
9.25	8.02	10.4	8.19
9.75	7.79	9.9	7.95

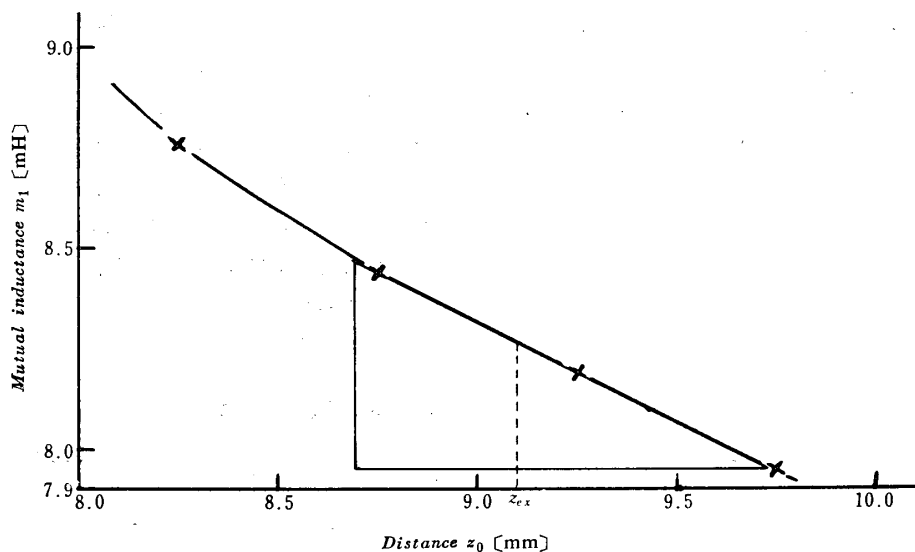


Fig.7 Relation between the mutual inductance m_1 and the distance z_0 , by the experimental results

Table 2 Conductivities calculated from the experimental values

f [KHz]	Sample conductor	N [mH]	R [Ω]	$\sigma \times 10^7$ [σ/m]
7.0	Cu	7.94	8.6	
	Al	7.81	11.0	
	Brass	7.51	15.5	
5.0	Cu	7.91	7.1	5.5
	Al	7.87	9.2	3.4
	Brass	7.74	13.0	1.7
3.5	Cu	7.85	6.0	5.3
	Al	7.80	7.6	3.4
	Brass	7.65	10.6	1.6
1.0	Cu	7.56	3.0	5.4
	Al	7.50	3.8	3.4
	Brass	7.30	5.1	1.6

Table 3 Comparison of conductivities between our method and d.c. measurement

Sample Conductor	$\sigma_1 \times 10^7$ [σ/m]	$\sigma_2 \times 10^7$ [σ/m]
Cu	5.8	5.4
Al	3.6	3.4
Brass	1.6	1.6

Table 4 Dimensions of the conductor

Sample Conductor	Longitude [mm]	Width [mm]	Thickness [mm]
Cu	300	290	19
Al	310	310	12
Brass	350	350	9

導電率 σ_1 と式を用いて計算した導電率 σ_2 との比較を示している。各試料導体の寸法は Table 4 に与えている。

5. 結 言

導体にコイルを接近させた時の実効インピーダンス変化を示す厳密解析は一般にかなりやっかいなものであるが、非磁性の平板導体にコイルを接近させた時のインピーダンス変化の近似式をうることができた。その式を用いて導電率を求めてみた。その結果、10%以内のばらつきにおさえることができた。式からわかるように導電率 σ を求める場合、自乗しなければならぬので測定精度から考えてもよく一致していると思われる。なお参考のために直流測定による導電率 σ を示しておいたが、誤差は10%以内におさまっている。しかし、この方法では導体、コイル間の距離 z_0 と浸透の深さ δ の比 δ/z_0 が2より十分小である必要があり、2に近くなると近似精度が非常に悪くなるのでこの点を今後改良したい。

参 考 文 献

- 1) 尾上守夫：電学誌，88，162 (1968)
- 2) 大山一城：非破壊検査，12，197 (1963)
- 3) 戸田圭一，長島弘修：電気四学会中国支部連合大会 (1969)
- 4) G. N. Watson: "A Treatise on the theory of Bessel Functions" Cambridge University Press (1962) p. 390
- 5) 戸田圭一：非破壊検査，17，513 (1968)

(昭和45年4月15日受理)