

電磁誘導起爆法に関する理論的研究 (II)

谷 口 敬 一 郎

この起爆法において用いられる励磁用ループは、一般に地表面や海面または海底面に設置されるのがふつうであるが、このような場合、導電性媒質による影響を検討しておく必要がある。この研究では、円形ループについての問題をとりあげ、Maxwell の電磁方程式を解くことによって解を導いた。この結果、ループの中心における媒質の影響は、ループの大きさの2乗・ループに流す電流の周波数・媒質の導電率の相乗積によってきまることが明らかにされた。

理論的考察の結果にしたがって、実用的な例について検討してみると、比較的導電性の低い土地では余り影響が現われないが、海水のような場合には相当な磁界の減小が生ずるので注意を要することが判明した。

1. 緒言

電磁誘導現象を利用した遠隔起爆法に関する理論的考察の第1段階として、空気中における矩形・正方形・円形の各ループによって作られる磁界の強さを求め、それらの結果についてさきに報告した¹⁾。

実際上の問題としては、励磁ループが作る1次磁界の中に受信コイルを置き、このコイルの両端に生ずる誘起起電力を起爆用の電源とするのであるが、このような使用方法において、発生する磁界周辺の媒質の影響については十分に吟味しておく必要がある。

電磁界が媒質の性質によって変化する現象の理論的な取り扱い、もはや Biot-Savart の法則による直接的な解法では困難で、Maxwell の電磁方程式から出発して、当面する問題の諸条件に基づき解を求めることになる。しかし、得られる解の形は一般に非常に複雑で、直接数値計算を行なうことができるのは、ごく限られた単純な条件のもとにおいてのみである。

本報告では、空気と媒質ならびにループとコイルとの位置などに関して、実際上の条件を考慮しながら理論的な考察を加え、ループの中心における磁界を計算して種々検討を行なった。

2. 電磁方程式

電磁誘導現象の理論的基本となる Maxwell の電磁方程式はつぎのように書かれる。

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\partial \mathbf{B} / \partial t, \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \mathbf{I} + \partial \mathbf{D} / \partial t, \\ \text{div } \mathbf{D} &= \rho_t, \\ \text{div } \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 \mathbf{E} は電界、 \mathbf{B} は磁束密度、 \mathbf{H} は磁界、 \mathbf{I} は伝導電流、 \mathbf{D} は変位電流でそれぞれベクトル量であり、 ρ_t は電荷密度である。

媒質の誘導的、磁氣的、導電的關係は次式によって定められる。

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{I} &= \sigma \mathbf{E} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 ϵ 、 μ 、 σ はそれぞれ媒質の誘電率、透磁率、導電率であり、真空中では、

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_0 &= 10^7 / 4\pi c^2 (F/m) \\ \mu_0 &= 4\pi / 10^7 (H/m) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

昭和51年12月21日受理
 関西大学工学部土木工学科 〒564 吹田市千里山東3丁目

となる。ただし c は光速で $3 \times 10^8 \text{ m/sec}$ である。

式(1)を円柱座標系 (ρ, ϕ, z) で表わせば、つぎのように書かれる。

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} = \frac{\partial B_\rho}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_\rho}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial \rho} = -\frac{\partial B_\phi}{\partial t}, \quad \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\phi) - \frac{\partial E_\rho}{\partial \phi} \right] = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \quad (4.a)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = I_\rho + \frac{\partial D_\rho}{\partial t}, \quad \frac{\partial H_\rho}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial \rho} = I_\phi + \frac{\partial D_\phi}{\partial t}, \quad \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} (\rho H_\phi) - \frac{\partial H_\rho}{\partial \phi} \right] = I_z + \frac{\partial D_z}{\partial t} \quad (4.b)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho D_\rho) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial D_\phi}{\partial z} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho \epsilon \quad (4.c)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho B_\rho) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (4.d)$$

3. 境界条件

ループの各点における電流の位相が問題となるような高い周波数を取り扱う場合は別として、空気中におかれた円形のループに周波数 f の交流 ($2\pi f = \omega$)

$$i = I \cos \omega t = IR_e^{-j\omega t} \quad (5)$$

を流したときの磁界は、直流の場合と同様な形式でつぎのように表わすことができる。すなわち、1次磁界を

$$H_e \cos \omega t = H_e R_e^{-j\omega t} \quad (6)$$

とすれば、第1報の式(16)と同様に磁界の3成分は

$$\left. \begin{aligned} H_{e\rho} &= \pm \frac{aI}{2} \int_0^\infty e^{\mp z\lambda} J_1(\rho\lambda) J_1(a\lambda) \lambda d\lambda; \quad z \geq 0, \\ H_{e\phi} &= 0 \\ H_{ez} &= \frac{aI}{2} \int_0^\infty e^{\mp z\lambda} J_0(\rho\lambda) J_1(a\lambda) \lambda d\lambda; \quad z \geq 0, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

となる。これらの磁界は電流 i と同相であり、また実数である。ここに、 a はループの半径である。

いま、Fig. 1のように空気中 ($\sigma_0=0, \mu_0, \epsilon_0$) に絶縁された円形ループが水平に置かれ、ループ面から下方 $z=+h$ に導電性の半無限媒質 ($\sigma_1, \mu_1, \epsilon_1$) との境界面が存在する場合について考える。空気中に生ずる磁界は1次磁界 $H_e R_e^{-j\omega t}$ と導電性媒質の存在によって2次的に生ずる磁界 $H_1 R_e^{-j\omega t}$ とのベクトル和であるとし、媒質中の磁界を $H_1 R_e^{-j\omega t}$ とする。また、空気中および媒質中の電界をそれぞれ $E_0 R_e^{-j\omega t}$ および $E_1 R_e^{-j\omega t}$ と仮定する。このような場合、空気と媒質との境界面においては、つぎのような境界条件が成立する。

$$\left. \begin{aligned} H_{e\rho} + H_{1\rho} &= H_{1\rho} \\ H_{ez} + H_{1z} &= \mu_{r1} H_{1z} \end{aligned} \right\}, \quad z = h \quad (8)$$

ただし、 μ_{r1} は、 $\mu_1 = \mu_{r1} \cdot \mu_0$ としたときの係数で比透磁率とよばれる。

4. 解法

円柱座標系によって表わされるこの問題は明らかに軸対称形であり、物理性を顧慮すれば電界は ϕ -成分のみ、磁界は ρ -および z -成分のみが存在することになるので、式(4)はつぎのように簡単になる。

$$\frac{\partial E_\phi}{\partial z} = \mu \frac{\partial H_\rho}{\partial t}, \quad \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\phi) \right] = \mu \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad \frac{\partial H_\rho}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial \rho} = \sigma E_\phi + \epsilon \frac{\partial E_\phi}{\partial t} \quad (9)$$

この式から磁界の成分を消去すれば、

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\phi) \right] + \frac{\partial^2 E_\phi}{\partial z^2} - (\mu\sigma - j\omega\mu\epsilon) \frac{\partial E_\phi}{\partial t} = 0 \quad (10)$$

が得られる。

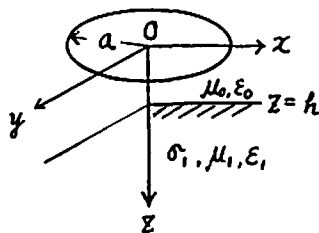


Fig. 1 Schematic diagram of circular loop and medium.

いま、空気中では $\sigma = 0$ 、また、当面している問題で用いられるような低い周波数では、変位電流の項が無視できるものとすれば、空気中ならびに媒質中の電界は次式のように書かれる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (E_{0\rho}) \right] + \frac{\partial^2 E_{0\rho}}{\partial z^2} = 0; \quad z < +h, \\ \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_{1\rho}) \right] + \frac{\partial^2 E_{1\rho}}{\partial z^2} + k^2 E_{1\rho} = 0; \quad z > +h \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

ただし、

$$k_1^2 = j\omega\mu_1\sigma_1 \dots\dots\dots (12)$$

である。式 (11) は変数分離によって解くことができ、その解は

$$\left. \begin{aligned} E_{0\rho}(\rho, z) &= \int_0^\infty L_0(\lambda) e^{z\lambda} J_1(\rho\lambda) d\lambda; \quad z < +h \\ E_{1\rho}(\rho, z) &= \int_0^\infty L_1(\lambda) e^{-z\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} J_1(\rho\lambda) d\lambda; \quad z > +h \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

で与えられる。ただし、 $L_0(\lambda)$ 、 $L_1(\lambda)$ は λ に関する未知関数である。

式 (13) を式 (9) に代入し、

$$\frac{\partial}{\partial \rho} [\rho J_1(\rho\lambda)] = \rho\lambda J_0(\rho\lambda) \dots\dots\dots (14)$$

の関係を利用して、それぞれの境界の成分を求めればつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} H'_{1\rho} &= -\frac{1}{j\omega\mu_0} \int_0^\infty L_0(\lambda) e^{z\lambda} J_1(\rho\lambda) \lambda d\lambda, \\ H'_{1z} &= \frac{1}{j\omega\mu_0} \int_0^\infty L_0(\lambda) e^{z\lambda} J_0(\rho\lambda) \lambda d\lambda, \\ H_{1\rho} &= \frac{1}{j\omega\mu_1} \int_0^\infty L_1(\lambda) e^{-z\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} J_1(\rho\lambda) \sqrt{\lambda^2 - k_1^2} d\lambda, \\ H_{1z} &= \frac{1}{j\omega\mu_1} \int_0^\infty L_1(\lambda) e^{-z\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} J_0(\rho\lambda) \lambda d\lambda \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

これらを式 (8) の境界条件に代入して未知関数 $L_0(\lambda)$ および $L_1(\lambda)$ を定めれば、

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{j\omega\mu_0} L_0(\lambda) &= \frac{aI}{2} \frac{\mu_{r1}\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}}{\mu_{r1}\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} e^{-z_0\lambda} L_1(a\lambda), \\ \frac{1}{j\omega\mu_0} L_1(\lambda) &= \frac{aI}{2} \frac{2\mu_{r1}\lambda}{\mu_{r1}\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} e^{-h(\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k_1^2})} J_1(a\lambda) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

が得られる。この結果を式 (15) に代入して、空気中ならびに媒質中における磁界を求めれば、つぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} H_{0\rho} &= H_{e\rho} + H'_{1\rho} = \frac{aI}{2} \int_0^\infty \left(e^{-z\lambda} - \frac{\mu_{r1}\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}}{\mu_{r1}\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} e^{-(z-2h)\lambda} \right) J_1(\rho\lambda) J_1(a\lambda) \lambda d\lambda, \\ H_{0z} &= H_{e z} + H'_{1z} = \frac{aI}{2} \int_0^\infty \left(e^{-z\lambda} + \frac{\mu_{r1}\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}}{\mu_{r1}\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} e^{-(z-2h)\lambda} \right) J_0(\rho\lambda) J_1(a\lambda) \lambda d\lambda, \quad +h > z > 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

$$\left. \begin{aligned} H_{1\rho} &= \frac{aI}{2} \int_0^\infty \frac{2\mu_{r1}\lambda\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}}{\mu_{r1}\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} e^{-h\lambda + (h-z)\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} J_1(\rho\lambda) J_1(a\lambda) d\lambda, \\ H_{1z} &= \frac{aI}{2} \int_0^\infty \frac{2\mu_{r1}\lambda^2}{\mu_{r1}\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} e^{-h\lambda + (h-z)\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} J_0(\rho\lambda) J_1(a\lambda) d\lambda, \quad z > +h \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

媒質の影響を考慮した場合の境界の各成分は式 (17) および式 (18) によって得られたが、これらから各点における磁界を計算するのはかなり困難である。ここでは、実際上の諸条件のもとに問題を単純化して考えることにする。

5. ループの中心における磁界

媒質を一般の大地または海水とすれば、 $\mu_{r1} = 1$ 、すなわち、 $\mu_1 = \mu_0$ とみなすことができる。ループが地表面または海水面上に設置されたとすれば、 $h = 0$ で、媒質中における垂直磁界を与える式 (18) の第 2 式は

$$H_{1z} = \frac{aI}{2} \int_0^\infty \frac{2\lambda^2}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} e^{-z\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} J_0(\rho\lambda) J_1(a\lambda) d\lambda \dots\dots\dots (19)$$

となる。

ループの中心点における磁界は、 $z=0, \rho=0$ であるから、式 (19) に代入すれば

$$H_{1z} = \frac{aI}{2} \int_0^\infty \frac{2\lambda^2}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} J_1(a\lambda) d\lambda \dots (20)$$

が得られる。ただし、

$$k_1^2 = j\omega\mu_0\sigma_1 \dots (21)$$

である。媒質が存在しなければ、 $k_1^2=0$ で第1報の式 (20) に一致する。

式 (20) の積分は以下のような手段を用いて求めることができる。すなわち、

$$\begin{aligned} H_{1z} &= -\frac{aI}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial a} \int_0^\infty \frac{2\lambda}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} J_0(a\lambda) d\lambda = -\frac{aI}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial a} \cdot \frac{2}{k_1^2} \int_0^\infty (\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}) J_0(a\lambda) \lambda d\lambda \\ &= -\frac{aI}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial a} \cdot \frac{2}{k_1^2} \int_0^{k_1} \eta \cdot d\eta \int_0^\infty \frac{J_0(a\lambda)}{\sqrt{\lambda^2 - \eta^2}} \lambda d\lambda = -\frac{aI}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial a} \cdot \frac{2}{k_1^2} \int_0^{k_1} \frac{e^{jka}}{a} \eta \cdot d\eta \\ &= -\frac{I}{k_1^2} \cdot \frac{1}{a^2} [3 + e^{jka} (k_1^2 a^2 + 3jka - 3)] \end{aligned}$$

簡単のために、 $jka = -(1-j)\xi$ 、すなわち、

$$\xi^2 = \omega\mu_0\sigma_1 a^2 / 2 \dots (22)$$

とおけば、

$$H_{1z} = \frac{I}{2a} \cdot \frac{j}{\xi^2} [3 + e^{-\xi} (\cos \xi + j \sin \xi) \{2\xi^2 - 3(1-j) - 3\}] \dots (23)$$

となる。これから実数部と虚数部とに分離すれば、

$$\left. \begin{aligned} R_e H_{1z} &= \frac{I}{2a} \cdot \frac{-e^{-\xi}}{\xi^2} [(2\xi^2 + 3\xi) \cos \xi - (3\xi + 3) \sin \xi], \\ Im H_{1z} &= \frac{I}{2a} \cdot \frac{1}{\xi^2} [3 - e^{-\xi} \{(3\xi + 3) \cos \xi + (2\xi^2 + 3\xi) \sin \xi\}] \end{aligned} \right\} \dots (24)$$

と書かれる。ここで、 $R_e H_{1z}$ は空気中における1次磁界 H_{e0} と同相の成分であり、 $Im H_{1z}$ はこれと $\pi/2$ の位相差をもつ成分(離相成分)を表わしている。すなわち、導電性の媒質の存在のために、1次磁界とある位相差をもつ磁界が生ずることになり、その位相角を φ とすれば、

$$\varphi = \tan^{-1}(Im H_{1z} / R_e H_{1z}) \dots (25)$$

で与えられる。

Fig. 2は式 (24) で示される $R_e H_{1z}$ 、 $Im H_{1z}$ ならびに $|H_{1z}| = \sqrt{R_e H_{1z}^2 + Im H_{1z}^2}$ を計算した結果を図示した

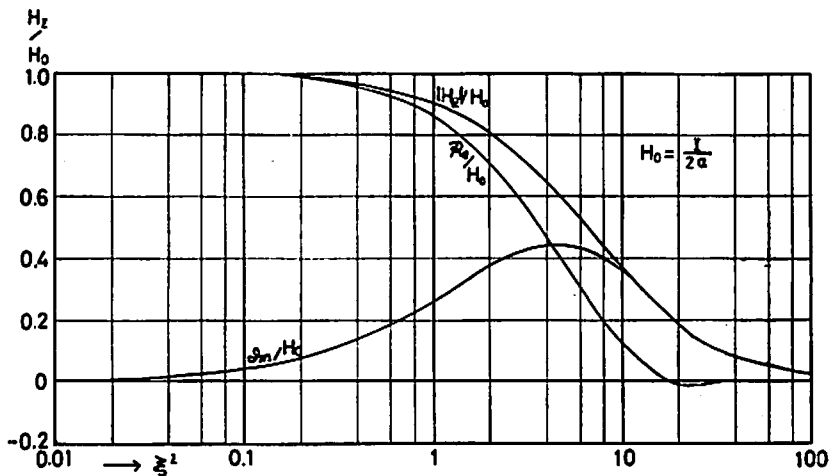


Fig. 2 Magnetic fields affected by medium at the center of loop

もので、横軸には式 (22) で示される ξ^2 の値をとり、縦軸は磁界の各成分を空气中における円形ループの中心における磁界 $H_{0z}=I/2a$ との比で表わしている。1次磁界と同相の実数成分は ξ^2 が小さいときは1に近い値をとり、 $\xi^2 \approx 19.4$ で0となり、それ以上では振動的に減衰する。虚数成分は ξ^2 が小さいときは0に近いが、 $\xi^2 \approx 4.8$ で最大値0.45となり、ふたたび0に近づく。 $|H_{1z}|$ は ξ^2 の小さいところでは同相成分に、大きいところでは離相成分に近似する。

6. 多層構造の解

Fig. 3 に示されるように、媒質が水平2層構造をなす場合にも、前述したのと同様な考察によって解くことが

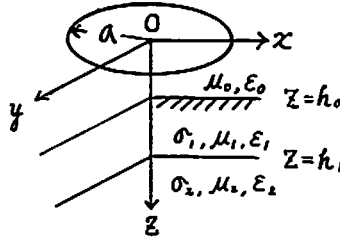


Fig. 3 Schematic diagram of two layers

できる。媒質の比透磁率が、 $\mu_{r1}=\mu_{r2}=1$ であり、ループが媒質の表面上に置かれた場合のループ中心における磁界は

$$H_{1z} = \frac{aI}{2} \int_0^{\infty} (1+F_2) J_1(a\lambda) \lambda a \lambda \dots \dots \dots (26)$$

で与えられる。ただし、

$$F_2 = \frac{K_1 + K_2 e^{-2\gamma_1 h_1}}{1 + k_1 k_2 e^{-2\gamma_1 h_1}},$$

$$K_1 = (\lambda - \gamma_1) / (\lambda + \gamma_1),$$

$$K_2 = (\gamma_1 - \gamma_2) / (\gamma_1 + \gamma_2),$$

$$\gamma_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2},$$

$$\gamma_2 = \sqrt{\lambda^2 - k_2^2},$$

$$k_1^2 = j\omega\mu_0\sigma_1,$$

$$k_2^2 = j\omega\mu_0\sigma_2$$

である。

3層構造に対しても式 (26) と同様な形式で与えられ、この場合の F_3 はつぎのようになる。

$$F_3 = \frac{K_1 + K_2 e^{-2\gamma_1 h_1} + K_3 e^{-2\gamma_1 h_1 - 2\gamma_2 (h_2 - h_1)} + K_1 K_2 K_3 e^{-2\gamma_2 (h_2 - h_1)}}{1 + K_1 K_2 e^{-2\gamma_1 h_1} + K_1 K_3 e^{-2\gamma_1 h_1 - 2\gamma_2 (h_2 - h_1)} + K_2 K_3 e^{-2\gamma_2 (h_2 - h_1)}}$$

ただし、

$$K_3 = (\gamma_2 - \gamma_3) / (\gamma_2 + \gamma_3),$$

$$\gamma_3 = \sqrt{\lambda^2 - k_3^2},$$

$$k_3^2 = j\omega\mu_0\sigma_3$$

である。

7. 実用上の考察

土地または海水のような媒質の存在によって、ループの作る磁界の強さが減少するという現象は Fig. 2 の結果で明らかにされたが、磁界の変化は式 (24) で示されるように ξ の値によってきまる。また、式 (22) で与えられるように、 $\xi^2 = \pi f \mu_0 \sigma_1 a^2$ であるから、ループに流す電流の周波数・媒質の導電率・ループ半径の2乗の積が一定であれば、磁界の減少する割合は一義的に定まる。したがって、模型実験等で a を縮小するような場合には、それにみあって、 f , σ_1 を大きくし、実際使用する条件と同様な ξ^2 の値を選定すればよいことになる。

現在、実験的に用いられている電磁誘導起爆法は使用周波数が 550Hz, a は目的によって異なるが最大 50m 程

度で、これを例にとって具体的に検討してみることにする。いま、普通の土地の上でこれを実施するとすれば、一般的な土地の比抵抗値を $100\Omega \cdot \text{m}$ とし、 $\sigma_1=0.01 \text{ v/m}$ であるから、 $\xi^2=0.054$ となる。Fig. 2 を参照すれば、 ξ^2 がこのように小さな値であるときは $|H_{1z}|/H_0 \approx 1$ であるから、このような使用条件のもとでは土地の影響は無視してもさしつかえないということになる。媒質が海水である場合には、 $\sigma_1 \approx 3 \text{ v/m}$ であり、この場合は $\xi^2=16.3$ となる。同じく Fig. 2 によれば、このときは $|H_{1z}|/H_0 \approx 0.25$ の値となり、海水の影響によってループ中心における磁界は空気中のその 1/4 に減少するという結果が得られる。土地の影響が無視できれば海底にループを張って、その内に受信コイルを置いた場合も同様な考え方が成立することになる。

ループが作る磁界の中に受信コイルを置いたとき、コイルに誘起される電圧 e は、

$$e = \omega \mu_0 n \sin \theta \int_s H \quad \dots \dots \dots (27)$$

で与えられる。ここに、 n はコイルの巻数、 θ はコイルの面と磁界の方向とのなす角、 $\int_s H$ はコイル面における磁界の面積分である。一般にループの大きさにくらべてコイルは非常に小さいのが普通であるから、コイルの付近の磁界は一様であるとみなしてよく、コイルの中心点における垂直磁界の強さを H_z とすれば、 $\int_s H = AH_z$ となる。ただし、 A はコイルの面積である。ループによる磁界の方向がコイル面と垂直であれば、式 (27) はつぎのように書かれる。

$$e = 2 \pi f \mu_0 n A H_z \quad \dots \dots \dots (28)$$

いま、水平な円形ループの中心に受信コイルが水平に置かれた場合を考えれば、このときの磁界の強さは Fig. 2 で示される磁界である。上述のように、媒質が海水であるようなときは磁界が著しく小さくなるので空気中における設計基準では所要の e が得られなくなるおそれがある。

8. 結 言

電磁誘起法に関する理論的研究の問題として、媒質による影響について考察した。励磁ループによって作られる 1 次磁界の計算結果については前報で明らかにしたが、媒質の影響を考慮した場合は複雑な解となり、任意の点における磁界を計算するのは困難である。ただ、一様な媒質の表面におかれたループの中心における磁界の計算は可能で、この結果から媒質の影響による磁界の減少を知ることができた。

実用的な例について検討を加えた結果、海洋でこの方法を用いる場合には、相当な磁界の減少が生ずるので、設計には十分な注意が必要であることが判った。ループの中心点以外の各点における磁界の変化についての計算は今後の研究にまたなければならない。

文 献

- 1) 谷口敬一郎：工業火薬協会誌，Vol. 37, No.3 (1976)
- 2) 谷口敬一郎：「中心誘導法に関する研究」(1960)
- 3) S. S. Stefanescu: Beitr. z. angew. Geophys., 5 (1935)
- 4) J. A. Stratton: "Electromagnetic Theory" (1952)
- 5) G. N. Watson: "Theory of Bessel Functions" (1958)

Table of calculated values from the eq (24)

ξ	ξ^2	$R_e H_{1z}/H_0$	$Im H_{1z}/H_0$	$ H_{1z} /H_0$
0.1	0.01	0.999	0.005	0.999
0.2	0.04	0.998	0.018	0.998
0.3	0.09	0.994	0.038	0.995
0.4	0.16	0.987	0.063	0.989
0.5	0.25	0.976	0.093	0.980
0.6	0.36	0.961	0.125	0.969
0.8	0.64	0.919	0.193	0.940
1.0	1.00	0.864	0.260	0.902
1.2	1.44	0.796	0.320	0.857
1.4	1.96	0.719	0.370	0.809
1.6	2.56	0.638	0.408	0.757
1.8	3.24	0.555	0.433	0.704
2.0	4.00	0.474	0.446	0.651
2.2	4.84	0.397	0.448	0.598
2.4	5.76	0.326	0.440	0.548

2.6	6.76	0.262	0.425	0.499
2.8	7.84	0.206	0.403	0.453
3.0	9.00	0.157	0.378	0.409
3.2	10.24	0.117	0.350	0.369
3.4	11.56	0.083	0.321	0.332
3.6	12.96	0.057	0.292	0.297
3.8	14.44	0.036	0.264	0.266
4.0	16.00	0.020	0.237	0.238
4.2	17.64	0.008	0.212	0.212
4.4	19.36	0.0003	0.189	0.189
5.0	25.00	-0.010	0.135	0.136
6.0	36.00	-0.006	0.084	0.090
7.0	49.00	-0.001	0.046	0.046
8.0	64.00	0.0003	0.030	0.030
9.0	81.00	0.0003	0.013	0.013
10.0	100.00	0.0001	0.008	0.008

Theoretical study on the electromagnetic firing method (II)

Keiichiro Taniguchi

When the exciting loop is arranged on the surface of the earth or the sea water, the influences of the conductive medium on the magnetic field should be considered. In this paper, the theoretical considerations are developed from Maxwell's electromagnetic equations, and some solutions are introduced. As the results, it is found that the strength of magnetic field at the center of loop depends on the frequency of current, the radius of loop and the conductivity of medium.

The calculated results of magnetic fields are shown in Fig. 2 and appendix table, and some practical cases are examined. It is pointed out that the decrease of magnetic field becomes considerable large in the case of high conductive medium like the sea water, though it is negligible in the case of the earth.

(Kansai University, 3-10-1 Senriyama-higashi Suita Osaka)