

電磁誘導起爆法に関する理論的研究 (I)

谷 口 敬 一 郎

さきに発表された植田・中野による電磁誘導現象を利用した遠隔制御発破装置に関しては、すでに数多くの実験がくりかえし行なわれて、実用的な価値が高いものと考えられる。しかし、いままでのところ理論的な研究報告がほとんどなく、諸種の条件のもとにおける適用性について、十分な解答が得られていないように思われる。

この研究では、電磁誘導現象に関する理論的な考察を進めて、電磁誘導起爆法の具体的な諸問題を検討しようとしている。本報告では、まず基本的な励磁用ループについて磁界の求めかたを導き、その理論式によって矩形・正方形・円形の各ループにおける磁界の分布を計算した。計算の結果からは、それぞれのループについて軸上における磁界の変化の特徴が明らかにされ、また、ループ面からある程度離れた場合には、いずれも同様な傾向の分布を示すことが判明した。

1. 結 言

発破における起爆法は普通有線で行なわれるのが常識とされているが、水中における発破では結線作業が著く困難であり、とくに河底または潮流の激しい海底などでは、導線の保守に困難をきたす場合も多い。水中発破におけるこのような問題に対処する目的で、最近種々の無線起爆法が考案されてきているが、現在のところ実用的な方法としては、超音波法と電磁誘導法の2方式が挙げられよう。両法ともそれぞれの特長があり、施工条件に応じた選択が必要とされる。

本研究においては、電磁誘導現象を利用する起爆法に関して基本的ならびに応用的理論の考察を進め、以後の実用的な諸問題について検討を加えようとするものである。なお、電磁誘導起爆法の概要は、Fig. 1 に示されるように、ループアンテナ①に交流発電機②からの電流を流し、受信コイル③に誘起する起電力によってコンデンサ④を充電し、電流の切断と同時に作用する電子的スイッチ⑤によって雷管⑥を起爆しようとするものである。

2. 電流の作る磁界

導線の中を流れる電流によって作られる磁界は、Biot-Savart の法則により、導線の微小部分による微小磁界の合成として与えられ、その微小磁界 dH は

$$dH = \frac{I}{4\pi} \frac{\sin \theta}{r^2} ds$$

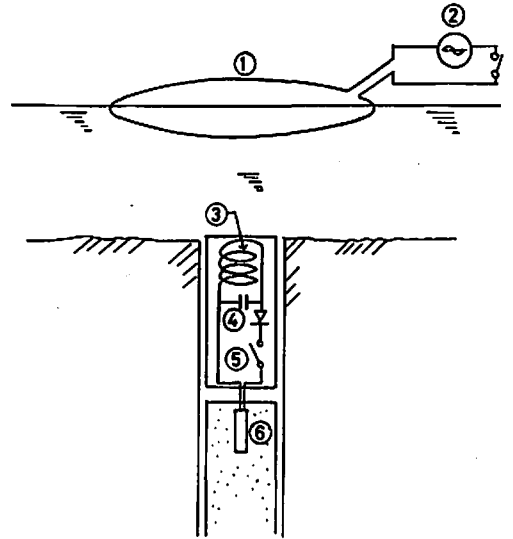


Fig. 1 Schematic diagram of the electro-magnetic firing. (From Ueda・Nakano)

で表わされる。ここに、 I は電流、 ds は Fig. 2 に示すように導線上の点 Q における素片の長さ、 r は観測点 P と点 Q との距離、 θ は Q 点における導線への切線と \overline{QP} とのなす角である。ただし、 dH の方向は ds と r を含む平面に垂直であり、これは Ampère の右ネジの法則として知られている。

種々の形状をなす導線回路に流れる電流によって作られる磁界の強さは、 dH を導線全体について積分す

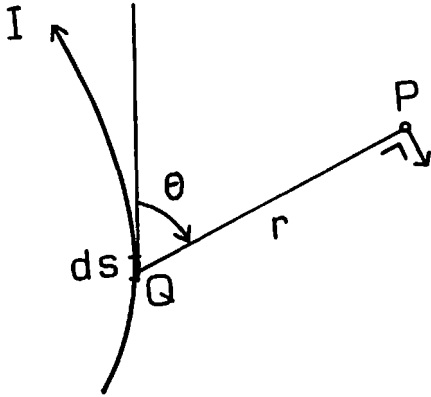


Fig. 2 Diagram of Biot-Savart's law.

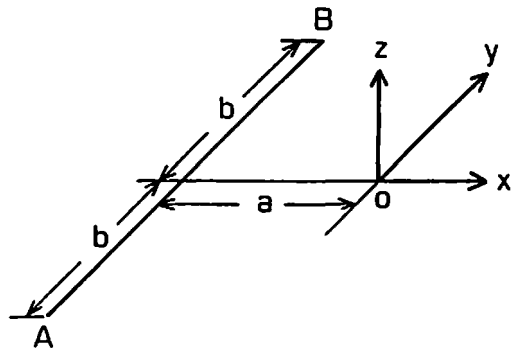


Fig. 4 Magnetic field by finite straight line current.

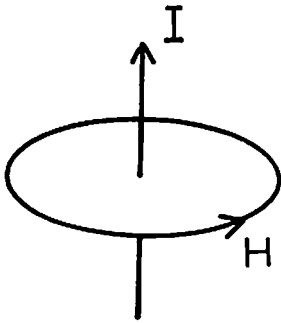


Fig. 3 Magnetic field by straight line current.

ることにより求めることができる。よく知られているように、Fig. 3 に示されるような無限長の直線状針金を流れる電流による磁界は次式で与えられる。

$$H = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I \sin \theta}{4\pi r^2} ds = \frac{I}{2\pi r} \quad (1)$$

ただし、 H ; AT/m , I ; amp, r ; m の単位である。
また、Fig. 4 に示されるような有限の長さの直線電流による磁界は、直線座標を用いて表わせば、

$$H = \int_A^B \frac{I \sin \theta}{4\pi r^2} ds = \frac{I}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{(a+x)^2+z^2}} \left[\frac{b-y}{\sqrt{(a+x)^2+(b-y)^2+z^2}} + \frac{b+y}{\sqrt{(a+x)^2+(b+y)^2+z^2}} \right] \quad (2)$$

となる。

3. 矩形ループの作る磁界

3.1 一般的な解

Fig. 5 に示されるように直角座標を採用し、辺の長さが $2a$ および $2b$ である矩形ループの中心を原点とする。まず、 AB について考えれば、 AB 線上の微小部分 dx' の作る磁界は、

$$dH = \frac{I}{4\pi} \frac{\sin \theta}{r^2} dx'$$

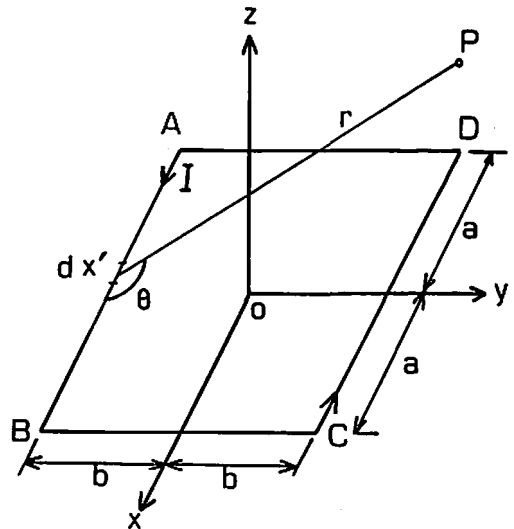


Fig. 5 Co-ordinates of rectangular loop.

であり、また、Fig. 5 を参照すればつぎの関係が成り立つ。

$$\begin{cases} r = \sqrt{(x-x')^2 + (b+y)^2 + z^2}, \\ \sin \theta = \frac{z}{\sqrt{(b+y)^2 + z^2}} / r \end{cases}$$

この場合、 dH の方向は $\triangle ABP$ の面に直角であるから、 dH の x, y, z 成分はつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} dH_x &= 0, \\ dH_y &= -dH \frac{z}{\sqrt{(b+y)^2 + z^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$dH_x = dH \frac{b+y}{\sqrt{(b+y)^2+z^2}} \quad \left. \vphantom{dH_x} \right\} \quad dH_x = dH \frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2+z^2}} \quad \left. \vphantom{dH_x} \right\}$$

同様に BC 上の微小部分 dy' の作る磁界は、

となる。

CD, DA についても同様に、結局任意の点 P における磁界の直角成分は、各線分についての積分の和としてつぎの式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} dH &= \frac{I}{4\pi} \frac{\sin \theta}{r^2} dy', \\ dH_x &= dH \frac{z}{\sqrt{(a-x)^2+z^2}}, \\ dH_y &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{I}{4\pi} \int_{-b}^{+b} \left[\frac{z dy'}{\{(a-x)^2+(y'-y)^2+z^2\}^{3/2}} - \frac{z dy'}{\{(a+x)^2+(y'-y)^2+z^2\}^{3/2}} \right] \\ H_y &= \frac{-I}{4\pi} \int_{-a}^{+a} \left[\frac{z dx'}{\{(x'-x)^2+(b+y)^2+z^2\}^{3/2}} - \frac{z dx'}{\{(x'-x)^2+(b-y)^2+z^2\}^{3/2}} \right] \\ H_z &= \frac{I}{4\pi} \int_{-b}^{+b} \left[\frac{(b+y) dx'}{\{(x'-x)^2+(b+y)^2+z^2\}^{3/2}} + \frac{(b-y) dx'}{\{(x'-x)^2+(b-y)^2+z^2\}^{3/2}} \right] \\ &\quad + \frac{I}{4\pi} \int_{-a}^{+a} \left[\frac{(a-x) dy'}{\{(a-x)^2+(y'-y)^2+z^2\}^{3/2}} + \frac{(a-x) dy'}{\{(a+x)^2+(y'-y)^2+z^2\}^{3/2}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

これらの積分は、

$$\int \frac{du}{(a^2+u^2)^{3/2}} = \frac{u}{a^2\sqrt{a^2+u^2}} \quad (6)$$

を利用すれば容易に求められ、つぎの結果を得る。

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{I}{4\pi} \frac{z}{(a-x)^2+z^2} \left[\frac{b-y}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2+z^2}} + \frac{b+y}{\sqrt{(a-x)^2+(b+y)^2+z^2}} \right] \\ &\quad - \frac{I}{4\pi} \frac{z}{(a+x)^2+z^2} \left[\frac{b-y}{\sqrt{(a+x)^2+(b-y)^2+z^2}} + \frac{b+y}{\sqrt{(a+x)^2+(b+y)^2+z^2}} \right] \end{aligned} \quad (7\cdot a)$$

$$\begin{aligned} H_y &= \frac{I}{4\pi} \frac{z}{(b-y)^2+z^2} \left[\frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2+z^2}} + \frac{a+x}{\sqrt{(a+x)^2+(b-y)^2+z^2}} \right] \\ &\quad - \frac{I}{4\pi} \frac{z}{(b+y)^2+z^2} \left[\frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2+(b+y)^2+z^2}} + \frac{a+x}{\sqrt{(a+x)^2+(b+y)^2+z^2}} \right] \end{aligned} \quad (7\cdot b)$$

$$\begin{aligned} H_z &= \frac{I}{4\pi} \frac{(a-x)(b-y)}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2+z^2}} \left[\frac{1}{(a-x)^2+z^2} + \frac{1}{(b-y)^2+z^2} \right] \\ &\quad + \frac{I}{4\pi} \frac{(a+x)(b-y)}{\sqrt{(a+x)^2+(b-y)^2+z^2}} \left[\frac{1}{(a+x)^2+z^2} + \frac{1}{(b-y)^2+z^2} \right] \\ &\quad + \frac{I}{4\pi} \frac{(a-x)(b+y)}{\sqrt{(a-x)^2+(b+y)^2+z^2}} \left[\frac{1}{(a-x)^2+z^2} + \frac{1}{(b+y)^2+z^2} \right] \\ &\quad + \frac{I}{4\pi} \frac{(a+x)(b+y)}{\sqrt{(a+x)^2+(b+y)^2+z^2}} \left[\frac{1}{(a+x)^2+z^2} + \frac{1}{(b+y)^2+z^2} \right] \end{aligned} \quad (7\cdot c)$$

3.2 特別な場合の解

$$(x=y=0) \quad (9)$$

矩形ループの中心軸上では、 $x=y=0$ であり、 H_x , H_y の成分が消えて H_z 成分のみが残る、

である。

ループの形が正方形であれば、 $a=b$ で、その中心軸上における磁界の強さは式(8)から、

$$H_z = \frac{I}{\pi} \frac{ab}{\sqrt{a^2+b^2+z^2}} \left(\frac{1}{a^2+z^2} + \frac{1}{b^2+z^2} \right), \quad (x=y=0) \quad (8)$$

$$H_z = \frac{I}{\pi} \frac{a^2}{\sqrt{2a^2+z^2}} \frac{2}{a^2+z^2} \quad (10)$$

となる。ループ面上の中心では、さらに $z=0$ であり、

となり、ループの中心では

$$H_z = \frac{I}{\pi} \frac{ab}{\sqrt{a^2+b^2+z^2}} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} \right),$$

$$H_z = \frac{I}{\pi} \frac{\sqrt{2}}{a} = 0.450 \frac{I}{a} \quad (11)$$

である。

また、ループ面 ($z=0$) における磁界は水平成分が

$$H_x = \frac{I}{4\pi} \left[\frac{\sqrt{(a-x)^2 + (a-y)^2}}{(a-x)(a-y)} + \frac{\sqrt{(a+x)^2 + (a-y)^2}}{(a+x)(a-y)} + \frac{\sqrt{(a-x)^2 + (a+y)^2}}{(a-x)(a+y)} + \frac{\sqrt{(a+x)^2 + (a+y)^2}}{(a+x)(a+y)} \right] \quad (12)$$

3.3 矩形ループの軸上における磁界の強さ

短辺が $2a$ で長辺が $2b=2an$ であるような矩形ループにおいて、その中心軸上における磁界の強さを種々の n について計算してみると、Fig. 6 のような結果が得られる。磁界の強さは $n=1$ 、すなわち一辺が $2a$ の正方形ループの中心における磁界、 $H_0 = \sqrt{2}I/\pi a$ を基準として、各矩形ループの軸上における垂直磁界の強さ H_z との比、 H_z/H_0 で表わしてある。

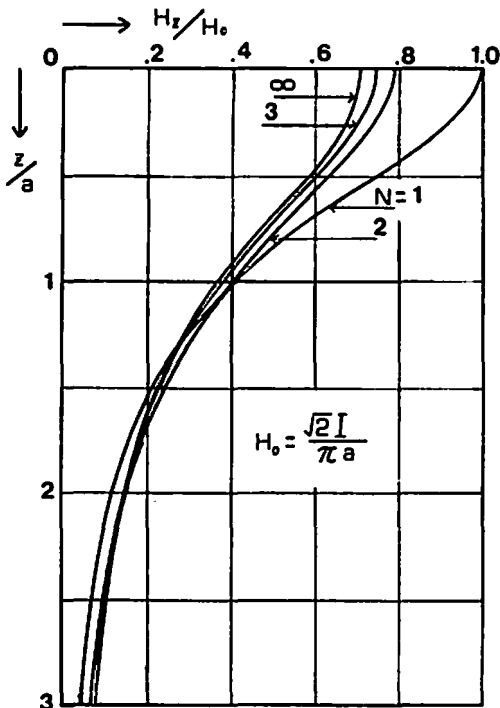


Fig. 6 Vertical component of magnetic field along the axis of rectangular loop.

図において、 $n=1$ (正方形) の場合における垂直磁界の強さは、 $z=a$ 離れた点では H_0 の 40.8% に低下し、 $z=2a$ では 11.5% となる。一方、 n が増えるとともに中心における磁界は減少するが、 $n \rightarrow \infty$ となってもその値は 70.7% にとどまる。中心から遠く離れた場合は、むしろ矩形ループの方がわずかではあるが磁界が強い。

以上の計算結果から、相当に細長い矩形ループであっても、短辺を一辺とする正方形に比べて、ループの中心では最大 29.3% の損失、 $z=a$ においては、わず

か 5.5% の損失である。したがって、受信点がループ面より離れて位置する場合には、矩形ループも正方形ループもあまり大きな差異がないものと考えられることができる。しかし、ループ面から遠ざかった場合の磁界の減少はかなり激しいので、実際には $z=a$ 程度の範囲で使用するのが、性能的にも経済的にも無理がないように思われる。

3.4 正方形ループにおける磁界の分布

正方形ループに電流 I を流した場合の周辺に生ずる磁界は、式(7)において、 $a=b$ とすればよい。Fig. 7 (a), (b), (c) はループと同一平面、ループより $a/2$ 、 a 遠ざかった平面における各点の垂直磁界の強さ H_z を、正方形ループの中心における磁界 $H_0 = \sqrt{2}I/\pi a$ を基準として表わしたものである。この計算結果から、ループと同一平面内では、中心からループに近づくにしたがって H_z の値が大きくなるのがわかる。すなわち、中心に位置する受信素子が十分な電圧を得れば、ループ内のどの地点においてもそれを上回る電圧を得ることができる。しかし、ループ面より $a/2$ 、または a 離れた面内での H_z は中心からずれるにつれて小さくなる。多くの受信素子を配置した場合には、中心からもっとも遠い地点の素子について、磁界の強さを検討しておく必要がある。

4. 円形ループの作る磁界

4.1 一般的な解

半径 a の円形ループに電流 I が流れているとき、ループ付近の磁界を求めることは簡単なように思われるが、軸上の点以外は Biot-Savart の式を初等関数の範囲で積分することができない。この場合の解法としては、磁位の Bessel 関数を含む定積分または Legendre 関数による展開式を微分して磁界を導く方法と、楕円積分の形で表わす方法が考えられるが、ここでは本題に必要な解のみをとりあげることにする。

Fig. 8 に示されるように、円形ループの中心を原点とする円柱座標において、任意の点 P の座標は ρ 、 ϕ 、 z で表わされ、磁位 U は軸対称の Laplace の方程式

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial U}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (13)$$

を満足する。この方程式の解は、当面している問題の物理的条件を考慮すれば、

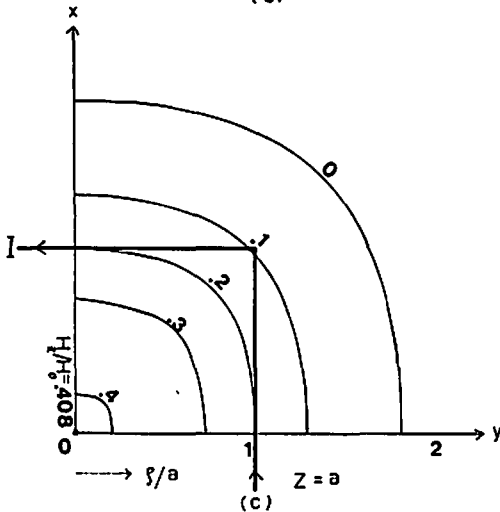
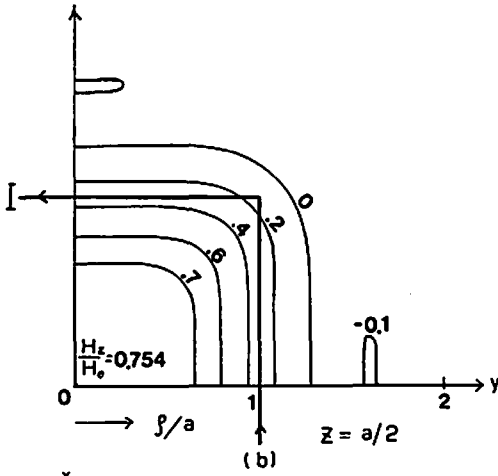
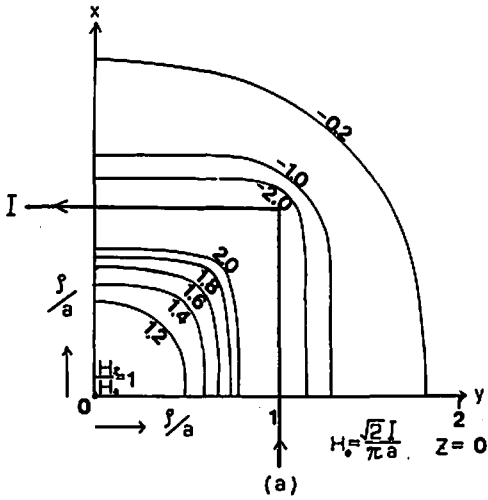


Fig. 7 Equi-magnetic field curves of square loop.

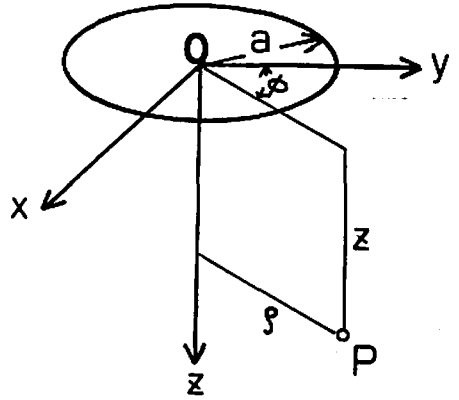


Fig. 8 Co-ordinates of circular loop.

$$U = \frac{aI}{2} \int_0^\infty e^{-\lambda z} J_0(\lambda \rho) J_1(\lambda a) d\lambda; \quad z > 0 \quad (14)$$

と書かれる。ここに、 J_0 、 J_1 は 0 次ならびに 1 次の第 1 種 Bessel 関数である。つぎの公式、

$$\frac{d}{d\lambda} J_0(\lambda a) = -a J_1(\lambda a) \quad (15)$$

の関係をを用いれば、磁界の 3 成分

$$\left. \begin{aligned} H_\rho &= \frac{\partial U}{\partial \rho} = \frac{aI}{2} \int_0^\infty e^{-\lambda z} J_1(\lambda \rho) J_1(\lambda a) \lambda d\lambda \\ H_\phi &= 0 \\ H_z &= -\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{aI}{2} \int_0^\infty e^{-\lambda z} J_0(\lambda \rho) J_1(\lambda a) \lambda d\lambda \end{aligned} \right\} (16)$$

が導かれる。

ループの軸上においては、 $\rho = 0$ で、

$$\left. \begin{aligned} J_1(0) &= 0, \\ J_0(0) &= 1 \end{aligned} \right\}$$

の関係から、式(16)のうち H_z のみが残り、

$$H_z = \frac{aI}{2} \int_0^\infty e^{-\lambda z} J_1(\lambda a) \lambda d\lambda \quad (17)$$

となる。この積分は、公式

$$\int_0^\infty e^{-\lambda z} J_0(\lambda a) d\lambda = \frac{1}{\sqrt{a^2 + z^2}}; \quad z > 0 \quad (18)$$

ならびに、式(15)を利用すれば、

$$H_z = \frac{I}{2} \frac{a^2}{(a^2 + z^2)^{3/2}} \quad (19)$$

となる。また、ループの中心 ($z=0$) では

$$H_z = I/2a \quad (20)$$

である。

任意の点における磁界は式(16)で表わされているが、この形は積分表示であるために数値計算には不便である。磁界の分布を計算するには、磁界の成分を楕円

積分によって表示した結果の方が便利である。Fig. 9 のような座標系を採用して、円周上の点 $P'(a, \phi', 0)$ における電流素片 dS による任意の点 P の微小磁界を dH とする。いま、 PP' の距離を d 、 P' における円周への切線と PP' のなす角を β とすれば、Biot-Savart の法則により、

$$dH = \frac{I}{4\pi} \frac{\sin \beta}{d^2} dS$$

であり、その方向は $\Delta PQP'$ 面に垂直である。 dH の水平分力 dH_h および垂直分力 dH_z は、Fig. 9 に示される記号を用いて、

$$dH_h = dH \cdot z/\rho; \quad dH_z = dH \cdot q/P$$

であり、さらに $dH_p = dH_h \cdot \cos \phi'$ である。

ここで、 $dS = a \cdot d\phi'$ と置き、 $\sin \beta = p/d$ 、および、 $q = a - \rho \cos \phi'$ の関係を用いれば、

$$\left. \begin{aligned} dH_p &= \frac{aI}{4\pi} \frac{z \cos \phi' d\phi'}{d^3} \\ dH_z &= \frac{aI}{4\pi} \frac{(a - \rho \cos \phi') d\phi'}{d^3} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

が得られる。ただし、

$$d = \sqrt{a^2 + \rho^2 + z^2 - 2a\rho \cos \phi'} \quad (22)$$

である。さらに、式(22)を変形して、

$$\left. \begin{aligned} H_p &= \frac{I}{4\pi} \frac{z}{2\rho} \left[\frac{a^2 + \rho^2 + z^2}{[(a+\rho)^2 + z^2]^{3/2}} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi'}{[1 - k^2 \cos^2(\phi'/2)]^{3/2}} - \frac{1}{\sqrt{(a+\rho)^2 + z^2}} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi'}{[1 - k^2 \cos^2(\phi'/2)]} \right] \\ H_z &= \frac{I}{4\pi} \frac{1}{2} \left[\frac{a^2 + \rho^2 - z^2}{[(a+\rho)^2 + z^2]^{3/2}} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi'}{[1 - k^2 \cos^2(\phi'/2)]^{3/2}} + \frac{1}{\sqrt{(a+\rho)^2 + z^2}} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi'}{[1 - k^2 \cos^2(\phi'/2)]} \right] \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

となる。ただし、式(24)の場合と同様に、 $H_p = 0$ である。上の積分式は $\phi' = \pi - 2\theta$ において変形すれば、

$$\left. \begin{aligned} H_p &= \frac{I}{2\pi} \frac{z}{\rho \sqrt{(a+\rho)^2 + z^2}} \left[\frac{a^2 + \rho^2 + z^2}{(a-\rho)^2 + z^2} E(k) - K(k) \right] \\ H_z &= \frac{I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(a+\rho)^2 + z^2}} \left[\frac{a^2 - \rho^2 - z^2}{(a-\rho)^2 + z^2} E(k) - K(k) \right] \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

ただし K, E はそれぞれ第1種および第2種の完全楕円積分であって、つぎのような関数である。

$$\left. \begin{aligned} K(k) &= \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} \\ E(k) &= \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

式(25)において、ループの中心 ($z=0, \rho=0$) における磁界は、 $H_p=0$ となり、また、

$$E(0) = K(0) = \pi/2$$

の関係から、 $H_z = I/2a$ となり、式(25)と一致することがわかる。

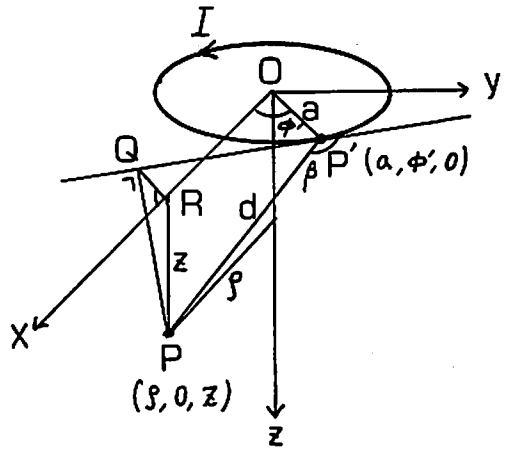


Fig. 9 Co-ordinates of elliptic function expression.

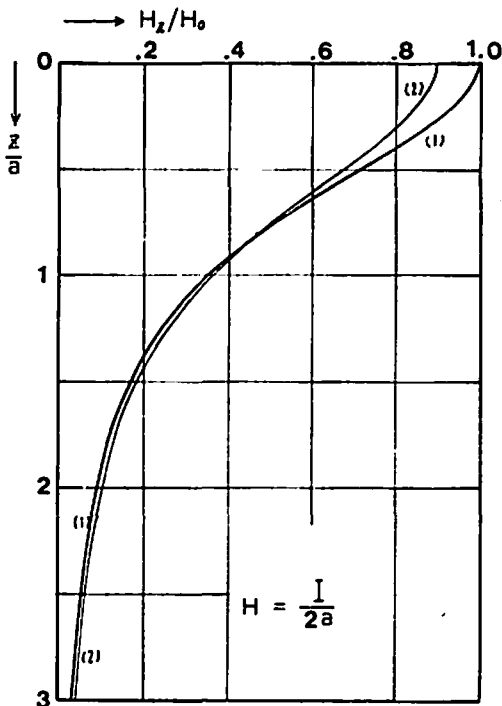
$$\left. \begin{aligned} d &= \sqrt{(a+\rho)^2 + z^2} \sqrt{1 - k^2 \cos^2(\phi'/2)} \\ k^2 &= \frac{4a\rho}{(a+\rho)^2 + z^2} \\ \cos \phi' &= \frac{1}{2a\rho} (a^2 + \rho^2 + z^2 - d^2) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

とすれば、点 P における ρ, z 成分は

楕円積分で表わすことができ、その結果は次式のように書かれる。

4.2 円形ループによる磁界の分布

半径が a である円形ループに電流 I を流した場合、その軸上における垂直磁界の強さは式(19)で与えられており、Fig. 10 はこの計算結果を示したものである。曲線から明らかなように、円形ループでは $z=a/2$ で磁界の強さが中心における値の 71.6% に、 $z=a$ で 35.4% に低下する。曲線(2)は、この円形ループに外接する正方形のループの軸上における磁界を示したもので、中心においては円形ループの 90% の値であるが、 $z=0.8a$ 以上になるとこの関係は逆転して、わずかではあるが、正方形ループの方が磁界が大となる。したがって、実際の場合には、ループ面内に受伝素子を配



(1) circular loop (2) square loop

Fig. 10 Vertical component of magnetic field along the axis of circular loop.

置る場合は円形ループの方が約10%効率が良いが、ループからある程度下方においては、円形でも正方形でもループの形状による差異はあまりないと考えることができる。

つぎに、円形ループの近傍における磁界の計算は式(25)によって行なうことができる。ループ面に平行な面内における H_z を計算した結果が Fig. 11 に示される。この図は半径方向の磁界の変化を表わしたもので、軸対称形であるから、等磁界曲線はループと同心の円を画くことになる。ループ面上の分布は中心からはずれるにしたがって H_z は大となり、ループ上では ∞ である。ループ面から $z=a/2$, $z=a$ 離れた面については、中心における H_z が最大で、中心からはずれるにしたがい値が小さくなる。この傾向は Fig. 7 に示した正方形ループの傾向とよく類似していることがわかる。

5. 結 言

電磁誘導起爆法に関する理論的研究の基本的な問題として、励磁ループが作る電磁界をとりあげた。2, 3の代表的な形のループについて理論的な解を求め、ループ周辺の磁界を計算してみた結果、つぎのようなことが明らかになった。

(1) 細長い矩形のループと、その短辺を一辺とする

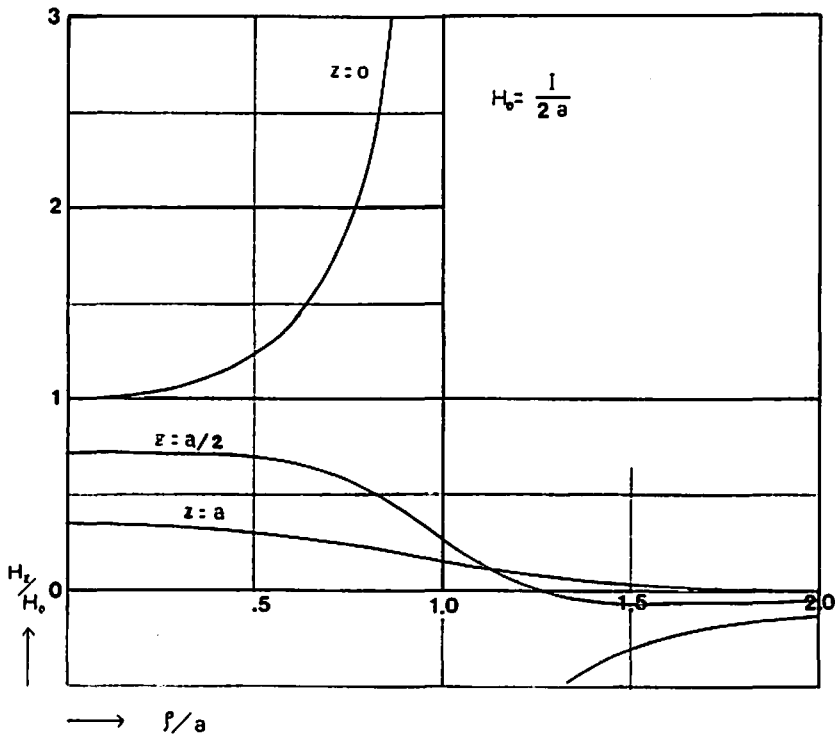


Fig. 11 Vertical component of magnetic field along the radius direction of circular loop.

正方形ループの垂直磁界の軸上の分布を比較すると、前者のループの中心における磁界の強さは、後者のそれに比べて低下するが、極端に細長いループの極限として考えられる平行線の場合においても約20%の低下にとどまる。また軸上において、ループ面から離れた場合、その距離が短辺の1/2以上では両者の垂直磁界の差は比較的小さい。

(2) 正方形ループの面と平行な面における垂直磁界の分布は、ループの中央部においてかなり広い範囲に磁界の等しい区域ができる。 $z=0$ の面内では、ループの内側においては中心点から離れるにつれて H_z は大となるが、 $z=a/2$ 、 $z=a$ の面では周辺部ほど小となる。

(3) 円形ループに関する磁界の分布を計算するのは楕円関数による方法が比較的容易である。計算の結果は正方形ループのそれとひじょうによく傾向が似ており、ループの中央部において磁界の変化が小さい。

以上を総合すれば、矩形、正方形、円形のいずれのループに関しても、ループからある程度離れた平行な

面内では、磁界の強さにあまり大きな差異はないといえる。このことは、実際の使用にあたって、ループの形状に関してはあまり厳密に考える必要はないように思われる。

これまでに述べてきた考察はすべて空気中における磁界についての解で、媒質の影響は考慮されていない。この問題に関してはさらに検討する必要があると思われるので、引き続き研究を進める予定である。

文 献

- 1) 植田武雄・中野雅司：工業火薬協会誌，Vol. 35，No. 5 (1974)
- 2) 清野武・伊東潤二：物理探鉱，Vol. 2，No. 2 (1949)
- 3) 清野武：「電気磁気学Ⅰ」オーム社，(1967)
- 4) 林重彦外：「電気磁気学Ⅱ」オーム社，(1967)
- 5) J. A. Stratton：“Electromagnetic Theory”(1952)
- 6) G. N. Watson：“Theory of Bessel Functions”Cambridge (1958)
- 7) 林桂一：「高等函数表」岩波，(1943)

Theoretical study on the electromagnetic firing method

K. Taniguchi

The electric firing method is outlined as follows: An exciting loop is settled to cover the blasting area, and is applied an alternating current. Then, an electromotive force is induced across the pick-up coil located in the magnetic field of the loop. This force is used to initiate the detonating cap.

It is clear that this method bases on the principles of the electromagnetic phenomena. In this paper, the theoretical calculation adapting to the practical problems are carried out. Calculated electromagnetic fields for rectangular loop, square loop, and circular loop indicate there is little difference among these loops in practical use.

(Kansai University, 21 Kawajiri- Shugakuin Sakyoku Kyoto)