

## 論 文

デジタル自然観測法による落雷放射電界の観測信号を用いた  
放電発生地点までの距離の決定法大久保 寛<sup>†a)</sup> 竹内 伸直<sup>†</sup>Determination Method of Distance to Strike Point Using Observed Electric Field  
Signals Radiated from Cloud-to-Ground Lightning by Digital Natural  
Observation MethodKan OKUBO<sup>†a)</sup> and Nobunao TAKEUCHI<sup>†</sup>

あらまし 自然環境で実際に観測される電磁界信号の時間変動波形は非常に複雑な非定常信号となる。このような非定常信号に対しては一定の期間を周波数解析するのではなく、瞬時瞬時の変化を解析する自然観測法理論の適用が有効と考えられる。特に観測波形の特徴を示す時間を検出する場合は有用な手法となる。本論文では落雷による放射電界信号の観測を行い、落雷放射電界による電離層-大地間の反射波の観測波形にデジタル自然観測法を適用し、反射波の受信時間差を決定する場合について検討が行われている。自然観測法理論を適用することで、ばらつきの少ない等価的な観測地点と放電発生地点との距離を決定できることが明らかになり、自然観測法理論による信号解析の有効性が示されている。

キーワード 自然観測法, 基本観測フィルタ, 落雷, 空電, 電離層反射

## 1. ま え が き

自然観測法理論 [1]~[6] は、時系列データの新しい波形解析法として飯島泰蔵東工大名誉教授により提唱されている波形の瞬時的な変化に着目した手法である。これまでの検討により、本手法は自然界における電磁界変動信号のような非定常信号に対して有効であることが分かってきている。すなわち、筆者は国内外を通して初めて自然環境電磁界変動信号へ自然観測法理論を適用し、本手法の有効性を示した [7]。また、自然観測法理論によって設計されたフィルタによる波形の特性時間の検出についてモデル波形を用いた検討を行った [8]~[10]。更に、自然観測法理論による瞬時的なパワーの評価を雷放電によって発生した電磁界変動信号へ適用することにより行った [11]。

自然観測法理論においては、基本観測フィルタ

[1], [2], [5] と呼ばれるフィルタが定義される。基本観測フィルタは、1 個の低域通過型フィルタ (LPF)、 $M-1$  個の帯域通過型フィルタ (BPF) 及び 1 個の高域通過型フィルタ (HPF) からなる  $M+1$  個のフィルタ群で構成されている。このフィルタは、周波数特性から設計を行うフィルタとは異なり、時系列データの各時刻における瞬時的な変化 (微分) に着目して設計されたフィルタである。このフィルタの出力である基本観測値は波形の瞬時的な特徴を示す時系列データとなる。

一方、実際に観測されるデータについて見ると、地球上には、多種多様な電磁界変動信号が存在する [12]~[14]。特に自然現象を発生源とする信号は自然環境電磁界変動信号と呼ばれる。現在、それらの電磁界信号を観測し、その観測波形を解析してその結果を利用する様々な研究が行われている。その中で、自然現象の一つである雷放電に関する研究は古くから国内外を通じて活発に行われてきており、対地雷撃 (以下、落雷とする) による放射電磁界の観測解析結果も数多く報告されている [15]~[18]。

落雷によって放射された電磁波は、大地及び電離層

<sup>†</sup> 秋田県立大学システム科学技術学部, 本荘市  
Faculty of Systems Science and Technology, Akita Prefectural University, 84-4 Tsuchiya-Ebinokuchi, Honjo-shi, 015-0055 Japan

a) E-mail: kanne@akita-pu.ac.jp

において反射し、大地-電離層間で多重反射を繰り返しながら伝搬することが知られている [18]~[20]. したがって、落雷による放射電磁界の実際の観測波形には、直接波の後に電離層からの反射波が観測される。この電離層による反射波を用いて電離層の高さ及び観測地点と落雷発生地点との距離を求めることができる [18]~[21].

しかし、落雷によって発生する放射電磁界の観測波形は、雷放電の放電過程や電磁界伝搬過程により複雑な波形となることが多く、観測された原波形をそのまま用いただけでは高度や距離の決定に十分な精度が得られない場合がある。すなわち、落雷によって発生する電磁界信号においては、主放電であるリターンストローク（帰還雷撃）以外に主放電の前に起こる予備放電（前駆放電）や主放電と同時に起こる雲放電などが発生するために、実際に観測される波形は主放電による電磁界成分のみとはならない。予備放電や同時に起こる雲放電は、細かい変動成分として観測される [14], [18], [22].

したがって、このような複雑な観測波形に何らかの操作を行うことで、主放電の放射電磁界の受信時間の精度を向上させることが必要となる。本論文では、落雷による放射電磁界の観測波形に対して自然観測法理論を適用し、電離層の高さ及び観測地点と放電発生地点との距離を求めるための放射電磁界の受信時間差を決定する方法について検討する。

## 2. 自然観測法理論

自然観測法理論は、近年、信号解析の新しい手法として飯島泰蔵東工大名誉教授により提唱されている波形の瞬時的な変化に着目した新しい波形解析法理論である [1], [2]. 文献 [1] において連続系の自然観測法理論が述べられており、文献 [2] では文献 [1] の内容を離散系に適用したデジタル自然観測法についての理論が展開されている。自然観測法理論の本質は時系列データの瞬時特性を把握することにある。以下にデジタル自然観測法について概略を示す。

今、観測された任意の時系列データを  $f(n)$  としたとき、恒等作用素  $I$ 、遅延作用素  $D$  をそれぞれ以下のように定義する。

$$If(n) = f(n) \quad (1)$$

$$Df(n) = f(n-1) \quad (2)$$

ここで、これらの作用素を用いて

$$\Gamma = (1-\lambda)I + \lambda D \quad (3)$$

$$\Lambda = \lambda I - \lambda D \quad (4)$$

の二つの作用素をそれぞれ定義する。  $\Gamma$  は原始作用素、  $\Lambda$  は随伴原始作用素と呼ばれている。  $\lambda$  は  $0 < \lambda < 1$  を満たす重み係数であり、標準値は  $1/2$  とされている [2]. ここで、  $\Lambda$  を  $m$  回作用させた作用素を  $\Lambda^m$  として、

$$X_m^{(M)} = \Gamma^{M-m} \Lambda^m \quad (m = 0, 1, \dots, M) \quad (5)$$

なる作用素を新たに考え、

$$n_m^{(M)}(n) = X_m^{(M)} f(n) \quad (6)$$

という新たな時系列を定義する。  $n_m^{(M)}(n)$  は時系列  $f(n)$  に対応する基本観測値と呼ばれる  $M$  位の時系列データとなり、時刻  $n$  における観測波形の瞬時的な変化を示したものである。ここで、  $M$  は位数、  $m$  は次数と呼ばれている [2].

以下に、式 (6) より得られる基本観測値の導出式を示す。

$$n_m^{(M)}(n) = \sum_{l=0}^M \binom{M}{l} (1-\lambda)^{M-l} \lambda^l \cdot \left\{ \left( \frac{\lambda}{1-\lambda} \right)^m k^{(M)}(m, l) \right\} f(n-l) \quad (m = 0, 1, \dots, M) \quad (7)$$

ただし、

$$k^{(M)}(m, l) = \frac{1}{\binom{M}{l}} \sum_{r=0}^l (-1)^r \binom{m}{r} \binom{M-m}{l-r} \left( \frac{1-\lambda}{\lambda} \right)^r \quad (l = 0, 1, \dots, M) \quad (8)$$

ここで、  $\binom{M}{l}$  は 2 項係数である。

このように観測波形  $f(n)$  に作用させることで、観測波形の瞬時的な変化を示す時系列データ  $n_m^{(M)}(n)$  を与える  $X_m^{(M)}$  を  $M$  位  $m$  次基本観測フィルタと呼ぶ。式 (5) から明らかなように、基本観測フィルタは  $\Gamma$  及び  $\Lambda$  の組合せによって構成されている。

また、式 (6) は、逆に  $M$  位の時系列  $n_m^{(M)}(n)$  から

$$f(n) = \sum_{m=0}^M \binom{M}{m} n_m^{(M)}(n) \quad (9)$$

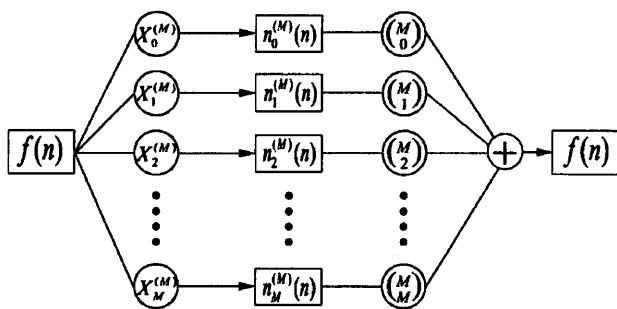


図1 自然観測変換のブロック図

Fig.1 Diagram of natural observation transform.

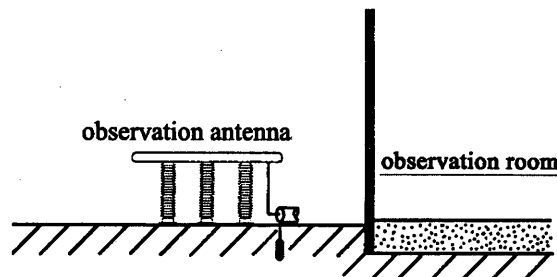


図2 観測システムの配置図

Fig.2 Arrangement of the observation sensors.

なる式によって、完全にもとの時系列  $f(n)$  に復元することができる。式 (6) 及び式 (9) は併せて自然観測変換と呼ばれている。図1に自然観測変換のブロック図を示す。

### 3. 落雷による放射電磁界波形への自然観測法理論の適用

落雷による放電現象においては、主放電であるリターンストロークの前駆現象として発生するステップリーダや雲放電及びリターンストロークと同時に発生する雲放電などによる電磁界変動 [14], [15], [17], [18] などが観測波形に記録される場合が多く、波形は複雑になる。そのような複雑な波形から主放電による電磁界の受信時間を精度良く決定することが望まれる。ここでは大型平板アンテナを用いて観測された雷放電による放射電磁界波形に自然観測法理論を適用した結果を示す。

3.1 に、雷放電の観測システムの概要を示す。

3.2 に、3.1 のシステムで観測された電磁界波形に自然観測法理論を適用し、放射電磁界の受信時間を決定する方法について検討する。

#### 3.1 観測システム

雷放電による放射電磁界変動信号の観測は、秋田県本荘市の秋田県立大学システム科学技術学部構内にある本荘観測地点で行われている。図2にシステムの配置状況を示す。観測アンテナとしては、アルミニウム製の1辺4mの正方形の大型平板アンテナを使用している。アンテナは、地上高約4mに絶縁体(磚子)によって固定されている。記録装置には、大地に対するアンテナの電位が記録される。すなわち、本アンテナは大型のコンデンサとして作用し、電界のz方向成分を記録している。信号はサンプリング時間  $1\mu s$  の時間分解能をもつデータ記録装置で記録されている。

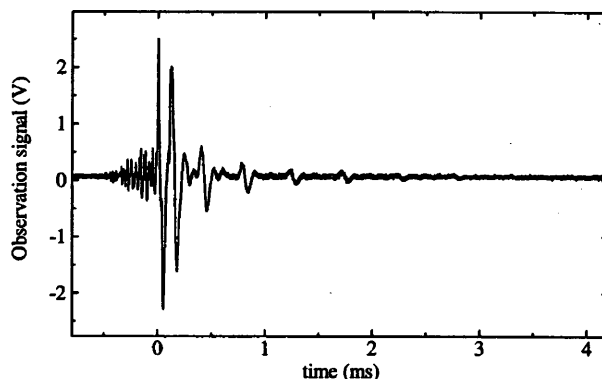


図3 雷放電による放射電磁界波形 (2003/1/14 17:31)

Fig.3 Electromagnetic field radiated by cloud-to-ground lightning discharge. (2003/1/14 17:31)

この記録装置は、電界信号がある一定の出力を超えるとトリガがかかり、トリガ以前の25msとそれ以後の25msを記録する。観測された信号は記録装置によってA-D変換され、離散データとして蓄積される。

#### 3.2 観測波形への自然観測法理論の適用

図3に観測された雷放電による電界変動信号の波形を示す。ただし、時間軸は最大値を記録した時間に対する相対的な時間として示している。時刻0の最大ピークをもつパルスは負極性落雷の主放電であるリターンストロークによって放射された電界変動信号である。図3にはリターンストロークの前後に細かい変動信号成分が観測されている。また、主放電の後に観測されているパルス信号はリターンストロークによる放射電磁界の電離層からの反射波成分である。落雷による放射電磁波は電離層-大地間で多重反射される。

ここで観測された  $p, q$  及び  $r$  回目の反射波の受信時間を  $t_p, t_q$  及び  $t_r$  とすると、以下の式 (10) 及び式 (11) で電離層の高さ  $h$  及び観測地点と放電発生地点との距離  $D$  を求めることができる [18], [19]。

$$h = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{T_{qp}T_{rq}(T_{qp} + T_{rq})}{(r^2 - q^2)T_{qp} - (q^2 - p^2)T_{rq}}} \quad (10)$$

$$D = \sqrt{\left(\frac{4h^2(q^2 - p^2) - c^2 T_{qp}^2}{2cT_{qp}}\right)^2 - 4p^2 h^2} \quad (11)$$

ただし、 $T_{qp} = t_q - t_p$ ,  $T_{rq} = t_r - t_q$  とし、 $c$  は光速である。これより式 (10) 及び式 (11) において  $p$ ,  $q$  及び  $r$  を反射波の低次から高次にわたって選ぶことで  $h$  及び  $D$  が求まる。この場合、求められた  $h$  及び  $D$  は理想的には一定値となるはずである。ただし、実際の観測では、反射波によるパルス信号と同時に観測される細かい変動成分や電離層の反射メカニズム [23], [24] により、この  $h$  及び  $D$  は、選んだ  $p$ ,  $q$  及び  $r$  によってある程度ばらつきが生じると考えられる。ここで、式 (10) 及び式 (11) を用いて  $h$  及び  $D$  を決定する場合、反射波の受信時間差の決定方法が重要となる。

電磁波の受信時間としては反射波が観測地点に到達した時間、すなわち、観測波形においてはパルス信号の立上り時間として求めることが望ましい。しかし、実際に観測される電磁界波形は非常に複雑であり、パルスの立上り時間を正確に求めることは困難である。これまでのところ、放射電磁界の受信時間としては観測波形を用いてパルスのピークの時間を利用する方法が用いられている。しかし、観測信号が複雑なために、観測された原波形から反射波によるパルス信号の受信時間を正確に決定できない場合がある。

そこで本論文では、式 (10) 及び式 (11) から  $h$  及び  $D$  を求める場合の反射波の受信時間差の決定方法としてデジタル自然観測法による信号解析法を観測信号に適用する。図 3 の波形に式 (6) を適用し得られた基本観測値を図 4 に実線で示す。ただし、重み係数は標準値の  $\lambda = 1/2$  とし、次数は  $m = 0$ 、位数は  $M = 100$  とする。重み係数  $\lambda$  によって波形に時間遅れが生じることが知られており、図 4 においては、 $\lambda = 1/2$  であるため右側に  $M/2 = 50$  点だけシフトしている。したがって、今、サンプリング時間は  $1 \mu s$  であるので  $50 \mu s$  の遅れとなる。また、観測波形を図 4 に破線で示す。

図 4 の波形に対して式 (10) を用いて求めた  $h$  を図 5 に示す。( $p, q, r$ ) = (1, 2, 3), (2, 3, 4), (3, 4, 5), (4, 5, 6), (5, 6, 7) とし、 $\diamond$  が観測波形、 $\bullet$  が基本観測値の波形を用いた結果である。ただし、受信時間差としては図 4 中の矢印で示されている反射波による各パルス信号のピークの時間差を用いている。同図より、基本観測値のピークの時間を用いた場合の方が、 $h$  の

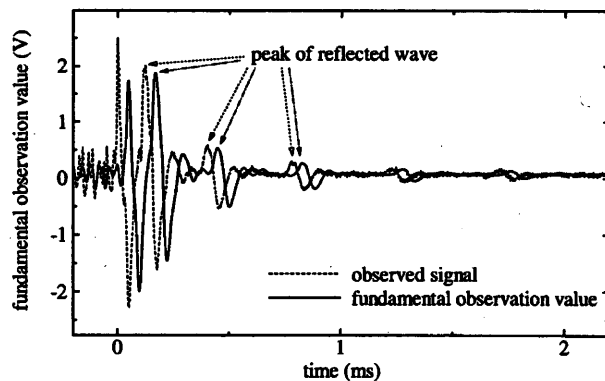


図 4 観測波形と基本観測値 (case 1, 2003/1/14 17:31)  
Fig. 4 Observed signal and fundamental observation value. (case 1, 2003/1/14 17:31)

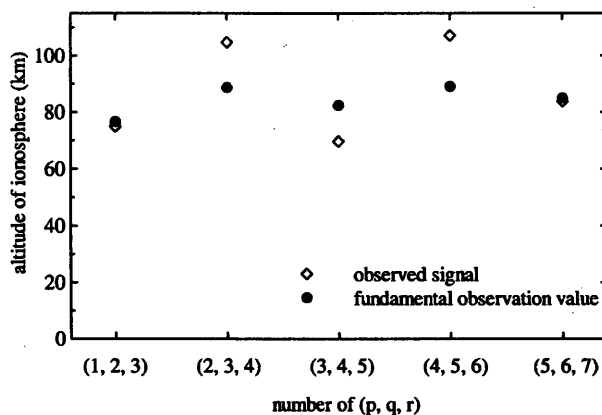


図 5 電離層の高さ  
Fig. 5 Altitude of ionosphere.

ばらつきが減少していることが分かる。ばらつきを定量的に評価するために以下の式 (12) を用いて検討を行う。

$$\Psi(h) = \frac{\sigma(h)}{\bar{h}} \quad (12)$$

ここで  $\sigma(h)$  及び  $\bar{h}$  はそれぞれ  $h$  の標準偏差及び  $h$  の平均値とする。図 5 より、 $\Psi(h)$  を求めると観測波形の場合は  $\Psi_{os}(h) = 0.1736$ 、基本観測値の場合は  $\Psi_{fov}(h) = 0.0541$  となった。

更に、観測された他の四つの電界波形に対して同様の検討を行う。図 6, 図 7, 図 8 及び図 9 に観測波形及びその基本観測値 ( $M = 100$ ,  $m = 0$ ,  $\lambda = 1/2$ ) を示す。これらの波形に対して図 5 と同様の計算を行い、その値から求めた  $\Psi(h)$  を図 10 に示す。ただし、図中の case1, case2, case3, case4 及び case5 は図 4, 図 6, 図 7, 図 8 及び図 9 とする。同図より、いずれも基本観測値を用いた場合の方がばらつきが少ないことが分かる。また、基本観測値を用いた場

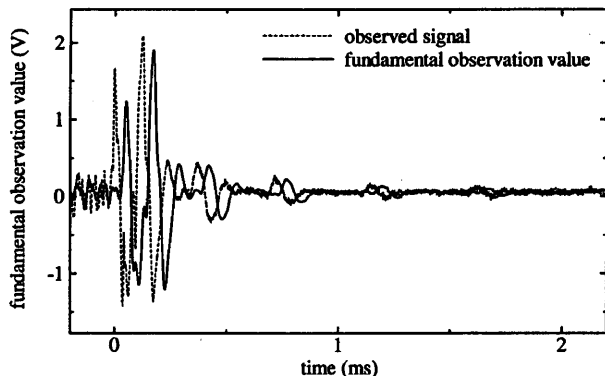


図 6 観測波形と基本観測値 (case 2, 2003/1/13 22:22)  
Fig. 6 Observed signal and fundamental observation value. (case 2, 2003/1/13 22:22)

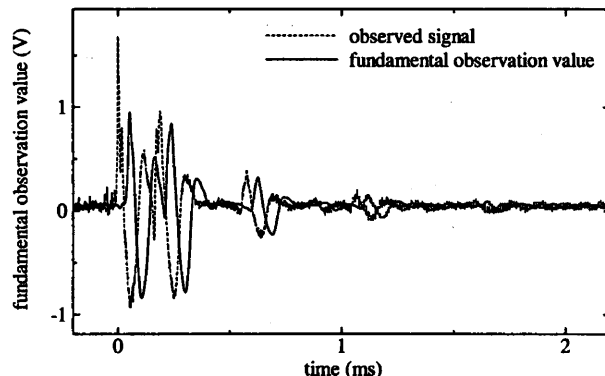


図 9 観測波形と基本観測値 (case 5, 2003/4/12 22:36)  
Fig. 9 Observed signal and fundamental observation value. (case 5, 2003/4/12 22:36)

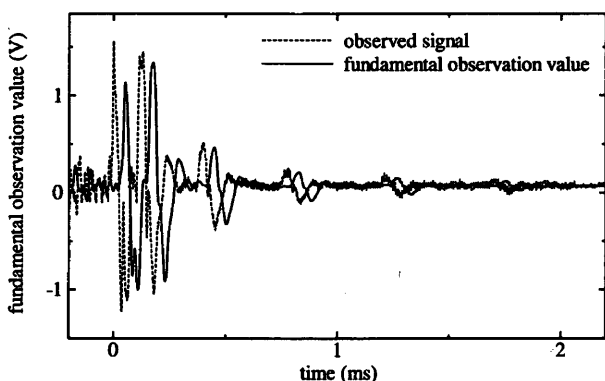


図 7 観測波形と基本観測値 (case 3, 2003/1/14 17:57)  
Fig. 7 Observed signal and fundamental observation value. (case 3, 2003/1/14 17:57)

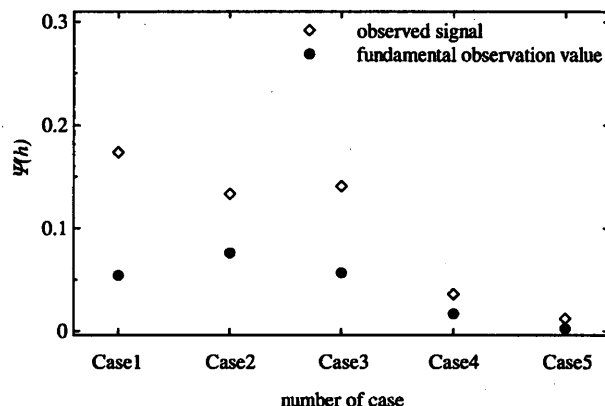


図 10  $h$  のばらつき ( $\Psi(h)$ )  
Fig. 10 The deviation of  $h$ . ( $\Psi(h)$ )

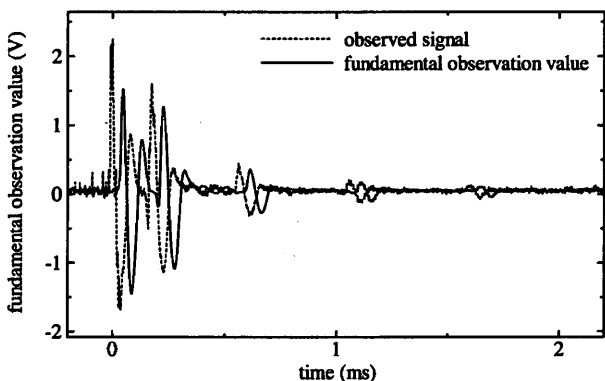


図 8 観測波形と基本観測値 (case 4, 2003/4/12 23:13)  
Fig. 8 Observed signal and fundamental observation value. (case 4, 2003/4/12 23:13)

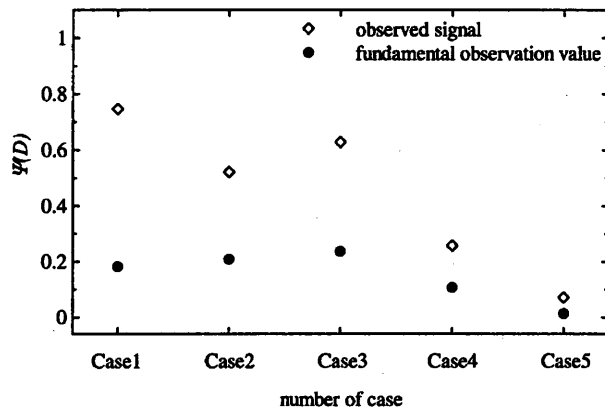


図 11  $D$  のばらつき ( $\Psi(D)$ )  
Fig. 11 The deviation of  $D$ . ( $\Psi(D)$ )

合の  $h$  の平均値  $\bar{h}$  は, case1, case2, case3, case4 及び case5 においてそれぞれ 84.37 km, 89.41 km, 85.85 km, 90.27 km 及び 89.39 km となり, この値は夜間の電離層の高さとして妥当な値といえる。

観測地点と放電発生地点との距離  $D$  について, 以下の式 (13) を用いて  $h$  の場合 (図 10) と同様に検討

を行う。

$$\Psi(D) = \frac{\sigma(D)}{\bar{D}} \tag{13}$$

ここで  $\sigma(D)$  及び  $\bar{D}$  はそれぞれ  $D$  の標準偏差及び  $D$  の平均値とする。また  $D$  は式 (11) によって求める。

図 11 に case1, case2, case3, case4 及び case5 の

場合の  $\psi(D)$  を示す。同図より、 $D$  についても  $h$  と同様に基本観測値を用いた場合の方がばらつきが少ないことが分かる。式 (11) より  $D$  は  $h$  の関数であるから、 $h$  のばらつきが少ないほど  $D$  の精度は上がると考えられる。

以上により、落雷による放射電磁界の反射波を用いて電離層の高さを求める場合、反射波の受信時間差の決定に自然観測法理論を適用することの有効性を示すことができた。

#### 4. 検 討

3. の解析では、式 (10) 及び式 (11) によって決定される  $h$  及び  $D$  が一定になるような理想的な高度及び距離の決定法として、落雷放射電界の観測波形にデジタル自然観測法を適用し検討を行った。この解析では、観測信号の基本観測値を用いることで、式 (10) 及び式 (11) より、等価的な電離層の高さ及び放電発生地点までの距離を求めたものであると考えられる。また、例えば、式 (10) 及び式 (11) から求めた値の平均をとるなどの方法が考えられるが、これも得られた値から等価的な電離層の高さ及び放電発生地点までの距離を求める操作といえる。ここで、この等価的な高度及び距離を求める場合には、 $h$  及び  $D$  の値のばらつきが大きければ、求められる高度及び距離は不安定な解になる。3. の結果よりデジタル自然観測法を適用することで、観測された原波形を用いる場合よりも高度及び距離の値のばらつきが少なくなることが明らかとなった。したがって、デジタル自然観測法を用いた場合の方が決定される等価的な高度及び距離の値が安定しているといえる。

落雷によって放射された電磁波の受信時間差を用いて電離層の高さ  $h$  や観測地点と放電発生地点との距離  $D$  を求める場合、平均を求めることで多少は改善することは考えられるが、電磁波は光速で伝搬するため、求められた  $h$  や  $D$  の精度は原理的に  $\Delta d = c \cdot T_s$  となる。ここで、 $c$  及び  $T_s$  はそれぞれ光速及び観測システムのサンプリング周期とする。すなわち、本論文では観測システムのサンプリング周期は  $T_s = 1 \mu\text{s}$  であるので、 $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$  とすれば、 $\Delta d = 300 \text{ m}$  となる。したがって、3.2 で求められた  $h$  及び  $D$  は  $300 \text{ m}$  の誤差を有する。

式 (6) より、自然観測法理論を適用する場合、位数  $M$ 、次数  $m$  及び重み係数  $\lambda$  を決める必要がある。位数  $M$  については解析対象となるパルス幅程度とする

と適当である [10]。本論文における検討では、文献 [10] に従って、反射波のパルス幅より  $M = 100$  とした。また、放射電磁界の反射波のピークの時間を決定するために  $m = 0$  とした。 $\lambda$  は標準値の  $1/2$  としているが、対象波形によってはより適切な値が存在する可能性がある [2]。すなわち、 $\lambda$  について更に検討を行うことで、本論文の結果よりもばらつきの少ない結果が得られる可能性が考えられる。 $\lambda$  についてより詳細な検討は、今後の報告で行いたい。

筆者は落雷によって放射され地表面に沿って伝搬する直接波に対する受信時間差の決定法としてパルスの立上りの変曲点を利用する特性時間決定法を報告した [8]。しかし、電離層-大地間の反射波では、反射を繰り返すたびに鋭い立上り成分が減衰し波形の立上り部分に変歪するために、反射波を用いて  $h$  及び  $D$  を求める場合、[8] の決定法よりも本論文で報告した方法が有効である。

#### 5. む す び

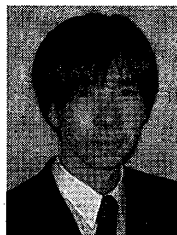
落雷によって放射された電磁界信号への自然観測法理論の適用について検討を行った。秋田県本荘観測地点において落雷放射電磁界の電離層-大地間における反射波の観測を行い、その観測波形に対して自然観測法理論を適用することで、反射波の受信時間差を決定した。受信時間差から、電離層の高さ  $h$  及び観測地点と放電発生地点との距離  $D$  を求めた。その結果、観測された原波形を用いて求めた値よりも自然観測法理論による基本観測値を用いて求めた値の方が、ばらつきが少なく等価的な高度及び距離を決定する場合、精度が良いことを明らかにした。これより、落雷放射電界の反射波を用いて  $h$  及び  $D$  を求める場合、自然観測法理論を適用することは有効であるといえる。ただし、観測される落雷放射電界信号は、非常に複雑であるため、本論文で求めた等価的な電離層の高さ  $h$  及び観測地点と放電発生地点との距離  $D$  の精度については、今度、他の方法との比較を行い、更に詳細に検討を行う予定である。

#### 文 献

- [1] 飯島泰蔵, 自然観測法の理論, 森北出版, 2000.
- [2] 飯島泰蔵, デジタル自然観測法, 森北出版, 2001.
- [3] 飯島泰蔵, “自然観測変換の基礎理論,” 信学論 (A), vol. J76-A, no. 11, pp. 1620-1626, Nov. 1993.
- [4] 飯島泰蔵, 岩城 護, “有限和によって波形を再構成できる自然観測法の基礎理論,” 信学論 (A), vol. J79-A, no. 1, pp. 77-87, Jan. 1996.

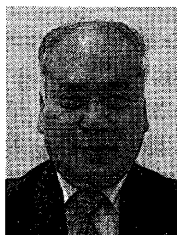
- [5] 岩城 護, 飯島泰蔵, “離散時間波形に対する自然観測法について,” 信学論 (A), vol.J79-A, no.3, pp.728-735, March 1996.
- [6] 飯島泰蔵, 岩城 護, “正規型自然観測変換の瞬時特性について,” 信学論 (A), vol.J81-A, no.11, pp.1575-1582, Nov. 1998.
- [7] 大久保寛, 竹内伸直, “自然観測法理論による微小変動信号の検出についての検討,” 電学論 (A), vol.123-A, no.7, pp.644-650, July 2003.
- [8] 大久保寛, 竹内伸直, “自然観測法理論による過渡電磁界信号の特性時間決定法,” 信学論 (B), vol.J86-B, no.9, pp.1731-1738, Sept. 2003.
- [9] 大久保寛, 竹内伸直, “自然観測フィルタによる時系列データの変曲点の検出,” 信学論 (A), vol.J86-A, no.11, pp.1170-1178, Nov. 2003.
- [10] 大久保寛, 竹内伸直, “デジタル自然観測法により特性時間を検出する場合の位数  $M$  の決定に関する検討,” 信学論 (A), vol.J87-A, no.3, pp.409-412, March 2004.
- [11] 大久保寛, 竹内伸直, “自然観測法理論による雷放電現象の解析,” 電学パルスパワー研資, PPT-03-15, 2003.
- [12] R. Reiter, Phenomena in Atmospheric Environmental Electricity, ELSEVIER, 1992.
- [13] 竹内伸直, 大久保寛, 佐藤 充, 本間規泰, 成田憲一, “仙台市郊外で発生した地震についての電磁変動観測,” 電学論 (C), vol.119-C, no.8/9, pp.979-984, Aug. 1999.
- [14] 赤尾保男, 環境電磁工学の基礎, 電子情報通信学会, 1991.
- [15] M. Uman, Lightning discharge, Academic Press, London, UK, 1987.
- [16] 北川信一郎, 河崎善一郎, 三浦和彦, 道本光一郎, 大気電気学, 東海大学出版会, 1996.
- [17] 竹内利雄, 雷放電現象, 名古屋大学出版会, 1987.
- [18] 日本大気電気学会, 大気電気学概論, コロナ社, 2003.
- [19] 佐尾和夫, 空電, 成山堂, 1981.
- [20] 早川正士, 宇宙からの交響楽—超高層プラズマ波動, コロナ社, 1993.
- [21] 小門前寿夫, 長野 勇, 八木谷聡, 竹園直史, “雷放電位置検出装置の開発,” 信学技報, A-P2001-75, Oct. 2001.
- [22] E.P. Krider, C.D. Weidman, and R.C. Noggle, “The electric fields produced by lightning stepped leaders,” J. Geophys. Res., vol.82, pp.951-960, 1977.
- [23] 長野 勇, 電波伝搬ハンドブック, 第7章, リアライズ社, 1999.
- [24] G. Budden, The Propagation of Radio Waves: The Theory of Radio Waves of Low Power in the Ionosphere and Magnetosphere, Cambridge Univ. Pr., 1985.

(平成 15 年 8 月 29 日受付, 16 年 1 月 14 日再受付)



大久保 寛 (正員)

1999 東北大・工・電気卒. 2001 同大大学院工学研究科博士課程前期課程了. 2004 同後期課程了. 2001 年 4 月より秋田県立大学システム科学技術学部助手. 博士 (工学). 現在, 自然界における電磁変動現象の信号解析・シミュレーションに関する研究及び自然観測法理論による信号解析の研究に従事.



竹内 伸直

1965 東北大・工・電子卒. 1970 同大大学院工学研究科電気及び通信工学専攻博士課程単位了. 同年 4 月東北大学工学部助手. 同助教授を経て, 現在, 秋田県立大学システム科学技術学部教授. 工博. 地震, 雷の電磁変動量の計測とその信号解析の研究に従事. 電気学会会員.