

ELF 電磁界観測による世界雷分布同定とそれを用いた地球温暖化に関する研究

研究代表者 電気通信大学電気通信学部電子工学科 助教授 安藤芳晃

1. はじめに

雷放電現象は頻度の変動はあるものの、四季や時刻を問わずほぼ常に発生していることが知られている。また、一般には熱帯の地域で発生頻度が高く、一日のうちでも現地時間で14～15時あたりが発生しやすいという報告がされている。しかしながら、発生の空間的スケールが地球表面全体に及ぶのに対し、時間的スケールには一瞬の自然電磁気現象であるため、全域・常時をカバーする雷放電の観測というのは未だ開発されていない。そのため、ある同時刻における雷放電発生の世界分布図を作成することはできず、雷放電の分布がどのような日変化や季節変化をするのかということは、雷物理解明という科学的見地からは重要であるにも関わらず、知られていない。

また、日本のように人口密集で、かつ落雷が多発する地域では、送配電施設や通信設備、工場への落雷が甚大な被害をもたらす危険性を持っており、都市程度の空間スケールをカバーする観測システムだけでなく、それらと地球全域をカバーする観測システムを組み合わせることでより確度の高い落雷予測システムが可能であると思われる。さらには近年に至り、熱帯地域における雷放電数と地表面温度の非線形な相関が報告され、雷放電観測を用いた地球温暖化に対するグローバル温度計としての可能性に期待が高まっている。

そこで本研究では、雷放電が発生する極低周波数 (Extremely Low Frequency; ELF) 帯の観測を行い、雷放電観測の時間的・空間的解像度を落とすことで地表面全域をカバーする雷放電観測システムの開発を目的としている。また、このシステムの運用を行うことで、雷放電現象と地球温暖化との相関を明らかにし、その観測を行うことを目標として上げている。

2. 理論

2.1. 基本原理

雷放電により発生する低周波の電磁波は、電離層を透過することができないため、大地と電離層間を伝搬する。特に、数 Hz 程度の ELF 帯の電磁波は、長波長であるために地球を何周も伝搬することが可能であり、そこを空洞共振器とする共振現象 (シューマン共振; Schumann resonance) を起こすことが知られている。このシューマン共振のスペクトルは、雷放電位置と観測点間の距離で主に定まることが分かっており、逆の観点からは、観測したスペクトルを分解することで波源の位置を推定することが可能となる。本研究ではこれを利用し、観測スペクトルを個別の雷放電による応答スペクトルに分解することが研究の中心となる。

2.2. シューマン共振現象の電磁界解析

本システム実現のための重要な一部分は、雷放電によって誘導される ELF 帯の電磁界解析

である。共振現象の解析のため、ここでは周波数領域での有限差分法を用いてシューマン共振のシミュレーションを行う。

定式化：地球をモデル化した内円の半径を r_i 、電離層中の適当な高度で打ち切ってその半径を r_o とおき、そこで完全導体とする。下部電離層の影響で上空では十分に反射・減衰されているので吸収境界は必要ない。地球-電離層間の解析領域を微小セルに区切り、 r 、及び θ 方向のセルのサイズをそれぞれ、 Δr 及び $\Delta\theta$ とする。波源として Δl の長さを持つ微小フィラメントが、 $(r, \theta) = (r_i + \Delta r/2, 0)$ において、 $+r$ 方向を向いて存在している。解析領域中の比誘電率は φ 方向には依存しないものとする、この問題は r, θ のみに依存する2次元問題に帰着できる。そこで、離散化された座標は次式で表されるものとする。

$$(r, \theta) = (r_i + \{i-1\}\Delta r, \{j-1\}\Delta\theta) \equiv (i, j)$$

ここで、 $i=1, \dots, N$, $r_o = r_i + N\Delta r$, $j=1, \dots, M$, $M\Delta\theta = \pi$ とする。また、この形状において、 φ 方向に関するTEモード、即ち E_r 、 E_θ 、及び H_φ 成分のみが励振され、これらの成分をYeeセルのように配置する。即ち、

$$\begin{bmatrix} E_r(i, j) \\ E_\theta(i, j) \\ H_\varphi(i, j) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_r(r_i + \{i-1/2\}\Delta r, \{j-1\}\Delta\theta) \\ E_\theta(r_i + \{i-1\}\Delta r, \{j-1/2\}\Delta\theta) \\ H_\varphi(r_i + \{i-1/2\}\Delta r, \{j-1/2\}\Delta\theta) \end{bmatrix} \quad (1)$$

このとき、有限差分式は磁界の成分を用いて次式で表される。

$$\begin{aligned} c_1 H_\varphi(i + \frac{3}{2}, j + \frac{1}{2}) + c_2 H_\varphi(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) + c_3 H_\varphi(i + \frac{1}{2}, j + \frac{3}{2}) + c_4 H_\varphi(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}) \\ + c_0 H_\varphi(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) = b \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{(1 - \delta_{i,N})R(i + \frac{3}{2})}{\varepsilon_r(i + 1, j + \frac{1}{2})R(i + \frac{1}{2})}, & c_2 &= \frac{(1 - \delta_{1,i})R(i - \frac{1}{2})}{\varepsilon_r(i, j + \frac{1}{2})R(i + \frac{1}{2})}, \\ c_3 &= \frac{(1 - \delta_{j,M})S(j + \frac{3}{2})\Delta r^2}{\varepsilon_r(i + \frac{1}{2}, j + 1)\{R(i + \frac{1}{2})\Delta\theta\}^2 S(j)}, & c_4 &= \frac{(1 - \delta_{1,j})S(j - \frac{1}{2})\Delta r^2}{\varepsilon_r(i + \frac{1}{2}, j)\{R(i + \frac{1}{2})\Delta\theta\}^2 S(j)}, \\ c_0 &= k_0^2 \Delta r^2 - \left[\frac{1 - \delta_{i,N}}{\varepsilon_r(i + 1, j + \frac{1}{2})} + \frac{1 - \delta_{1,i}}{\varepsilon_r(i, j + \frac{1}{2})} \right] \\ &\quad + \frac{S(j + \frac{1}{2})\Delta r^2}{\{R(i + \frac{1}{2})\Delta\theta\}^2} \left[\frac{A_{1,j}}{\varepsilon_r(i + 1, j + \frac{1}{2})} + \frac{A_{j,M}}{\varepsilon_r(i + \frac{1}{2}, j + 1)} \right] \\ b &= \frac{4I\Delta l \Delta r \delta_{1,i} \delta_{1,j}}{\varepsilon_r(i + \frac{1}{2}, 1)\pi\{R(i + \frac{1}{2})\Delta\theta\}^3} \end{aligned} \quad (2)$$

であり、 k_0 、 $\delta_{m,n}$ 、 $R(i)$ 、及び $S(j)$ は真空中の波数、クロネッカーのデルタ、 $R(i) = r_i + (i-1)\Delta r$ 、 $S(j) = \sin\{(j-1)\Delta\theta\}$ であり、さらに

$$A_{1,j} = \begin{cases} 1/S(j), & (j \neq 1) \\ 4/S(j + \frac{1}{2}), & (j = 1) \end{cases}, \quad A_{j,M} = \begin{cases} 1/S(j + 1), & (j \neq M) \\ 4/S(j + \frac{1}{2}), & (j = M) \end{cases} \quad (3)$$

である。

大気・電離層パラメタ ELF帯の伝搬損失は下部電離層において、主に電離した粒子間や中性粒子との衝突によるものである。大気圏下部ではほぼ導電率として近似でき、導電率の高

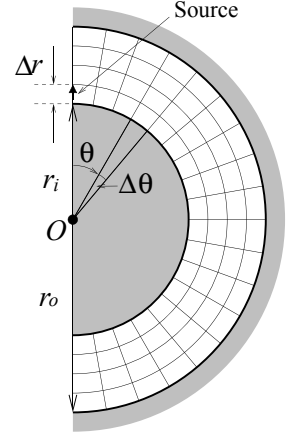


図1. 解析モデル

度分布のモデルとして次式が与えられている。

$$\frac{1}{\sigma(z)} = \sum_{\eta=1}^3 D_{\eta} \exp(-B_{\eta}z) \quad (4)$$

ここで、

$$\left(\frac{D_{\eta}}{10^{12} \Omega \text{m}}, \frac{B_{\eta}}{\text{km}^{-1}} \right) = (46.9, 4.527)_{\eta=1}, (22.2, 0.357)_{\eta=2}, (5.9, 0.121)_{\eta=3}$$

である。高度 60 km 以上の大気圏上部では電子による影響が支配的であり、次のように定式化できる。比誘電率を損失性のプラズマとし、

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\{\omega - j(\nu_{en} + \nu_{ei})\}\omega} \quad (5)$$

で与える。ここで、 ω_{pe} 、 ν_{en} 及び ν_{ei} はそれぞれ電子のプラズマ周波数、電子と中性大気及び電子とイオンとの衝突周波数である。電子と各イオンの密度は IRI モデルより求めることが可能である。衝突周波数 ν_{en} 及び ν_{ei} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \nu_{en} &= \left\{ 4.6 N_{N_2} R_e^{0.95} + 4.3 N_{O_2} R_e^{0.79} + 1.5 N_O R_e^{0.85} \right\} \times 10^{-15} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \\ \nu_{ei} &= \left(1.84 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} \text{ m}^3 \text{ K}^{3/2} \right) \left\{ 16.33 + 0.5 \ln(T_e^3 / N_e) \right\} N_e T_e^{-3/2} \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 N_{N_2} 、 N_{O_2} 、及び N_O はそれぞれ N_2 、 O_2 、及び O の濃度であり、 R_e は $T_e / (300\text{K})$ で、 T_e [K] は電子温度である。これらの中性大気密度と温度は NRLMSISE-00 モデルより求めることが可能である。

図 2, 3 に FDFD 法での、それぞれ周波数を 8 Hz, 20 Hz としたときの計算結果を示す。計算した磁界の強度を色の濃淡で表している。この周波数はそれぞれ第一、第三共振周波数にほぼ一致しており、磁界分布からも共振していることが見てとれる。

本解析では上空に吸収境界条件は設けておらず、高度 130 km において完全導体としている。しかし図から見て分かるように、電子密度分布から、磁界分布はほぼ 100 km において急激に減衰していることから、十分な高さをとれば吸収境界条件が必要ないことが分かる。

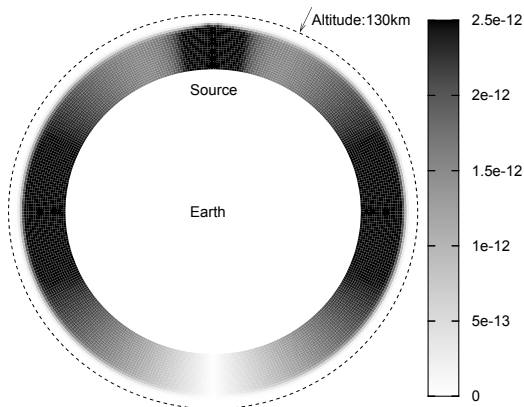


図 2. 磁界強度分布 ($f = 8$ Hz)

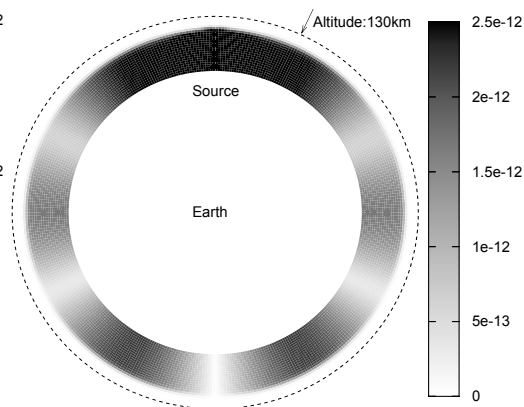


図 3. 磁界強度分布 ($f = 20$ Hz)

2.3. 観測波形からの雷分布同定逆問題 ～1次元逆問題～

シューマン共振スペクトルの計算により、逆問題を解くことで観測データから波源である雷分布を再構成することが可能となる。ここでは波源の強度と観測点からの距離のみの再構成をする逆問題を定式化する。

観測点からその地球表面上の反対側の点を Λ 分割し、その λ 番目の範囲における波源からの応答を $d_\lambda(f_\mu)$ とする。

$$d_\lambda(f_\mu) = \frac{1}{\Delta} \int_{\lambda\text{-region}} |h(r, f_\mu)|^2 dr \quad (7)$$

ここで、 f_μ は離散化された周波数、 $h(r, f_\mu)$ は有限差分法の計算結果による地表面での磁界であり、観測点と波源の距離 r 、周波数を f_μ とした計算結果である。一方、観測された応答 $|\tilde{h}(f_\mu)|^2$ は各領域からの応答 $d_\lambda(f_\mu)$ の線形結合で表されるものとするが、ここで観測値に含まれるシューマン共振以外の雑音を考慮し、各周波数の観測値 $|\tilde{h}(f_\mu)|^2$ の標準偏差を σ_μ とすると、 $G_{\lambda\mu} \equiv d_\lambda(f_\mu)/\sigma_\mu$ 、 $\gamma(f_\mu) = |\tilde{h}(f_\mu)|^2/\sigma_\mu$ と定義し、その係数を ξ_λ ($\lambda=1, 2, \dots, \Lambda; \xi_\lambda \geq 0$) とする。即ち、

$$\gamma(f_\mu) = \sum_{\lambda=1}^{\Lambda} G_{\lambda\mu} \xi_\lambda \quad (8)$$

また、行列の形式で書くと $\boldsymbol{\gamma} = \mathbf{G} \cdot \boldsymbol{\xi}$ とかけ、ここで、 $\boldsymbol{\gamma} = [\gamma(f_1) \ \gamma(f_2) \ \dots \ \gamma(f_K)]^T$ 、 $\mathbf{G} = \{G_{ij}\}$ 、 $\boldsymbol{\xi} = [\xi_1 \ \xi_2 \ \dots \ \xi_\Lambda]^T$ であり、 K を観測する周波数の点数とする。この解をチホノフの正則化を行うことで得る。

$$\Pi(\boldsymbol{\xi}) = \|\mathbf{G} \cdot \boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\gamma}\|^2 + \alpha Y(\boldsymbol{\xi}) \quad (9)$$

ここで、 $\Pi(\boldsymbol{\xi})$ はスムージングの汎関数であり、 α は正則化パラメタ、 $Y(\boldsymbol{\xi})$ は安定化汎関数であり、ここでは $Y(\boldsymbol{\xi}) = \|\boldsymbol{\xi}\|^2$ のように選ぶ。この解は(9)の汎関数の勾配が0となる点を探すことで得られ、即ち次式を非負の最小二乗で解くことで得られる。

$$\nabla \Pi(\boldsymbol{\xi}) = \mathbf{G}^T \cdot (\mathbf{G} \cdot \boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\gamma}) + \alpha \boldsymbol{\xi} = 0 \quad (10)$$

2.4. 観測システム

シューマン共振の観測として、人工雑音の少ない北海道母子里(44°20' N 142°15' E)に良質なデータを得るための観測システムを設置している。観測器は、増幅器とフィルタ（低周波除去、及びフーリエ変換の際の折り返し効果除去）内蔵の防水加工を施したインダクション型磁力計2つを南北・東西に埋設、約180mのケーブルで観測所に伝送し、AD変換ボードで4kHz、16bitでサンプリングしたデータを24時間取得している。また、GPSを用いて時刻同期を行っている。

3. 成果

3.1. 観測波形の信号処理法（発表文献^[1]）

従来はELF帯観測波形をそのままフーリエ変換したスペクトルをシューマン共振の強度としていた。しかしシューマン共振のエネルギーは極めて小さく、近傍の雷放電で発生するパ

ルスによるエネルギーで、スペクトルは無視できない影響を受ける。そこで、観測データの前処理として、観測波形からパルスを検出し、線形予測を用いてパルスが存在する数ミリ秒の間のデータを推定することでパルス除去を行い、シューマン共振をより正確に求めることに取り組んだ。

線形予測(Linear Prediction; LP)は Wiener フィルタの一種であり、雑音を含む等時間間隔でサンプリングされた定常信号に対して、最小二乗の意味において、ある時刻の最適推定値をそれより過去のデータの線形結合を用いて表すものである。

観測データを a_1, a_2, \dots, a_N とするとき、 a_{N+1} を

$$a_{N+1} = \sum_{j=1}^M d_j \cdot a_{N+1-j} \quad (11)$$

で推定する。ここで、 d_j は以下のようにして求められる。

$$\begin{bmatrix} \phi_0 & \phi_1 & \cdots & \phi_{M-1} \\ \phi_{-1} & \phi_0 & \cdots & \phi_{M-2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_{1-M} & \phi_0 & \cdots & \phi_0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \\ \vdots \\ d_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \phi_M \end{bmatrix} \quad (12)$$

ϕ_j は a_i の自己相関であり、

$$\phi_j = \frac{1}{N-j} \sum_{i=1}^{N-j} a_i a_{i+j} \quad (13)$$

で表される。

シューマン共振推定のアルゴリズム: 観測波形の一例として、南北成分の波形を図 4 に示す。2004 年 7 月 15 日の 16:34:17UT における波形であり、横軸はその時刻からの時間である。約 0.08 nT ptp の波形は送電線からのノイズである。またこの 6 秒内に 20 以上の近傍の雷放電によるパルスが見られる。

線形予測を用いて近傍の雷放電のパルスの影響を取り除くには、まずパルス位置を検出する必要がある。そこで、観測波形に 50 Hz とその高調

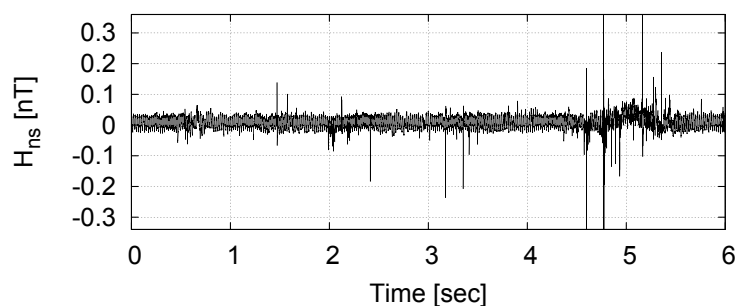


図 4. 磁界南北成分の観測波形

波におけるノッチフィルタと、バイアスとして存在する低周波成分を取り除くハイパス・フィルタを施した波形よりパルス位置を検出するようにした。検出された時刻における 20 msec (80 サンプル) の間の観測データを線形予測で修正する。ここで、線形予測により修正されるデータは先のフィルタを施されたものでなく、生の観測データである。ただし直流分は除いており、これは線形予測による制限である。

線形予測の係数は $M = 640$ 個求めており、係数を導出するための自己相関は $N = 4000$ 点のデータより計算した。一般にこれらのパラメタは試行により調整の必要がある。また、前

節で求められた係数 d_j は満すべき安定条件が存在し、それが満されていない場合は多数の点を予測すると発散することが知られている。安定条件は特性方程式:

$$z^M \sum_{j=1}^M d_j z^{M-j} = 0 \quad (14)$$

の解が全て単位円内に存在することである($|z| \leq 1$)。

観測波形への適用：実際の観測波形に適用した例を図5, 6に示す。全時刻にわたってパルスのみが効果的に除去されていることが分かる。また線形予測による推定はパルス後には観測波形とほぼ一致し、極めて妥当な推定ができていることが分かる。今回は、パルス検出時に振幅が 0.03 nT を超えたものをパルスと見なしている。

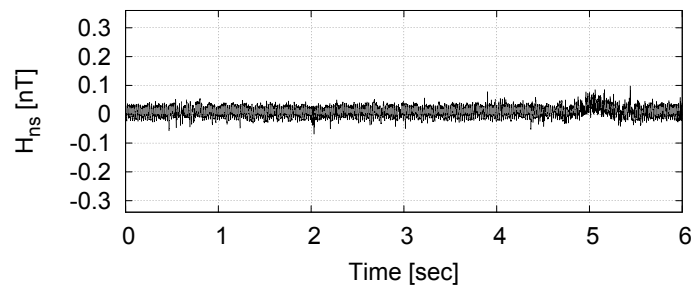


図 5. 線形予測を用いたパルス除去を図4の観測波形に施した波形

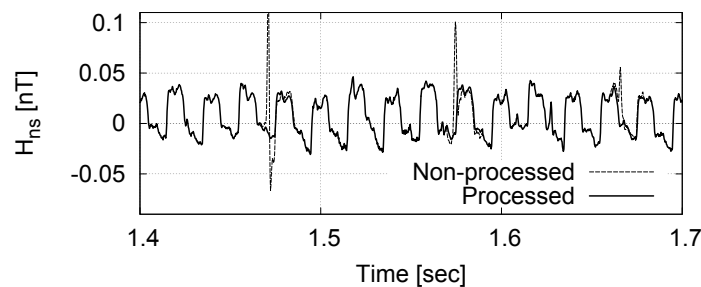
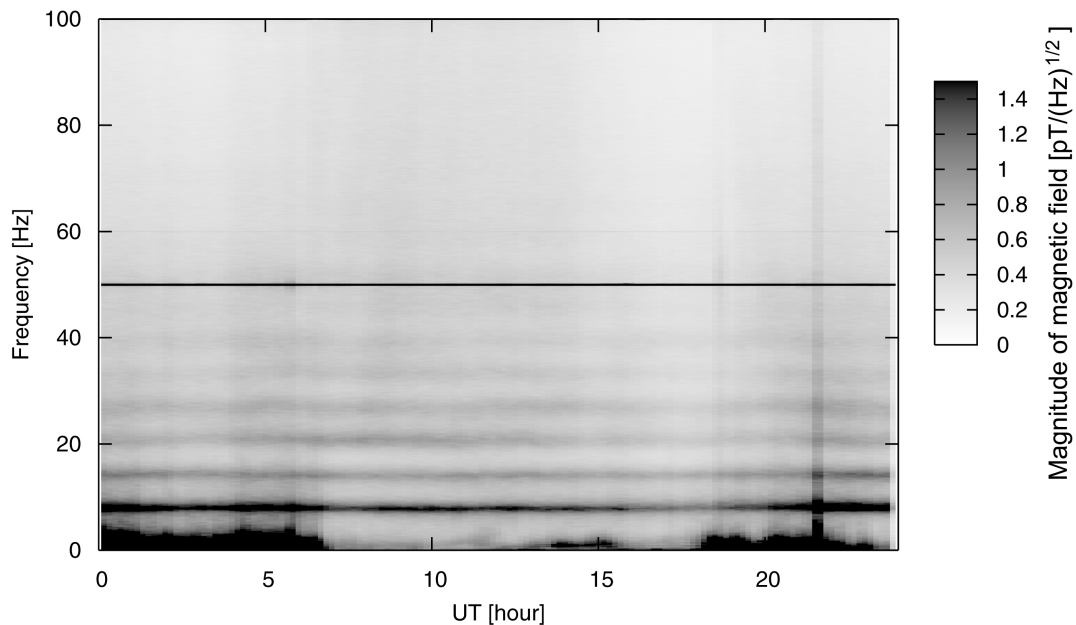


図 6. 拡大図。参考のため、パルス除去処理を施していない観測波形もプロットしてある。

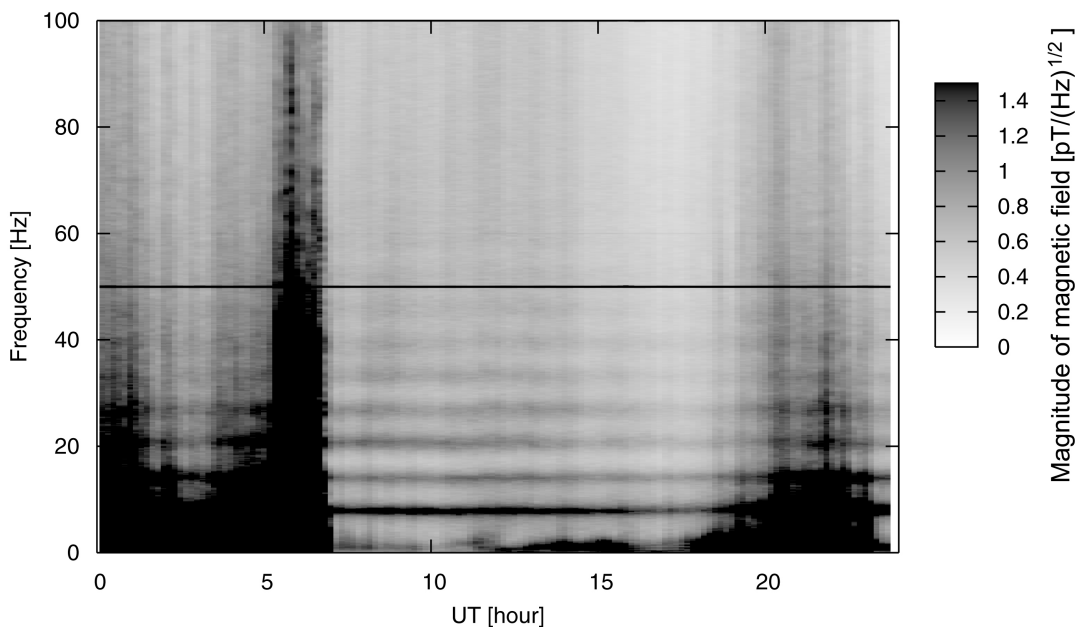
次にパルス除去処理を施した波形から求めたスペクトルの日変化を図7(a)に示す。また参考のため、観測波形から直接求めたスペクトルの日変化を図7(b)に示す。それぞれスペクトルは10分毎に求めており、10秒のデータをフーリエ変換し、5秒毎オーバーラップして得た合計119のスペクトルを平均することで計算している。どちらのスペクトルの日変化からもシューマン共振が存在することが分かるが、観測波形から直接スペクトルを求めた場合は、観測点近傍で雷活動が活発と思われる6時(UT)付近で全周波数にわたって強い応答が見られ、共振ピークが見えなくなっている。一方でパルス除去を行った波形から求めたスペクトルは、全時刻にわたって共振スペクトルを観測することができ、パルス除去がシューマン共振を抽出するのに極めて有効であることが分かる。

図8に、同日の2つの時刻のスペクトルを示す。実線はパルス除去処理を行った波形より求めたスペクトルで、破線は観測波形より求めたスペクトルである。図7からも分かる通り、18:00UTでは観測点近傍の雷活動は比較的静穏であり、パルス除去した波形と直接求めた波

形との差は小さい。一方で、06:00UT は活発な雷活動により、直接求めたスペクトルでは共振ピークが乱れているが、パルス除去したものは静穏時と変わらないシューマン共振のスペクトルが得られていることが分かる。



(a) パルス除去した波形から求めたスペクトルの日変化



(b) 観測波形から直接求めたスペクトルの日変化

図 7. 2004 年 8 月 15 日におけるスペクトルの日変化

3.2. 雷分布同定逆問題における正則化パラメタの導出 (発表文献^[3])

逆問題による雷分布推定では正則化パラメタを導入することで雑音の影響を軽減し、不適切な解にならないようにしている。しかしながら、解は正則化パラメタに依存し、用いた正則化パラメタが妥当であるかどうかは未知である。

そこで、任意のノルムを持つ雑音に対し適切な正則化パラメタを評価する Generalized Cross Validation (GCV)を導入し、適切な正則化パラメタについて考慮した。

GCV による最適なパラメタは、評価関数

$$GCV(\alpha) = \frac{\|(\mathbf{I} - \mathbf{D}) \cdot \boldsymbol{\gamma}\|^2}{(\text{Trace}[\mathbf{I} - \mathbf{D}])^2} \quad (15)$$

を最小とする α であり、ここで

$$\mathbf{D} = \mathbf{A} \cdot (\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{A} + \alpha \mathbf{I}) \cdot \mathbf{A}^T$$

である。

最適化した正則化パラメタから求めた結果と、従来の経験的手法による結果の比較を図 9 に示す。結果は 1999 年 12 月の一ヶ月のデータから雷分布を推定し、それを平均したものである。また、妥当性を検討するため、人工衛星による観測である LIS の同様の結果も示している。また、以前の手法において用いた正則化パラメタ $\alpha = 1 \times 10^{-42}$ による結果も比較のため示す。ここから、本手法の改善された点として、12~14 Mm における最大のピークが正確に同定できたことが挙げられる。また、9 Mm における雷放電も推定できていると言える。一方で、5 Mm における雷活動は誤推定を行っており、また 17 Mm における雷活動は同定できていない。これらについては、応答のスペクトルが類似することによる、誤推定と考えられる。以前の手法では、12 Mm あたりの雷活動が推定できておらず、最も重要な箇所の推定に誤差を含んでいると言える。

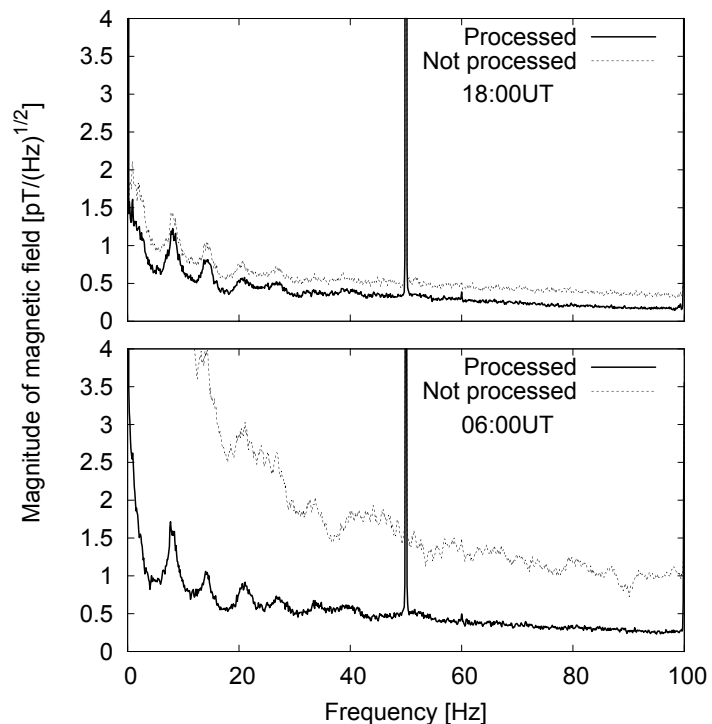


図 8. 各時刻におけるスペクトル。パルス除去処理をしたスペクトルと直接観測波形より求めたスペクトルをプロットしている。

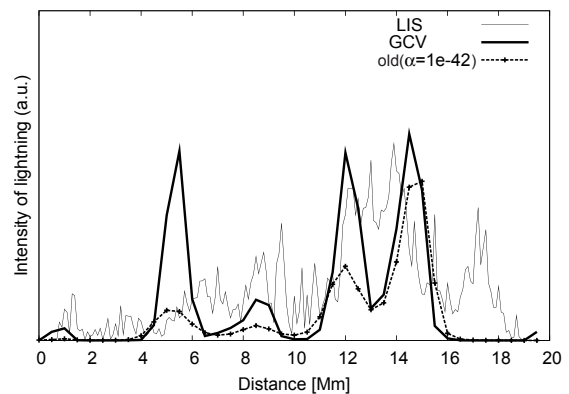


図 9. GCV による結果と LIS の観測結果の比較。及び、旧手法による計算結果

3.3. 時間領域解析手法の検討

従来は周波数領域解析でシューマン共振のシミュレーションを行ってきたが、周波数領域の電磁界解析は離散化した電磁界を未知数とする行列演算のため、3次元フルベクトル解析は計算機資源より困難である。そこで2次元への簡略化したモデルにて解析を行ってきたが、これでは、例えば下部電離層の昼夜非対称性を考慮することは出来ない。

そこで、本年はシミュレーションの3次元化に向けて、時間領域解析の検討を行ってきた。時間領域解析での有名な手法としては有限差分時間領域法 (Finite-Difference Time-Domain; FDTD) が挙げられるが、細かい空間離散化が必要となる。そこで、粗い離散化でも誤差が少ないとされる Constrained Interpolation Profile (CIP)法について検討を行った。元来、流体力学の分野で開発された CIP 法を電磁界問題に適用するには克服すべき問題があり、ここではその中でも重要な問題である①吸収境界条件、②TF/SF 境界の考慮、③分散関係の導出に取り組んだ。まず、①については FDTD 法で最も性能が良いとされる Perfectly Matched Layer(PML) を CIP 法に適用し、通常の CIP 法に比べて解析領域端からの反射が 25 dB 以上改善するという結果を得た (発表文献^[4])。②については、平面波をシミュレーションするのに必要な技術であり、CIP 法ではまだ確立していない。この TF/SF 境界については、既に定式については終えている。しかし、高周波を含むパルスに対しては数値分散の影響が出ることが分かっている (発表文献^[5])。③では、TF/SF の補正のために理論式を導出した (発表文献^[6])。

4. 結論

雷放電に伴う ELF 帯共振現象を用いた雷分布同定法の概説を行った。

本助成期間において、①同定の精度を上げるための観測データ前処理である線形予測を用いた近傍雷からのパルス除去アルゴリズムの確立、②同じく同定の精度を上げるための適切な正則化パラメタの推定法である Generalized Cross Validation の導入、③新たな検討として、3次元シューマン共振シミュレーションの確立のための新たな電磁界手法である、Constrained Interpolation Profile (CIP)法の検討を行った。本研究期間中による研究により、雷分布同定の精度が高まったことが、衛星観測との比較により明らかになった。この雷放電による ELF 帯電磁波技術の概説と近年の動向について、発表文献[2]にまとめられている。

今後の課題として、多点観測による推定雷分布の局所化が挙げられる。これにより、雷放電がどの地点で起こっているかを正確に分かることができる。また、今回までは地表面温度との相関を調べるまでは至らなかったが、今後は地表面温度データを用いて相関を調べることも重要な課題となる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、助成頂いた JFE21 世紀財団に深く感謝致します。

参考文献

1. A. P. Nickolaenko and M. Hayakawa, *Resonances in the Earth-Ionosphere Cavity*, Kluwer, Norwell, MA, 2002.

研究助成期間中の発表文献

- [1] 安藤芳晃, 早川正士, “線形予測を用いた ELF 帯磁界観測データからのシューマン共振の抽出法,” 大気電気研究, No.68, pp.17-18, 2006.
- [2] Y. Ando and M. Hayakawa, “Recent studies on Schumann resonance,” *IEEJ Trans. FM*, vol.126, no.1, pp.28-30, 2006.
- [3] Y. Ando and M. Hayakawa, “Use of generalized cross validation for identification of global lightning distribution by using Schumann resonances,” *Radio Science*, vol. 42, no. 2, RS2S16, doi:10.1029/2006RS003481, 2007.
- [4] Y. Ando and M. Hayakawa, “Implementation of the perfect matched layer to the CIP method,” *IEICE Trans. Electron.*, vol.E89-C, no.5, pp.645-648, 2006.
- [5] Y. Ando and M. Hayakawa, “Total-Field/Scattered-Field boundary condition for CIP method,” PIERS2006, Tokyo, Aug. 2006.
- [6] 安藤芳晃, 早川正士, “2次元M型CIP法の数値分散に関する検討,” 2007年電子情報通信学会総合大会 (2007年3月発表予定).