

KAGRA 地下サイトにおける ELF 帯磁場変動への真空ダクトの影響の試算 小河勉 (東京大学地震研究所)

An evaluation of the contribution to ELF geomagnetic field variation by the vacuum ducts at KAGRA underground site OGAWA Tsutomu(ERI, Univ. Tokyo)

Abstract

Geomagnetic field variation in the ELF band observed inside the tunnel of KAGRA in 2016 shows anomalous enhancement especially in the vertical component compared with those observed at outside of the tunnel. The factors expressing the enhancement amount to a few tens for the vertical component and several for the horizontal component. The present study suggests that the origin of the enhancement is the existence of the metallic vacuum duct whose length amount to 3km in the tunnel. Assuming that the duct is perfectly conducting, and considering that the observation point inside the tunnel was away from the duct by only about 10m, the duct is regarded to be infinitely long to simplify the problem to be solved. The simple problem which evaluates the scattering of an incident plane electromagnetic field variations in a homogeneous, isotropic, and conducting space by a cylindrical perfect conductor with infinite length, neglecting the earth surface is a simple 2-D TE problem. The solution suggests that in the region close to the cylinder, considering the realistic amounts of the electrical conductivity of the space as those of crustal rocks, the enhancement which amounts to the factors up to 100 is possible in the ELF band.

1 はじめに

重力波望遠鏡データに地球磁場のシューマン共振がノイズとなる可能性が指摘されている (Thrane et al., 2013)。グローバルにコヒーレントなシューマン共振がグローバルな重力波望遠鏡の観測網でコヒーレントなノイズとなり、特に背景重力波の検出を困難にすることが懸念されている。そのため、KAGRA(大型低温重力波望遠鏡、岐阜県飛騨市神岡) サイトにおけるシューマン共振の実測が 2013 年から日本の重力波研究グループによって試みられてきた。KAGRA の重力波望遠鏡は他の重力波望遠鏡と異なり、地下の坑道に設置されている。これによりノイズ源となりうる、地表の震動から逃れられるほか、大気中から導電的な地中に入射する地球電磁場変動も、定性的には緩和されることが期待された。

2014 年、重力波研究グループから地球内部電磁気研究グループへの地球磁場変動の機動的な観測への支援のリクエストを契機として、MT 法電磁探査用測器を使った KAGRA サイトにおける ELF 帯地球磁場変動観測が実施された。当時建設中だった KAGRA サイトにあって、商用電源の配線が KAGRA の坑内に敷設される直前で、坑内の電磁環境が KAGRA 稼働後と比較すれば静穏とみなせる最後の機会に、坑外で連続二昼夜、坑内で臨時に日中に、2 組の Phoenix Geophysics 製 MTU-5A 及び AMTC-30 を使った地球磁場変動の観測が実施された。そのデータの解析結果を記した Atsuta et al. (2016) は、坑外の水平磁束密度強度がシューマン共振周波数では桁で $1\text{pT}^2/\text{Hz}$ 程度であること、坑内の水平磁束密度強度でもシューマン共振周波数で強度が極大となるパワースペクトル密度が得られること、坑内での強度が坑外でのそれよりも数倍程度有意に大きいことを示した。坑外での計測では KAGRA の坑口からやや離れた、新跡津坑口付近で機器を配置する一方、坑内での計測は center room と呼ばれる、望遠鏡の運用実現時には諸機器が配置される予定のスペースで実施された。center room は坑口から 500m ほど坑内に進んだ位置にあり、1 本の長さが 3km の干渉計の真空ダクト 2 本が直交して交差する位置から水平に 10m 程度に位置して近く、かつ水平面内では 2 本の真空ダクトに挟まれる位置にある。また center room の鉛直方向の位置は、真空ダクトが設置される面に対して数 m 程度高い位置にある。center room の直上の地表からの深度は地図でよむ限り 200m 程度はあるものとみなせるため、この深度が ELF 帯における表皮厚さに比して十分大きな値ではなくとも、坑内での磁場変動の振幅は坑外においてよりも定性的には小さくなるものと想定されていたところ、その逆の特徴を示す観測結果は慎重な検討を要するものとなった。

Atsuta et al. (2016) は、坑内で得られた磁場変動の振幅が大きかった原因として、坑外・坑内の合計 2 組の測器の較正の精度が低かった可能性を想定し、高精度な較正を行えばこの差異は無視できるようになるとの作業仮説を考えた。そこで KAGRA サイトにおける観測から日を改めて、2 組の KAGRA サイトで用いた同一の測器を用いて同一地点における同時並行観測を実施し、データから得られる磁場変動の強度を比較した。その結果、2 組の測器に有意な差異はみられず、ゆえに KAGRA の坑内における磁場変動の強度は坑外における強度よりも有意に大きかったと結論づけた。ただし、坑内の磁場変動を増幅する機構に関する検討には至らなかった。なおこの 2014 年の観測では、坑内での磁束密度変動の観測において鉛直成分の観測は行わなかった。

2016年にはヨーロッパ、アメリカ、日本の重力波望遠鏡サイトで ELF 帯地球磁場変動の同時観測が試みられた (Coughlin et al., 2018)。その際、KAGRA サイトでは再び坑外で一昼夜、ELF 帯地球磁場変動を連続観測したほか、坑内においても約 1 時間の間、坑外における観測と並行して ELF 帯地球磁場変動の観測を行った (Akutsu et al., 2018)。2 組の測器 (1 組につき Metronix 製 ADU-07 が 1 台、MFS-06 が 2 本と MFS-07e が 1 本) のうち、1 組を坑外で連続稼働させた一方、もう 1 組は坑内で稼働した後に坑外に移設し、再稼働して 2 組の坑外並行観測を実施した。坑内における観測は 2014 年同様、center room で実施した。2014 年の観測では行わなかった、坑内における鉛直磁場変動の観測も 2016 年には実施した。2014 年、2016 年ともに坑内における観測は GPS 電波が受信できない観測であるため、測器の内部時計による計測となった。2016 年の坑外における観測は、2 組の測器を展開する上で必要な広さが確保された、KAGRA の坑口から近い駐車場で実施した。

2 組の測器の、坑内外データの比較及び坑外並行観測データの比較の結果、パワースペクトル密度の次のような特徴が判明した。

- 坑内、坑外ともにシューマン共振周波数で極大となるスペクトルが確認された。
- 坑内の振幅は水平 2 成分の合力、鉛直成分とともに坑外のそれぞれの振幅に比べて、水平 2 成分の合力で数倍、鉛直成分で数十倍の大きな振幅となっていた。
第一共振周波数である 8Hz 付近における値で、坑外の水平 2 成分の合力、鉛直成分の値はそれぞれ $2\text{pT}^2/\text{Hz}$ 、 $0.7\text{pT}^2/\text{Hz}$ 程度であるのに対して、坑内の水平 2 成分の合力、鉛直成分の値はそれぞれ $8\text{pT}^2/\text{Hz}$ 、 $20\text{pT}^2/\text{Hz}$ 程度である。
- 坑内では、水平 2 成分の合力よりも鉛直成分が数倍程度大きかった。
- 坑外では、並行稼働する 2 組の測器から得られるパワースペクトル密度に、平滑化パワースペクトル密度推定の誤差を超える有意な差異は見られなかった。

2016 年には坑内に様々な商用電源使用機器が導入されていた。これらに起因する電磁ノイズが、商用電源周波数のノイズ以外に白色ノイズなども存在しうる。しかしこれらが坑内のデータから推定されたパワースペクトル密度の値を押し上げている可能性は、坑内のデータにもシューマン共振の極大が明瞭に示されていることから主たる要因としては低いものとみなされた。坑外でも観測される大気中から地中への地球磁場変動が、坑内では何らかの増幅機構によって増幅されている可能性をデータは示唆した。特に 2016 年に初めて観測した坑内の鉛直成分に見られた大振幅のパワースペクトル密度は、地表から地中に浸透する水平成分のみをもつとみなせる ELF 帯地球磁場変動によって誘導される水平かつ観測地点に近接する線電流に起因した、鉛直成分が卓越する二次磁束密度の存在を示唆する。坑内における観測では center room 近傍に水平な直線状の良導体が、観測地点と同程度の高度に存在するならば、観測から得られたような磁場変動の振幅の増幅、特に鉛直成分の強化に寄与している可能性がある。そこで、2015 年 5 月に設置が完了した金属製真空ダクトの影響が考察の対象となり得る。center room の真空ダクトからの高度は数 m 程度、水平距離も 10m 程度であり、真空ダクトの長さが 3km であることと対比すれば小さな値である。

KAGRA 坑内に配置された様々な電気機器や金属製構造物が、坑内における磁場変動のパワースペクトル密度を強化する要因になり得る中で、金属製真空ダクトはもっとも巨大な良導的構造物である。そこで本研究では、坑内で観測された特に鉛直成分に顕著な磁場変動の増幅に対する金属製真空ダクトの寄与を見積もることとした。金属製真空ダクトを模した良導体に平面波磁場変動が一次場として入射した際に生じる二次磁束密度の良導体近傍における大きさを見積り、観測結果との矛盾の有無を検討する。本稿はこの様な検討の最も初期の段階として、最も単純な系を想定し、一次場への二次場の重ね合わせによる全磁束密度の増幅を定量的に検討する。

2 二次元モデル計算

2.1 空間の仮定

地中を導電的等方均質物質で満たされた無限空間とみなす (Fig. 1 参照)。地中岩石を模した導電的等方均質物質の電気伝導度は $10^{-3} \sim 10^{-1} [\text{S/m}]$ 程度と想定する。平面電磁波が進行する際の表皮厚さは、桁でみれば 1km 程度となる。地表面を模した境界面は本稿では考慮せず、したがって地表による電磁場への寄与は考慮しない。この無限空間に、1 本の金属製真空ダクトを模した、無限長の良導的円筒殻が存在するものとする。円筒殻の長さを無限長とみなす際に考慮する条件として、無限空間の表皮厚さに比して考察対象とする電磁場の空間範囲が円筒殻近傍に位置するものとする。

無限長円筒殻の軸方向に直交する方向からの平面波一次磁場変動が円筒殻に入射する問題を考察する。平面波の一次磁場変動と結合する一次電場変動は、その成分として円筒殻の軸方向の成分のみを持つものとする。この様な 2 次

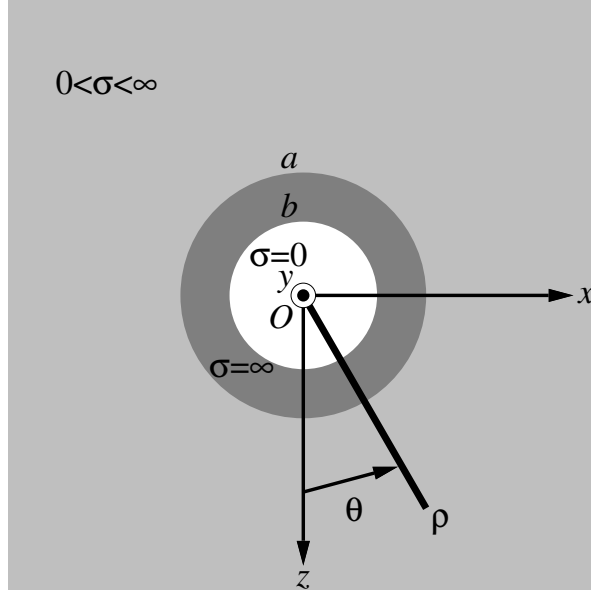


Figure1 Schematic view of the 2-D section of the space considered in the present study, and the definition of the Cartesian coordinate system (x, y, z) .

元問題では TE モードの電磁場のみを考察する。デカルト座標系 (x, y, z) として、円筒殻の軸方向に直交して入射する一次電磁場変動の進行方向を $+z$ 、軸方向に直交する入射一次磁場変動の方向を $+x$ とし、 $+x$ と $+z$ の 2 軸の方向から残る $+y$ の方向を定義する。 y 軸の方向は円筒殻の軸方向と平行となる。座標系の原点は円筒殻の軸上に位置させる。動径 ρ と方向角 θ を、 $\rho = (z^2 + x^2)^{1/2}$ 、 $\theta = \tan^{-1}(x/z)$ と定義する。考慮の対象となる電磁場は y 方向の電場 E_y 及び磁束密度ベクトル \mathbf{B} の z 成分及び x 成分、 B_z と B_x となる。

円筒殻の外径 a 及び内径 b に対し、金属製真空ダクトの金属部を $a < \rho < b$ が模している。地中岩石の電気伝導度に対し、金属の電気伝導度は 10^5 [S/m] 程度と桁で著しく大きい。そこで本稿では以下で、 $a < \rho < b$ の金属部を完全導体とみなすこととする。無限空間中の表皮厚さに比して、現実の坑道と金属製真空ダクトとの間の空気層のスケールが無視できるので、地中岩石を模した無限空間と金属製真空ダクトを模した完全導体無限長円筒殻との間は接しているものとする。無限空間中の電気伝導度を σ_0 と表すものとする。

円筒殻と無限空間との間の電磁場の境界条件は、円筒殻の表面における電場接線成分 E_y の消失である。

2.2 電磁場の解

磁束密度及び電場の一次場をそれぞれ $B_x^{(p)}$ 、 $E_y^{(p)}$ と表せば、周波数領域においてこれらは複素定数 B_{x0} を用いて、

$$B_x^{(p)} = + B_{x0} \exp(-\lambda'z), \quad (1)$$

$$E_y^{(p)} = - \sqrt{\frac{-i\omega}{\mu\sigma_0}} B_{x0} \exp(-\lambda'z), \quad (2)$$

と表せる。ただし $\lambda' = (-i\omega\mu\sigma_0)^{1/2}$ 、 λ' の実部は正とし、 i 、 ω 及び μ はそれぞれ虚数単位、角周波数及び無限空間の透磁率である。定数 B_{x0} は $z = 0$ における B_x の一次磁束密度の強度に対応する。 $z = \rho \cos \theta$ より式 (2) を θ に関して Fourier 展開し、

$$E_y^{(p)} = - \sqrt{\frac{-i\omega}{\mu\sigma_0}} B_{x0} \left[\beta_0(\lambda\rho) + \sum_{k=1}^{\infty} \beta_k(\lambda\rho) \cos k\theta \right], \quad (3)$$

$$\beta_k(\lambda\rho) = \begin{cases} \text{ber}_0(\lambda\rho) - i\text{bei}_0(\lambda\rho) & k = 0, \\ 2(-i)^k (\text{ber}_k(\lambda\rho) - i\text{bei}_k(\lambda\rho)) & k \geq 1, \end{cases} \quad (4)$$

$$\lambda = \sqrt{\omega\mu\sigma_0}, \quad (5)$$

と表せる。ただし $\text{ber}_n(\zeta)$ 、 $\text{bei}_n(\zeta)$ は ζ に関する n 次第 1 種 Kelvin 関数である。

E_y は偏微分方程式、

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial E_y}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial \theta^2} + i\omega \mu \sigma_0 E_y = 0, \quad (6)$$

を満たすので、その $\rho \rightarrow \infty$ で発散しない一般解 $E_y^{(s)}$ は係数 c_k を用いて、

$$E_y^{(s)} = -\sqrt{\frac{-i\omega}{\mu\sigma_0}} B_{x0} \left[c_0 \kappa_0(\lambda\rho) + \sum_{k=1}^{\infty} c_k \kappa_k(\lambda\rho) \cos k\theta \right], \quad (7)$$

$$\kappa_k(\lambda\rho) = \begin{cases} \ker_0(\lambda\rho) - i\text{kei}_0(\lambda\rho) & k=0, \\ 2(-i)^k (\ker_k(\lambda\rho) - i\text{kei}_k(\lambda\rho)) & k \geq 1, \end{cases} \quad (8)$$

と表せる。ただし $\ker_n(\zeta)$ 、 $\text{kei}_n(\zeta)$ は ζ に関する n 次第 2 種 Kelvin 関数である。

$\rho = a$ において全電場 E_y が $E_y = E_y^{(p)} + E_y^{(s)} = 0$ を満たすよう c_k を求めれば、

$$c_k = -\frac{\beta_k(\lambda a)}{\kappa_k(\lambda a)}, \quad (9)$$

が導かれる。よって、式 (2)、(7)、(9) を用いて表現される E_y を用いて、全磁束密度 \mathbf{B} の ρ 成分、 θ 成分は、

$$B_\rho = \frac{-1}{i\omega} \frac{\partial E_y}{\partial \rho}, \quad B_\theta = \frac{+1}{i\omega} \frac{\partial E_y}{\partial \theta}, \quad (10)$$

より得られる。

2.3 数値計算結果

2.3.1 代表的数値

岩石を模した物質で満たされた無限空間の電気・磁気物性値として、次の値を想定する。

$$\sigma_0 = (10^{-3} \sim 10^{-1})[\text{S/m}], \quad (11)$$

$$\mu = 4\pi \times 10^{-7}[\text{H/m}]. \quad (12)$$

座標及び円筒殻の幾何形状として次の値を想定する。

$$a = 5 \times 10^{-1}[\text{m}], \quad (13)$$

$$\rho = 5 \times (10^0 \sim 10^2) = (10^1 \sim 10^3)a. \quad (14)$$

周波数はシューマン共振周波数の代表値を採用し、角周波数を、

$$\omega = 2\pi \times (8, 14, 20, 26, 32)[\text{rad} \cdot \text{Hz}], \quad (15)$$

とする。

以上から、無次元パラメータ $p \equiv \sqrt{\omega \mu \sigma_0} \cdot a$ の大きさは、

$$\begin{aligned} p &\equiv \sqrt{\omega \mu \sigma_0} \cdot a = \sqrt{2\pi \times (8, 14, 20, 26, 32) \cdot 4\pi \times 10^{-7} \cdot (10^{-3} \sim 10^{-1}) \cdot (5 \times 10^{-1})} \\ &\simeq (1 \sim 2) \times (10^{-4} \sim 10^{-3}), \end{aligned} \quad (16)$$

程度と見積もられる。大きな p は空間が高電気伝導度の場合もしくは高周波な場合に対応する。以下では、二次磁束密度の空間分布を一次磁束密度の強度に対する比で見積もる際に現れる 2 つの無次元量について、

$$p = 10^{-4} \sim 10^{-2}, \quad (17)$$

$$\rho/a = 10^1 \sim 10^3, \quad (18)$$

の範囲で見積もる。

2.3.2 数値計算対象とした成分の選択

二次磁束密度の円筒殻からの放射パターンは式 (7) における次数 k で表される。 k が高次になるほど空間減衰が大きくなると想定される。二次磁束密度の絶対値に着目すれば、 $0 < \xi \ll 1$ なる ξ に対して、DLMF (2016) 及び Olver et al. (2010) の 10.65.3、10.65.4、10.65.5 及び 10.65.6 より、

$$(\ker_n(\xi))^2 + (\kei_n(\xi))^2 \propto \xi^{2n} \quad (n \geq 1), \quad (19)$$

$$(\ker_0(\xi))^2 + (\kei_0(\xi))^2 \propto (\ln \xi)^2, \quad (20)$$

から 0 次成分のみに着目しても、 $p \cdot (\rho/a) \ll 1$ の範囲であればその基本的な特徴を考察することが可能である。 k に関する高次成分の二次磁束密度は、円筒殻に入射する一次電場の z 方向の勾配に起因するが、円筒殻の直径が表皮厚さに対して十分小さければ、二次磁束密度の各次成分の中で、円筒殻の表面に一樣に分布する一次電場に起因する 0 次の成分が卓越すると考えてよい。以下では、一次電場によって効率的に生成され、空間減衰の小さい二次磁束密度の 0 次成分のみに着目する。

2.3.3 二次磁束密度 0 次成分の強度の距離依存性

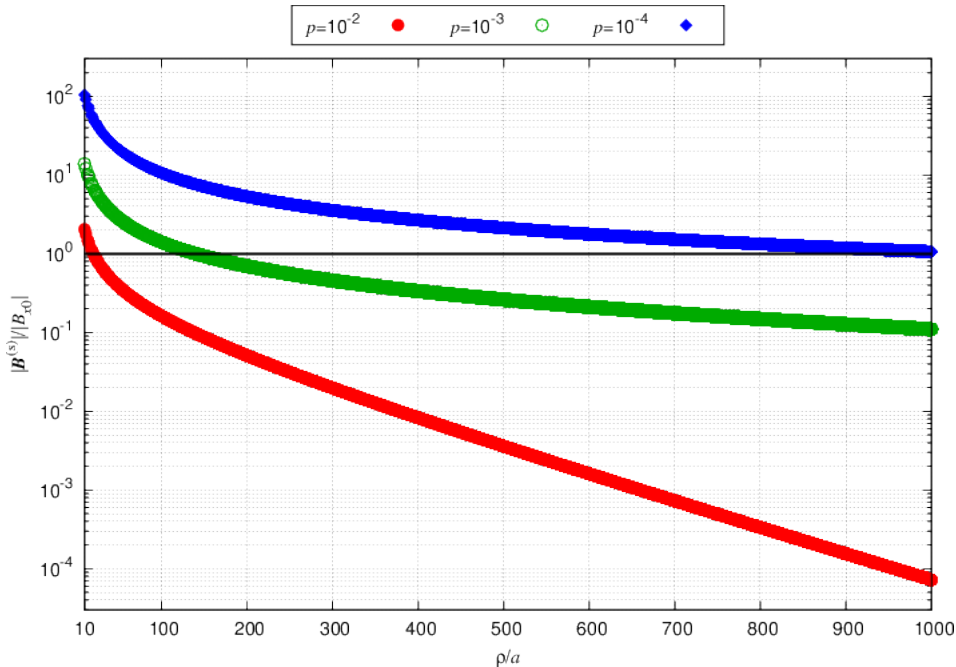


Figure2 Absolute value of the secondary magnetic flux density relative to the absolute value of the primary magnetic flux density at $z/a = 0$ as functions of ρ/a . $p = 10^{-2}$ (red solid circles), 10^{-3} (green open circles), and 10^{-4} (blue diamonds).

Figure 2 に二次磁束密度の強度の距離依存性を、 $p = 10^{-2}$ 、 10^{-3} 及び 10^{-4} に対して図示する。空間が高電気伝導度であるほど、または一次場が高周波であるほど、電磁場の拡散により距離減衰が大きくなるが、 $\rho/a = 10$ においてはいずれも、二次磁束密度の強度が $z/a = 0$ における一次磁束密度の強度より大きくなるが示される。考察対象とする電気伝導度・周波数の範囲では、低電気伝導度・低周波で二次磁束密度の強度が $z/a = 0$ における一次磁束密度の強度に比して最大で 100 倍程度になり得る。円筒殻と同一平面上、 $z/a = 0$ であれば二次場はすべて B_z に帰し、 $z/a = 0$ 近傍では二次磁束密度は主要には鉛直磁束密度として現れる。真空ダクトの長さ比べればダクトに近傍かつ同一平面に位置する center room で観測された磁場変動のうち鉛直成分が、坑外における大きさと比較して増幅が著しく、かつ水平成分の合力よりも大きかったこと、定性的には調和的な数値計算結果が示された。

Figure 2 はまた、同一の観測地点で同一の電気伝導度を仮定した場合に、周波数が高くなるほど二次磁束密度の強度が小さくなる特徴を示している。坑内外の鉛直磁場の強度比を周波数ごとに詳細に比較したならば、この様な特徴を確認できる可能性がある。

2.3.4 磁束密度の空間分布

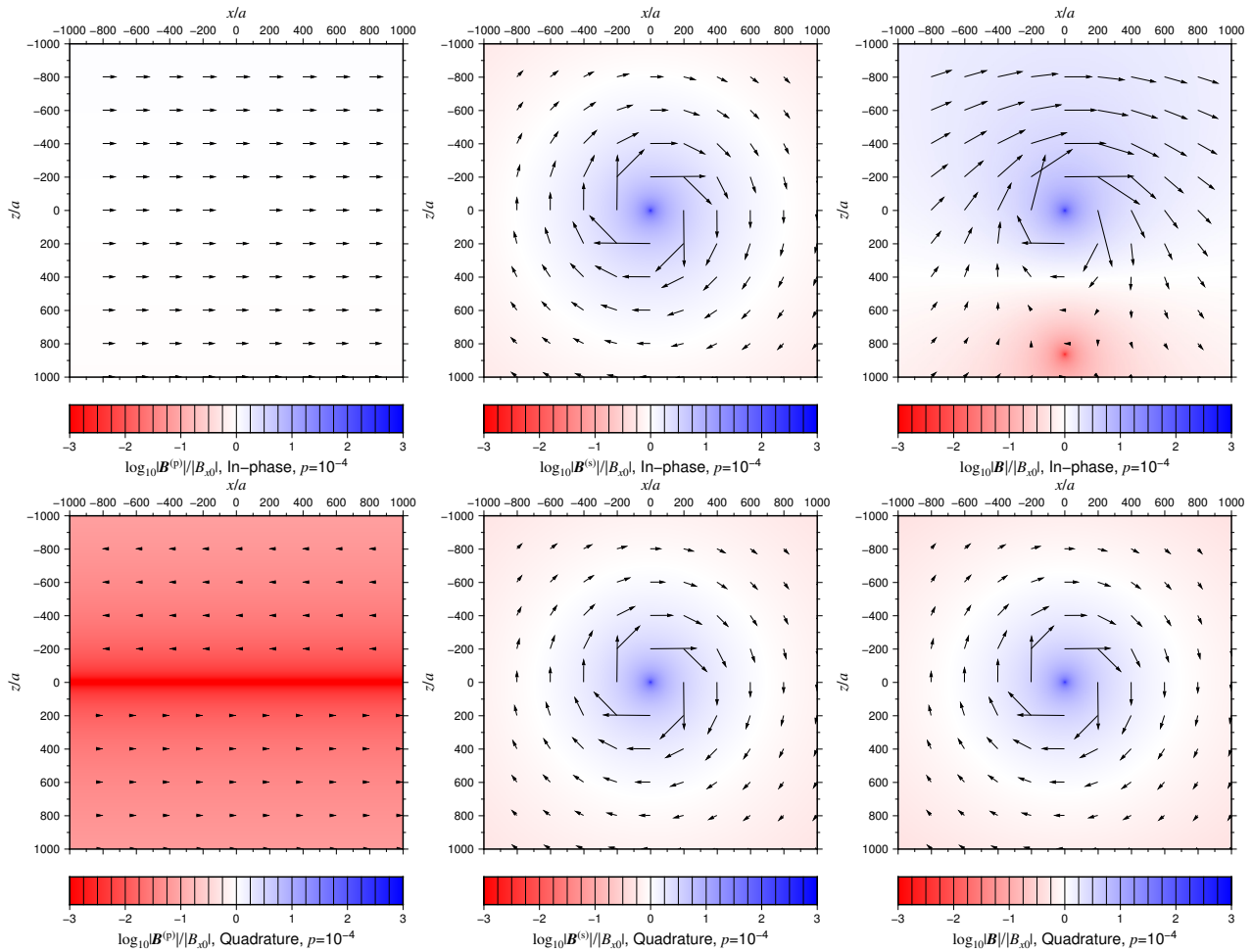


Figure3 Magnetic flux density distribution for $p = 10^{-4}$. The in-phase (upper) and quadrature (lower) components of the primary (left), secondary (center), and total (right) fields. Directions of arrows show that of the magnetic flux density at each point. Length of arrows of the primary field at $z/a = 0$ corresponds to 1.

Figure 3 及び Figure 4 にそれぞれ $p = 10^{-4}$ 及び $p = 10^{-3}$ の場合の一次磁束密度、二次磁束密度及び全磁束密度の空間分布を図示する。より高電気伝導度・高周波な $p = 10^{-3}$ の場合と比較して、 $p = 10^{-4}$ の場合には一次場の空間勾配が小さい。この場合、二次場の空間減衰も小さく二次場が支配的となり、円筒殻に対して一次場が入射する側において磁束密度が増幅され、透過する側では二次場によって一次場が相殺される。数値計算を行った空間範囲において、 $p = 10^{-4}$ の場合には $z/a = 0$ の面内では一様に、全磁束密度の水平成分の強度に対して鉛直成分の強度が無視できない、同程度の大きさとなっている。

$p = 10^{-3}$ の場合は一次場の空間勾配がより大きくなるとともに、二次場の空間減衰がより顕著となり、一次場がより支配的となる。 $z/a = 0$ の面内における鉛直成分の卓越する空間領域も小さくなる。

3 考察とまとめ

3.1 数値計算結果の解釈

2016年のKAGRAサイト坑内における磁場変動観測に見られた、坑外に比して特に鉛直成分で大振幅の磁場変動は、金属製真空ダクトを模した完全導体近似された無限長円筒殻近傍における磁場変動観測の2次元モデル計算の結果との比較から、円筒殻に入射する一次場の数倍程度の増幅であれば十分にありえるものと示唆された。坑外で観測

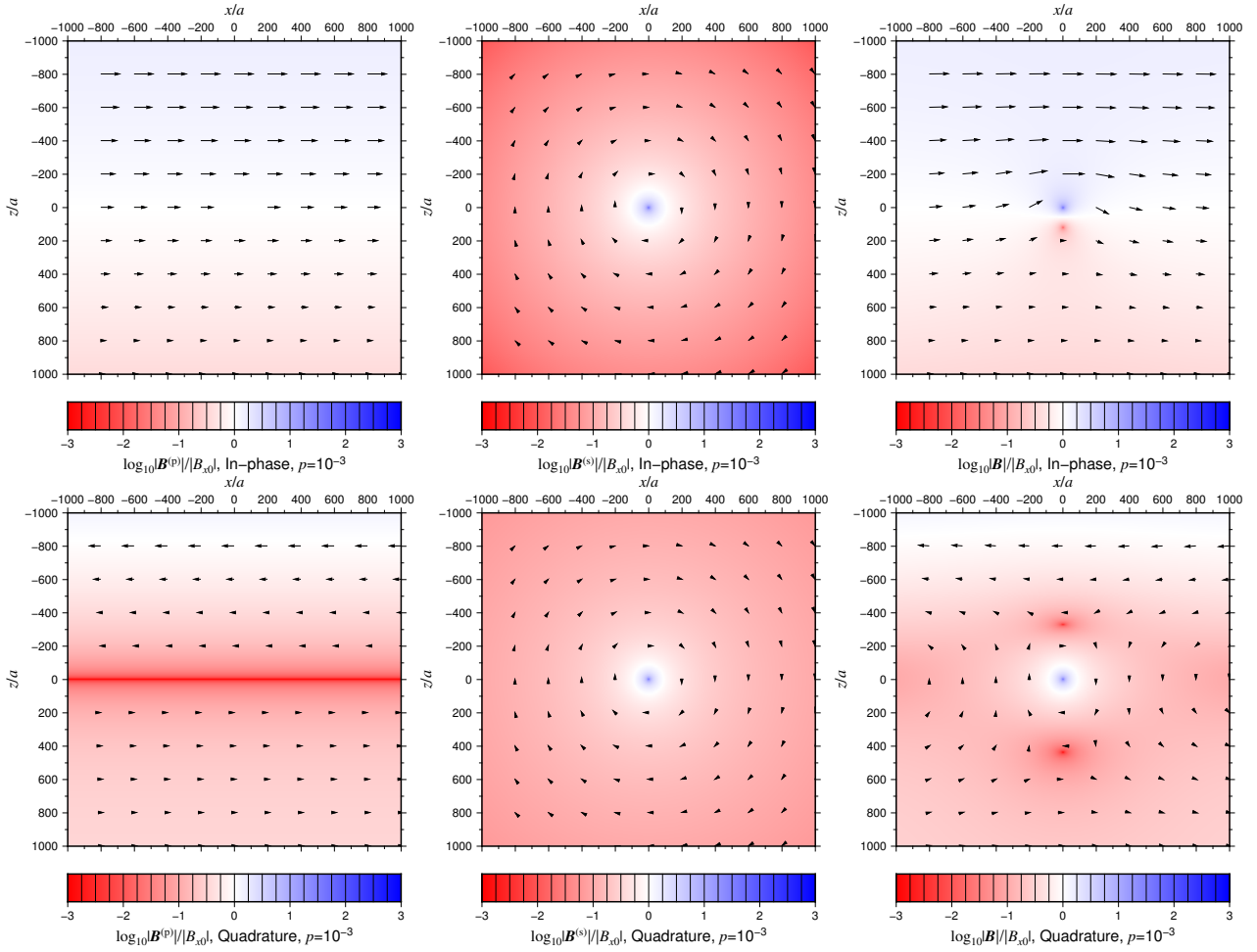


Figure4 Magnetic flux density distribution for $p = 10^{-3}$. The in-phase (upper) and quadrature (lower) components of the primary (left), secondary (center), and total (right) fields. Directions of arrows show that of the magnetic flux density at each point. Length of arrows of the primary field at $z/a = 0$ corresponds to 1.

される磁場変動は、比抵抗構造に起因する成分を除いて一次場と対比してよい。坑外で比低坑構造に起因する磁場変動成分は、主要には鉛直成分に寄与すると考えてよい。坑内における磁場変動の振幅が坑外における振幅と比して数倍程度となることはありえる、との結果が数値計算により示されたことになる。

ただし実際の金属製真空ダクトは有限長であり、かつ2本の金属製真空ダクトが直交している。この点では本稿の2次元モデル計算の設定との間に乖離がある。とはいえ坑内の磁場変動観測は、2本の金属製真空ダクトに挟まれた位置のダクト近傍で実施している。実際の金属製真空ダクトの観測された磁場への寄与は、金属製真空ダクトの長さの有限性に起因する二次磁場の空間減衰は顕著には効かないと見込まれる。加えて金属製真空ダクトに一次磁場の変動によって誘導される電流が直交するダクトは局所的電流ループをつくるので、2本のダクトに挟まれた近傍に位置した観測地点における二次磁場は増強される条件にあったことが推測される。

空気中の導体による平面電磁波の散乱を解く問題は、電磁波の波長が導体の空間スケールよりも大きく、導体が屈曲もしくは交差している場合の解法と解について、Mei (1965)、Taylor (1969) などが知られている。導体を完全導体近似し、入射電磁波によって完全導体表面に誘導される表面電流密度を積分方程式によって解き、散乱場を解くという解法が採用されている。ただしこれらの解法では散乱場の導体の空間スケールに比して遠方における解に着目するため、積分方程式で解かれる表面電流密度分布を低次の成分のみに制限している。これらの定式化において、グリーン関数を誘電体中で得られたものから導体中のものに差し替え、さらに地表を考慮できるよう境界条件を考慮したグリーン関数に差し替え、散乱場を完全導体近傍の成分も解けば、KAGRAにおける金属製真空ダクトの寄与を地表面を考慮して定量的に考察することが可能になると見込まれる。

3.2 KAGRA の重力波望遠鏡データへの地球磁場変動の寄与の推察

本研究は、KAGRA のcenter room において観測された磁場変動への金属製真空ダクトの寄与の試算であるが、その試算結果は観測量への寄与の可能性を示唆するものとはいえ、寄与を同定するものではない。金属製真空ダクトの寄与を同定する必要があるならば、金属製真空ダクトからの異なる距離で観測される磁場変動強度の比較が次の課題となりえる。そのような計測の要否は重力波研究グループの更なる議論による検討に委ねたい。

重力波望遠鏡データに対してシューマン共振の磁場変動がノイズとなる機構として、干渉計の鏡の振動の磁場変動による励起が想定されている。これらの装置は真空ダクトをはじめとする金属製装置の中に位置している。本研究は金属製真空ダクトの外側では入射磁場変動の増幅がありえることを示唆する。しかし金属製装置の内側は、入射する地球電磁場が金属製装置によって遮蔽され、装置部品の振動を励起する磁場変動は非金属製装置を想定した理論的予測に比して小さいことも、可能性として想定されないだろうか。他方、極めて高精度な歪み観測装置である重力波望遠鏡の電気系への、地球磁場変動に起因した起電力がもたらすノイズに、シューマン共振を含む ELF 帯地球磁場変動がなる可能性は想定される。

KAGRA サイトでは望遠鏡の環境を把握するために、地表の震動などとともに磁束密度も複数地点で常時監視するという。地球内部電磁気学の研究者もしくは研究グループは、重力波研究グループの営為に対して今後も支援できる事項があらうことと推察される。

謝辞

本研究を進めるにあたり、東京大学宇宙線研究所の端山和大特任助教、東京大学地震研究所の新谷昌人教授に助言と議論をいただきました。2016 年の KAGRA サイトにおける磁場変動観測は、端山和大特任助教のほか、東京工業大学宗宮健太郎准教授、修士課程熱田将氏、片岡優氏とともに実施しました。記して謝意を表します。

参考文献

- Akutsu, T., M. Ando, S. Araki, A. Araya, T. Arima, N. Aritomi, H. Asada, Y. Aso, S. Atsuta, K. Awai, and others, Construction of KAGRA: an underground gravitational-wave observatory, *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2018, 1, 013F01, 2018, doi://10.1093/ptep/ptx180.
- Atsuta, S., T. Ogawa, S. Yamaguchi, K. Hayama, A. Araya, N. Kanda, O. Miyakawa, S. Miyoki, A. Nishizawa, K. Ono, Y. Saito, K. Somiya, T. Uchiyama, M. Uyeshima, and K. Yano, Measurement of Schumann resonance at Kamioka, *J. Phys.: Conference Series*, 716, 1, 012020, 2016, doi://10.1088/1742-6596/716/1/012020.
- Coughlin, M. W., A. Cirone, P. Meyers, S. Atsuta., V. Boschi, A. Chincarimi, N. L. Christensen, R. De Rosa, I. Fiori, M. Golkowski, M. Guidry, J. Harms, K. Hayama, Y. Kataoka, J. Kubisz, A. Kulak, J. Mlynarczyk, T. Ogawa, F. Paoletti, J. Salvador, K. Somiya, and E. Thrane, Measurement and subtraction of Schumann resonances at gravitational-wave interferometers, 2018, to be submitted.
- DLMF, NIST Digital Library of Mathematical Functions, <http://dlmf.nist.gov/>, Release 1.0.11 of 2016-06-08, 2016, Online companion to Olver et al. (2010).
- Mei, K. K., On the integral equations of thin wire antennas, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 13, 374–378, 1965.
- Olver, F. W., D. W. Lozier, R. F. Boisvert, and C. W. Clark, *NIST Handbook of Mathematical Functions*, Cambridge University Press, New York, 2010, Print companion to DLMF (2016).
- Taylor, C. D., Electromagnetic scattering from arbitrary configurations of wires, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 662–663, 17, 1969.
- Thrane, E., N. Christensen, and R. M. S. Schofield, Correlated magnetic noise in global networks of gravitational-wave detectors: Observations and implications, *Phys. Rev. D*, 87, 12, 123009, 2013, doi://10.1103/PhysRevD.87.123009.