

柿岡の変換函数

白木正規・柳原一夫

概 要

地磁気短周期変化 ΔH , ΔD および ΔZ の間には, 近似的に,

$$\Delta Z = A\Delta H + B\Delta D$$

という関係が成立つことが知られている。この A および B は周波数の函数で変換函数と呼ばれる。この論文では, 1969年~1970年に15個の磁気嵐を選んで, Everett and Hyndman (1967) によって開発された, パワースペクトル解析を用いる方法によって, 柿岡の変換函数を15~120分の周期にわたって求めた。そして, 得られた結果と, 従来の方法で求められている A および B との比較を行なった。さらに, 変換函数の信頼性についても述べる。

1. はじめに

電気伝導度の分布が水平構造をなしている水平平面に, 水平方向に一樣な地磁気変化が入射した場合, 地表において地磁気変化の鉛直成分はみられない。これは, 地表の鉛直成分を打ち消すように電磁誘導が働くためである。ところが, 柿岡においてみられるように, 地磁気短周期変化で, 地表の鉛直成分の変化が水平成分と同じくらい大きな変化がみられる場合がある。この原因として, 入射した地磁気変化が水平方向に一樣でないことと, 地下の電気伝導度の分布が水平方向に一樣でないことが考えられる。日本のような中緯度においては, 地磁気湾形変化のような短周期変化は, 一般に, 広範囲にわたって水平方向にほぼ一樣であることが知られている。このことから, 地表の鉛直成分の大きな変化は地下の電気伝導度原因があると考えられる。

地下に原因のある地磁気短周期変化の鉛直成分の異常を記述する場合, Rikitake & Yokoyama (1955) によって見出された方法を用いるのが普通である。彼等は, 地磁気短周期変化のベクトルが, 観測点に固有な平面に拘束されることを見出した。すなわち, 変化ベクトルの3成分を, ΔH (北向き), ΔD (西向き) および ΔZ (下向き) としたとき,

$$\Delta Z = A\Delta H + B\Delta D \quad (1)$$

という一次関係式が近似的に成立つ。ここで, A と B は, 観測点に固有な定数である。この関係式は, Parkinson (1959) によっても見出された。彼は, A と B から決まる平面の法線ベクトルを用いて ΔZ の異常を記述した。このベクトルはパーキンソン・ベクトルと呼ばれている。

(1) の関係式で, ΔH , ΔD および ΔZ として沢山の地磁気湾形変化 (Bay) や磁気嵐の急始変化 (SSC) など孤立した短周期現象の変化の最大振幅を読みとり, 最小自乗法を用いて, 関係式に最もよくあうように A と B を決めることができる。従来, このような方法で各地

の A と B の値が決められてきた。

しかし、この方法では、 $4H$ 、 $4D$ および $4Z$ の間に位相差がある場合には、最大振幅を (1) の関係式に適用することができない。また、 A と B は、厳密には地磁気変化の周期 (あるいは周波数) の函数である。この点を解決するために、Everett & Hyndman (1967) はスペクトル解析の手法を用いて、 A と B を求める方法を開発した。この方法では、 $4H$ 、 $4D$ および $4Z$ の間の位相差を考慮に入れることから、一般に、 A と B は複素数となる。このような A と B は変換函数 (Transfer function) と呼ばれる。変換函数を求める方法は、位相差や厳密な周期性を無視してきた従来の方法と比べて、物理的な意味のはっきりした量を与えることができる。このことから、 A と B の値は変換函数として求めるのが望ましい。

柿岡においては、すでに久保木・大島 (1966) および大和田・久保木 (1973) らによって従来の方法で A と B の値が求められているが、この論文では、Everett & Hyndman の方法によって変換函数として A と B の値を求めなおした。そして、従来の方法で得られている A と B の値との比較を行なった結果について述べる。

Everett & Hyndman の方法では、磁気嵐のような連続した地磁気擾乱を用いて、広範囲の周波数にわたって変換函数が求まる。このことから、移動観測のように短期間の観測から変換函数を求めたい場合には非常に都合のよい方法である。また、最近注目されてきている A と B の時間変化を調べる場合にも都合がよい方法と考えられる。このためには、1 個の磁気嵐の解析から得られる A と B が、どの程度の信頼性で決まるものか調べておく必要がある。

この論文では、2 年間に 15 個の磁気嵐を選んで柿岡の変換函数を求めたので、個々の磁気嵐から計算された変換函数の値がどの程度ばらつくかを調べることができる。これから、1 個の磁気嵐から決まる A と B の信頼性についても述べる。

2. 磁気嵐の選定とデータの読取り

変換函数を求めるのに用いた磁気嵐は、1969 年と 1970 年の 2 年間に選んだ。この 2 年間にみられた磁気嵐のうち第 1 表にあげられた 15 個の磁気嵐を用いた。これらの磁気嵐には便宜上 01 から 15 までの番号がつけられている。第 1 図には、これらの磁気嵐のマグネットグラムの写しがのせられている。

この論文では、地磁気変化の読取り時間間隔 (3 分) の点から 10 分~120 分の周期の範囲

Table 1. List of geomagnetic storms used for the present study.

Number	Date	Number	Date	Number	Date
01	Jan. 25, 1969	06*	Sep. 28, 1969	11	Jul. 29, 1970
02*	Feb. 3, 1969	07	Sep. 29, 1969	12*	Aug. 17, 1970
03	Feb. 11, 1969	08	Sep. 30, 1969	13	Nov. 7, 1970
04	Apr. 28, 1969	09	Nov. 9, 1969	14	Nov. 21, 1970
05*	May 15, 1969	10*	Jul. 9, 1970	15	Dec. 14, 1970

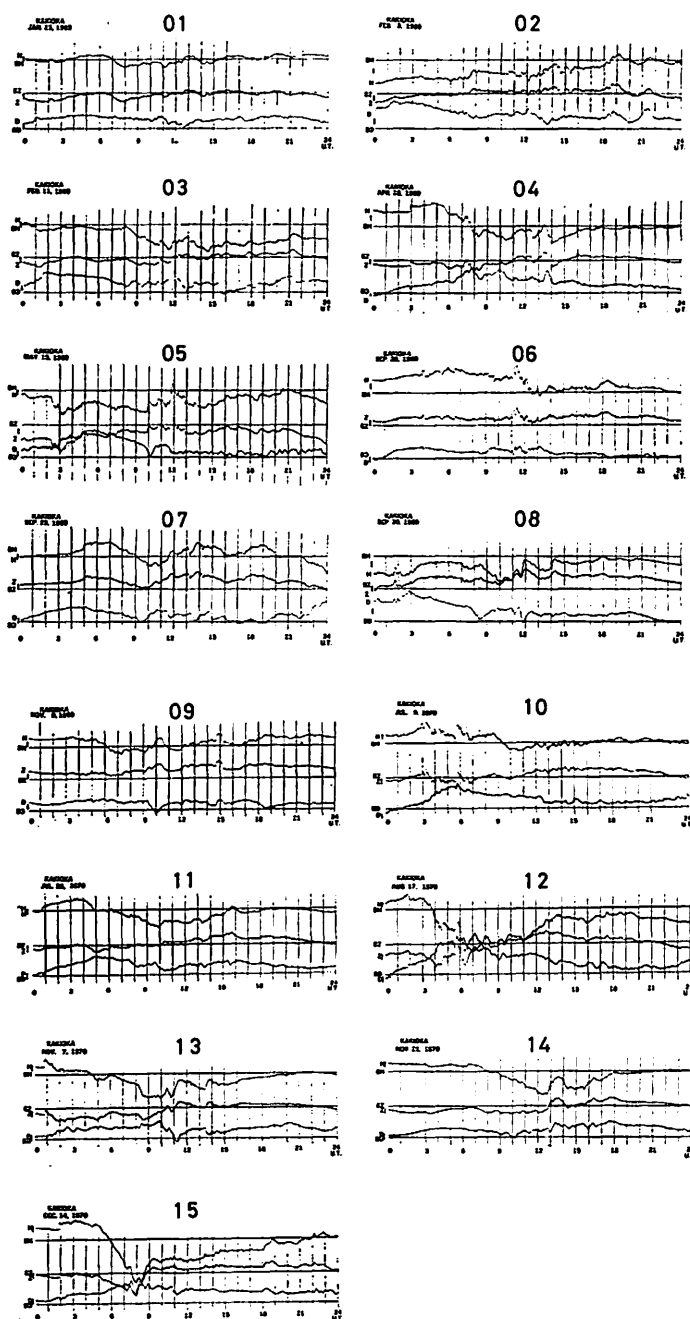


Fig. 1 Magnetograms of geomagnetic storms at Kakioka used for the present study.

で変換函数を求めることを目的とした。目的とする周期の変換函数を精度よく決めるためには、この周期の変化がなるべく大きい方がよい。また、読取り時間間隔に近い周期の変化が卓越していると、読取の誤差が大きくなるうえ、パワースペクトルを計算するときエリャジングによる誤差の原因となる。このため、第1表の磁気嵐を選ぶときに、できるだけ10～120分の周期の変化が卓越している磁気嵐を選ぶように注意した。しかし、10分以下の周期の変化が比較的多く含まれている磁気嵐も選ばざるをえなかったのもので、選んだ磁気嵐のうち、10分以下の周期の変化が比較的多いと思われる磁気嵐には第1表の番号にアスタリスクがつけられている。この磁気嵐の区別には、柿岡で同時に観測された地電流の記録も参考にして行った。

第1表に選ばれた磁気嵐のマグネットグラムから、H（水平成分，北向き）、D（偏角，西向き）およびZ（鉛直成分，下向き）の3成分の地磁気変化を3分（マグネットグラム上で1mmにあたる）ごとに0.1mmまで読みとった。1つの磁気嵐について、24時間の読取りを行ったので、各成分の読取りのデータ数は480個である。また、0.1mmの読取りは、HとD成分が約0.26ガンマ、Z成分が約0.22ガンマにあたる。

読取りデータは、マグネットグラムの感度とともに、計算機に入力できるカードにパンチされた。次の節の計算は、このカードのデータを用いて、気象庁電子計算室のHITAC 8700/8800計算機システムによって処理された。

3. 解析の流れ

第1図のマグネットグラムの写しからもわかるように、磁気嵐には、120分より短い周期の変化ばかりでなく、 D_{st} や日変化のような120分よりも長い周期の変化も含まれている。解析の目的とする10～120分の周期のパワースペクトルを求める場合に、この長い周期の変化はあらかじめ除いておいた方がよい。このため、まず、120分より短い周期の変化だけをとりだすハイパスフィルターをデータにかけた。このフィルターの周波数特性は、第2図に示されている。

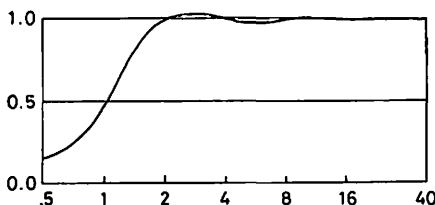


Fig. 2 Frequency response of the high pass filter. The abscissa gives the frequency in cycle per 240 minutes on the logarithmic scale.

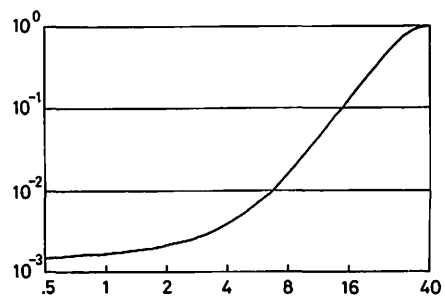


Fig. 3 Frequency response of the pre-whitening filter for the power spectrum density. The abscissa gives the frequency in cycle per 240 minutes on the logarithmic scale.

多くの磁気嵐では、長周期のパワースペクトル密度は短周期のものより非常に大きい。周期によってパワースペクトル密度に大きな違いのある現象のスペクトル解析をした場合、小さいパワースペクトル密度の周期では正確なパワースペクトル密度がえられない。このため、パワースペクトルの計算をする前に、データをホワイトノイズ化するために、プレホワイトニングフィルターをかける必要がある。このフィルターのパワースペクトルに対する周波数特性は、第3図に示されている。このフィルターをかけることによって、短周期の変化の大きさは変わらないが、長周期にゆくほど変化は小さくなり、120分の周期のパワースペクトル密度は約 $1/1000$ に小さくなる。

パワースペクトル解析は、Munk et al. (1959) によって詳しく述べられている方法を用いた。この方法は、地球物理学のいろいろな分野で用いられており、スペクトル解析に非常に有効な方法である。この方法では、時系列から自己相関関数と相互相関関数を求め、これらをフーリエ変換することによって、オートパワースペクトルとクロスパワースペクトルが求められる。この解析では、自己相関関数と相互相関関数は、120分まで計算した。パワースペクトルを計算するデータにはプレホワイトニングフィルターをかけたので、計算されたパワースペクトル密度はほぼホワイトノイズに近いものが得られた。実際のパワースペクトル密度を得るためには、第3図に示されたプレホワイトニングフィルターの周波数特性を逆にかければよい。

こうして得られたパワースペクトルを用いて、変換函数 A および B は次の式で計算できる (Everett and Hyndman 1967)。

$$A = \frac{P_{DD} \cdot P_{ZH} - P_{DH} \cdot P_{ZD}}{P_{HH} \cdot P_{DD} - P_{HD} \cdot P_{DH}} \quad (2)$$

$$B = \frac{P_{HH} \cdot P_{ZD} - P_{HD} \cdot P_{ZH}}{P_{HH} \cdot P_{DD} - P_{HD} \cdot P_{DH}} \quad (3)$$

ここで、 P_{HH} および P_{DD} はそれぞれ H 成分および D 成分のオートパワースペクトル密度であり、 P_{ZH} などは Z 成分と H 成分のクロスパワースペクトル密度などである。クロスパワースペクトル密度は、一般に複素数であるので、変換函数 A と B も複素数となる。A と B の実数部には u、虚数部には v という記号をつけて、

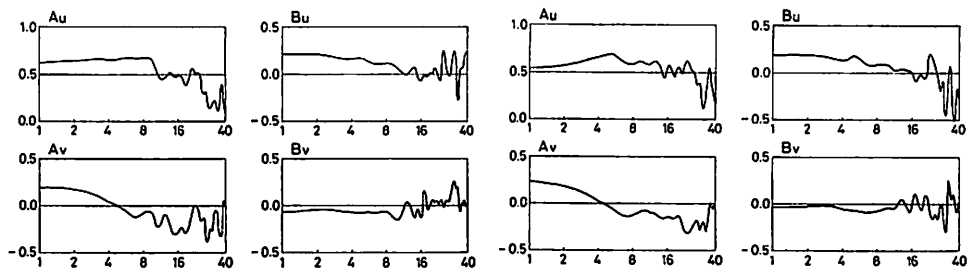
$$\begin{aligned} A &= A_u + iA_v \\ B &= B_u + iB_v \end{aligned} \quad (4)$$

と表わす。

4. 解析結果

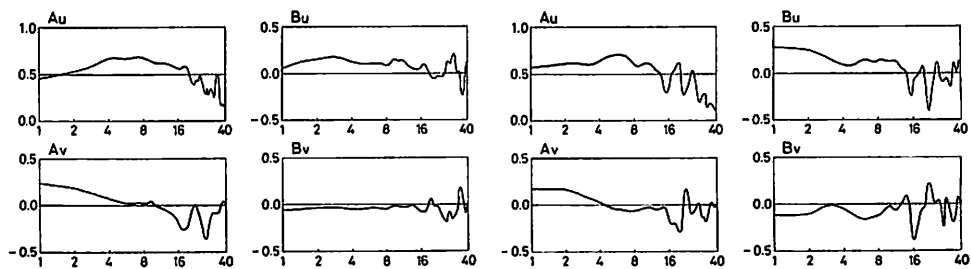
第3節で述べた方法によって、第1表の15個のそれぞれの磁気嵐について変換函数 A (A_u, A_v) と B (B_u, B_v) を計算した。この結果が第4図に示されている。この図で、横軸は240分に対する周波数で、対数目盛で表わされている。2サイクル、4サイクル、8サイクル、および16サイクルは、それぞれ、周期が120分、60分、30分および15分にあたる。

15個の磁気嵐から得られた個々の変換函数で、約16サイクルより低い周波数では、A と B のどちらも周波数による変化はゆるやかである。しかし、16サイクルより高い周波数で



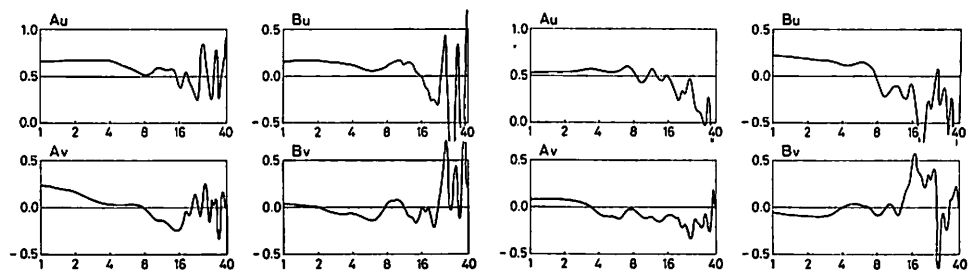
01

02



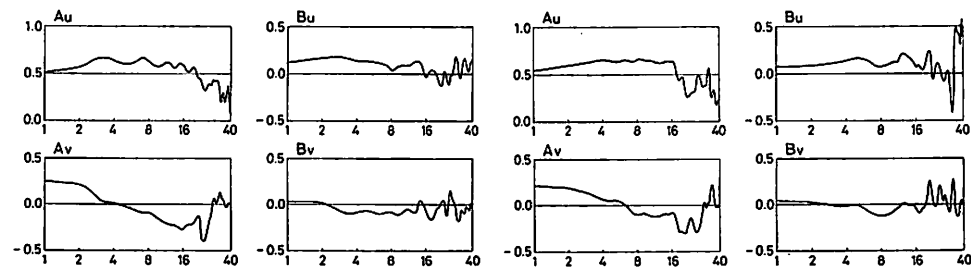
03

04



05

06



07

08

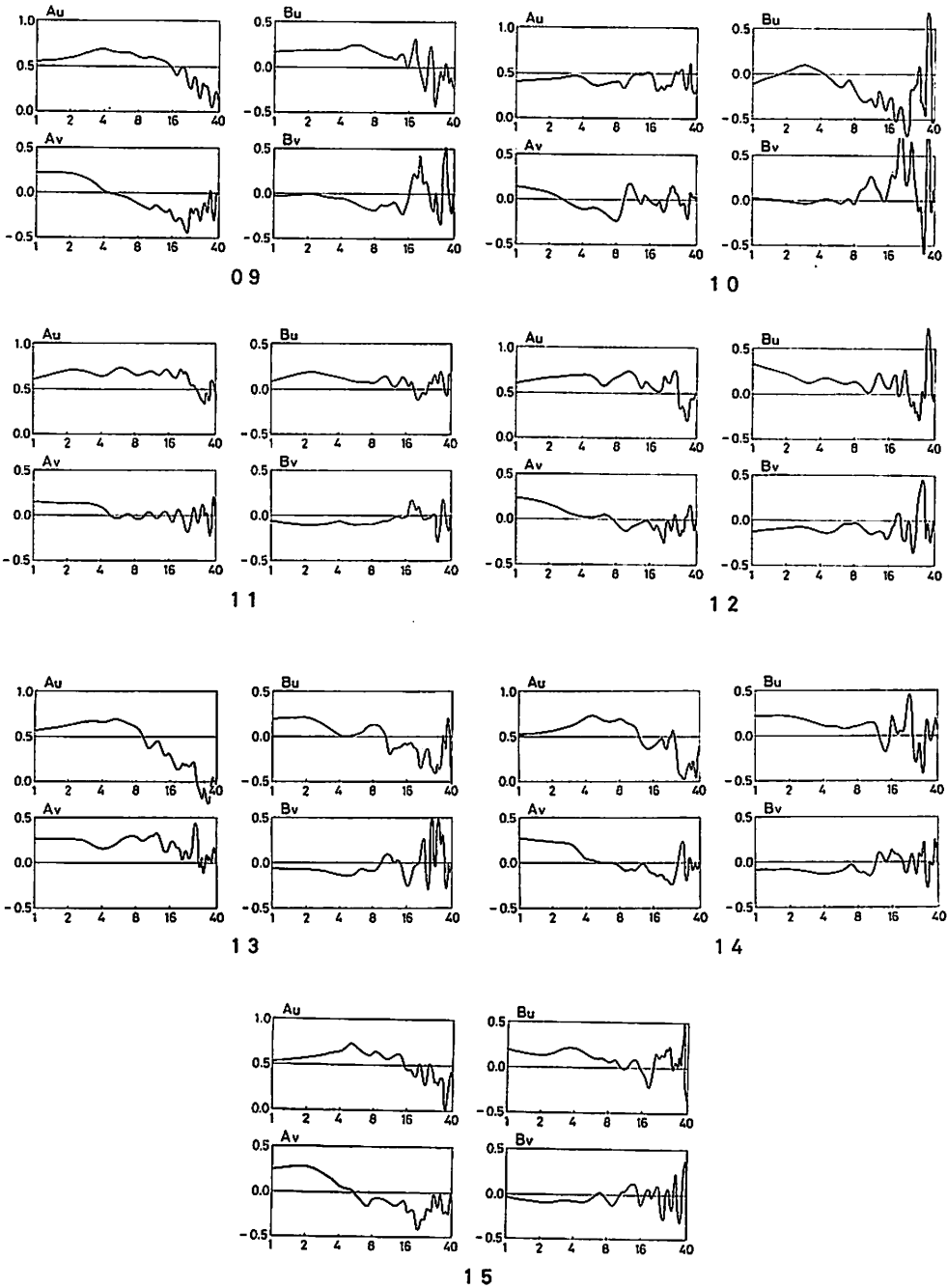


Fig. 4 Transfer functions at Kakioka obtained from geomagnetic storms shown in Figure 1. The abscissas give the frequency in cycle per 240 minutes on the logarithmic scale.

は、多くの場合、変化は振動的で大きく変化している。第1表でアスタリスクのつけられている磁気嵐から求められた A と B ほどこのことがいえるようである。数サイクルの違いで A と B がこのように大きく変わることは考えられないので、この振動的な変化は読取り誤差やパワースペクトル解析に原因があると考えられる。計算では40サイクル(周期6分)まで A と B の値が求まるが、値として使えるのはせいぜい16サイクルぐらいまでと思われる。一方、磁気嵐による変化のし方を比べてみた場合にもほぼ16サイクルより低い周波数では、いくつかの例を除いてほぼ似たような変化をしているが、16サイクルより高い周波数では、変化は非常に異っている。

このことは、第4図の個々の A および B をすべて重ね合わせて作った第5図から明らかである。この図から、10番の磁気嵐から得られた A_u と B_u の場合や、13番の磁気嵐から得られた A_v の場合を除いて、 A と B はほぼ16サイクルより低い周波数では磁気嵐によらないで、ほぼ同じような大きさを示すことがわかる。個々の A および B の値のばらつきをみた場合、8サイクルより低い周波数では ± 0.1 程度であり、8サイクルから16サイクルの周波数では ± 0.3 程度である。

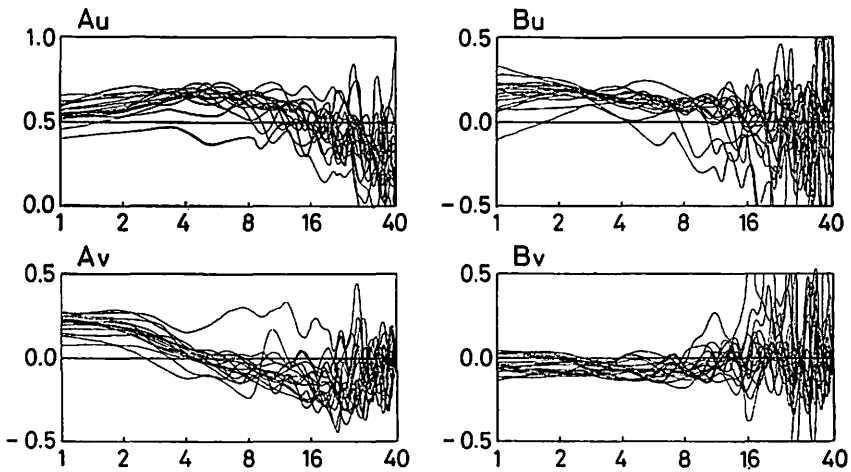


Fig. 5 Superposition of fifteen transfer functions shown in Figure 4. The abscissas give the frequency in cycle per 240 minutes on the logarithmic scale.

このばらつきの原因には、読取り誤差によるもの、解析方法から生じたもの、および、地磁気変化のうちで(1)式にあてはまらない部分によるもの、が考えられる。ばらつきが正規分布をしていると仮定して、 A および B の平均値を計算した。この結果は第6図に示されている。この図で平均値を示す曲線につけられている縦の線は、平均値の95%の信頼区間である。 A_u は、すべての周波数について4つの函数の中で一番大きな値を示している。4サイクルのところで最大値0.64をとり、これより低周波数でも高周波数でも、周波数とともに小さくなってゆく。16サイクルの近くでは、0.5以下になっている。残りの3つの函数の値

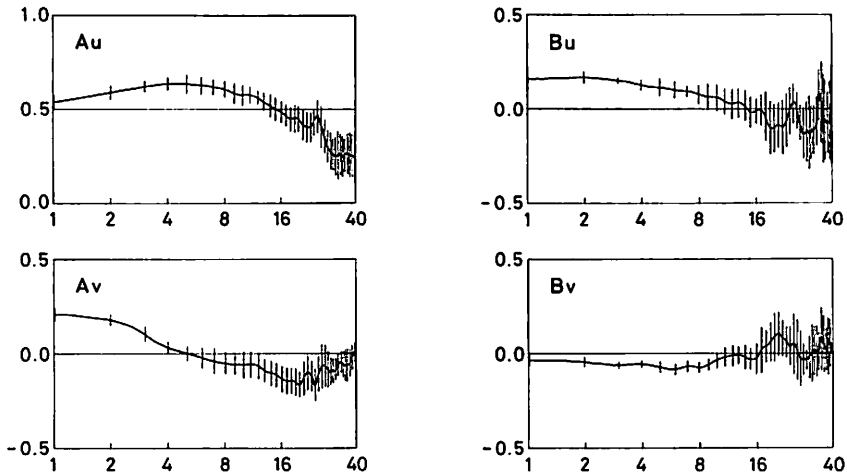


Fig. 6 Mean transfer functions at Kakioka. Straight vertical lines on the curves are 95% confidence intervals. The abscissas give the frequency in cycle per 240 minutes on the logarithmic scale.

は、大きくても ± 0.2 程度である。A_v は低周波数では正の値であるが、5 サイクルのところ符号が変わり、高周波数では負の値を示している。B_u と B_v は、低周波数では、それぞれ正と負の値を示すが、どちらも、高周波数にゆくにつれてゼロに近くなってゆく。95% の信頼区間は、どの函数についても、低周波数で小さく高周波数で大きい。これは、第 5 図からも推定されることである。信頼区間の大きさは、16 サイクルまでは大きくても ± 0.08 程度である。A および B の周波数による変化をみると、信頼区間を考慮しなければならないが、先に述べた傾向については変わらない。

変換函数の実数部と虚数部を、それぞれベクトル表示した場合には、大きさと方向が決ま

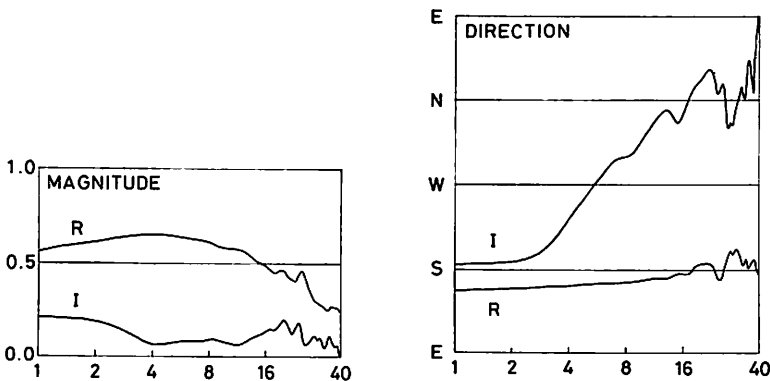


Fig. 7 Magnitude and direction in the vector representation of the transfer functions at Kakioka. R is real part and I is imaginary part. The abscissas give the frequency in cycle per 240 minutes on the logarithmic scale.

る。第7図には、第6図の平均のAとBから計算したベクトルの大きさと方向が示されている。実数部のベクトルの大きさは、 A_u とほぼ同じ変化をしている。虚数部は、低周波数と高周波数で大きく、その中間で小さくなっている。実数部と比べた場合その大きさはかなり小さいが、無視できる大きさではない。実数部のベクトルの方向は、低周波数では南南東を向いているが、周波数と共に南の方向になってゆく。虚数部では、低周波数ではほぼ南向きであるが、周波数とともに時計回りに回転して、高周波数ではほぼ北向きである。

第6図と第7図の数値が、いくつかの周波数について第2表と第3表にのせられている。

Table 2. Transfer functions at Kakioka. The estimate of error is given by the 95% confidence interval.

frequency (cp 240 min)	period (minute)	A_u	B_u	A_v	B_v
2	120	0.59±0.04	0.17±0.03	0.18±0.03	-0.05±0.02
3	80	0.63 0.03	0.16 0.02	0.11 0.04	-0.06 0.02
4	60	0.64 0.03	0.13 0.03	0.03 0.02	-0.05 0.02
6	40	0.63 0.05	0.10 0.04	-0.02 0.05	-0.08 0.03
8	30	0.60 0.04	0.08 0.05	-0.05 0.06	-0.08 0.03
12	20	0.57 0.04	0.03 0.08	-0.07 0.07	-0.01 0.05
16	15	0.49 0.06	-0.01 0.07	-0.13 0.07	-0.03 0.08

Table 3. Magnitude and direction in the vector representation of the transfer functions at Kakioka. Direction is measured from East to South in the geographic coordinate.

frequency (cp 240 min)	period (minute)	real part		imaginary part	
		magnitude	direction	magnitude	direction
2	120	0.61	74°	0.19	104°
3	80	0.64	76	0.12	119
4	60	0.65	79	0.06	149
6	40	0.64	81	0.09	196
8	30	0.61	83	0.09	214
12	20	0.57	88	0.07	258
16	15	0.49	91	0.13	250

5. 2, 3 の 議 論

前節の解析では、計算のうえでは240分に対する40サイクル(周期6分)まで変換函数が求められた。しかし、16~40サイクルの周波数領域については、第4図あるいは第5図からわかるように、個々の磁気嵐で得られたAとBの値は振動的に大きく変化していて信頼できるものではない。これは、パワースペクトル解析に原因があると思われるので、この周波数領域については、今回の解析よりも更に読取間隔を小さくした解析を行って値を求めなおすことが必要である。

16サイクルより低い周波数では、95%の信頼区間の幅が周波数によって±0.02~±0.08程度で変換函数が求まっている。この信頼区間を考慮に入れても、変換函数にはかなり大き

な周期特性がみられる。また、従来の解析方法では全く考慮に入れなかった虚数部も、無視できない大きさであることがわかる。このことから、従来の方法で得られる A と B では、地下の地磁気変化異常を正確に記述できないことになる。

従来の方法で求めた A と B は、虚数部を無視して求めた値なので正確な値ではないが、変換函数の実数部の A_u と B_u にあたる。柿岡の場合には、従来の方法で A と B の周期特性について粗い解析がなされているので変換函数の A_u と B_u の周期特性と比べてみた。柿岡における A と B の値は、久保木・大島 (1966) および大和田・久保木 (1973) によって求められたものが、用いた資料の量から考えて信頼性が高いと思われる。久保木・大島は、1958年と1960年の約200個の Bay や SSC など4つの周期のグループに分けて A と B を求めている。周期としては、選んだ現象の継続時間を目安としている。A と B の誤差の評価は標準偏差を用いている。大和田・久保木は、同じ方法で1971年の約200個の Bay と SSC などから2つの周期のグループについて A と B の値を求めている。彼等の求めた値は、第4表にのせられている。ただし、彼等は $4D$ の読取りは東向きを正にとっていて、この論文の場合と逆なので、第4表の B については符号を逆にして $-B$ の値がのせられている。

Table 4. Values of A and B at Kakioka obtained by means of the traditional method. The estimate of error is given by the standard deviation.

Duration (minute)	Kuboki and Oshima (1966)		Duration (minute)	Owada and Kuboki (1973)	
	A	B		A	B
40-20	0.65±0.07	0.08±0.17	40-6	0.66±0.09	0.09±0.16
14-6	0.65 0.06	0.09 0.12	5-2	0.65 0.08	0.02 0.19
5-4	0.63 0.06	0.10 0.10			
3-2	0.58 0.07	0.14 0.10			

第4表の現象の継続時間をそのまま周期と考えれば、20~40分の周期については、第2表の A_u と B_u にはほぼ一致した値を示している。しかし、第2表の A_u は約30分より短い周期で、値が次第に小さくなるのに対し、第4表の A は、周期が約4分までほとんど変化していない。また、第2表の B_u は周期が短くなるにつれて値も小さくなる傾向にあるが、第4表の B は、むしろ大きくなる傾向にある。第4表の B は A に比べて標準偏差がかなり大きいので、 B_u との違いは A と A_u の場合ほど明らかではない。第4表の周期の目安として用いられている継続時間は、Bay の場合には周期の半分と考えた方がよい。10分より長い継続時間の現象は Bay を用いているので、継続時間を2倍にして第2表の A_u と比べてみても、10~30分の周期についての違いは著しい。

この違いの原因として、従来の方法では虚数部が考慮されていないことが考えられる。第4表の A と B を求める際、三成分の位相差がなるべく小さい変化を選んだとしているが、短周期になるほどこの取扱いは困難になり、位相差の影響が含まれてくる。また、今回得られた変換函数によれば、従来の方法で得られた値 A と変換函数の値 A_u がよく一致している40~80分の周期で A_v の値は小さく、値が一致していない15~30分では A_v の値は大きくなっている。虚数部を無視した従来の方法では正しい A と B の値が求まらないことを示

すものである。

15分以下の周期については、今回の解析が信頼できないので値そのものの比較はできないが、第2表の A_u は、15分の周期のところすでに0.5より小さくなっているのに対し、第4表の A は、2～3分の周期でもまだ0.6に近い値を示している。第4表の10分以下の継続時間の現象には SSC や Si が用いられていて、これらの現象の継続時間を周期の目安としていることがこの違いの原因と考えられる。 SSC や Si は単純な形で考えると、ステップ函数に近い変化であり、周期解析をした場合には、長周期から短周期までの連続スペクトルになる。振幅は長周期ほど大きくなる。このことから、 SSC や Si から得られた第4表の値は、広範囲の周期にわたった A_u や B_u の値が寄与していて、特に、長周期の部分の寄与する割合が大きい。柿岡の A_u の値は、長周期で大きく短周期にいくほど小さくなっていく傾向にあるので、継続時間を周期と考えた場合には、その周期の実際の値より大きな値が得られることになる。このことから、 SSC や Si のような現象の継続時間は、周期の目安にならないことになる。

15個の磁気嵐から得られた平均の変換函数については、虚数部の大きさや、周期特性が明らかになった。しかし、個々の磁気嵐から得られた A と B は、信頼性があまり高くない。個々の磁気嵐から得られた A と B の95%の信頼区間の大きさは、15個の平均の A と B の95%信頼区間の大きさの約4倍であり、周波数によって $\pm 0.07 \sim \pm 0.31$ 程度になる。このことは、第3図からも推定される。

10番の磁気嵐の A_u と B_u の場合や、13番の磁気嵐の A_v の場合のように、平均値から特に大きくはずれてしまう場合もある。10番の磁気嵐は、10分以下の周期が比較的多い磁気嵐のグループに入れられてはいるが、他の磁気嵐と比べて特に変わった磁気嵐というわけではなさそうである。また、平均の変換函数に比較的似たような変換函数の得られた02番や07番の磁気嵐に特徴があるわけでもない。スペクトル解析で得られた、Z成分のパワースペクトル密度の大きさ、H成分とD成分のパワースペクトル密度の比、といった量で磁気嵐の違いを比べてみてもめだた違いはみられない。

このようなことから、1～2個の磁気嵐からは信頼できる変換函数が求められない。少なくとも5個（できれば10個ぐらい）の磁気嵐を用いることが望ましいようである。この場合、得られる変換函数の信頼区間の大きさは、周波数によって $\pm 0.03 \sim \pm 0.14$ （10個の磁気嵐の場合には $\pm 0.02 \sim \pm 0.10$ ）が期待できる。

個々の磁気嵐から得られる変換函数のばらつきの原因には、読取り誤差によるもの、解析方法から生じたもの、および地磁気変化のうち(1)式にあてはまらない変化によるものが考えられる。このほかに、最近、Yanagihara (1972) によって見出された変換函数の時間的な変化が考えられるが、ここにみられた個々の変換函数のばらつきの原因ではない。06番、07番および08番の磁気嵐は、連続した3日間に得られたものであるが、これらの磁気嵐から得られた変換函数にはかなりの違いがみられる。3日間で、地下に原因のある変換函数が大きく変化するとは考えられない。特に、06番の磁気嵐から得られた変換函数が他の2つと違いが大きいのが、これは、06番の磁気嵐は10分以下の周期の変化が比較的多く含まれているため、読取りの誤差や、解析方法によって生じた誤差のため、正確な変換函数が求めらな

かったものと考えられる。

参 考 文 献

- 1) Everett, J. E. and R. D. Hyndman (1967): *Phys. Earth Planet. Interiors*, **1**, 24-34.
- 2) 久保木忠夫・大島汎海 (1966): 地磁気観測所要報, **12**, No. 2, 127-196.
- 3) Munk, M. H., F. E. Snodgrass and M. J. Tucker (1959): *Bull. Scripps Inst. Oceanogr.*, **7**, 283-361.
- 4) 大和田真一・久保木忠夫 (1973): 地磁気観測所技術報告, **13**, No. 3, 24-32.
- 5) Parkinson, W. D. (1959): *Geophys. J.*, **2**, 1-14.
- 6) Rikitake, T. and I. Yokoyama (1955): *Bull. Earthquake Res. Inst., Univ. Tokyo*, **33**, 297-331.
- 7) Yanagihara, K. (1972): *Mem. Kakioka Mag. Obs.*, **15**, No. 1, 1-11.

Transfer Functions at Kakioka

Masanori SHIRAKI and Kazuo YANAGIHARA

Abstract

It is a well known fact that vectors of geomagnetic short period variation have an approximate relation,

$$\Delta Z = A\Delta H + B\Delta D$$

between their components ΔH , ΔD and ΔZ . A and B are functions of frequency (period) and called transfer functions. In the present paper the transfer functions at Kakioka are obtained for the periods from 15 to 120 minutes by means of the method developed by Everett and Hyndman (1967) using fifteen geomagnetic storms. The present transfer functions are compared with A and B obtained by the traditional method. And some problems are discussed briefly.