

日本および極東地域における地磁気変化モデルの作成

Modeling of the Geomagnetic Field Changes in Japan and the Far East

測地部 藤原 智・田辺 正・西修二郎・松坂 茂

Geodetic Department

Satoshi FUJIWARA, Tadashi TANABE,

Shujiro NISHI, Shigeru MATSUZAKA

ロシア地球磁気・電波伝播研究所 V. P. ゴロブコフ・S. V. フィリポフ

IZMIRAN, Russian Academy of Sciences

Vadim P. GOLOVKO, Sergey V. FILIPPOV

要旨

地震など地殻起源の局所的な地磁気変化を検出するためには、地球深部や地球外部に起源をもつ地磁気変化を取り除く必要がある。ロシア国の地球磁気・電波伝播研究所との共同研究により、日本海をはさんだ極東地域の地磁気観測データを用いて精密な地磁気変化モデルを作成した。この技術は磁気図の作成や地磁気連続観測にも応用でき、日本地域における標準磁場モデルを作成することができる。

1. はじめに

地球内部の構造・状態を知るためには地球に穴を開けて直接調べるのが最も確実である。しかし、実際には深さ数kmの穴を開けるのですら相当な労力を要するために、地殻の内部を直接のぞくことはほとんど不可能である。したがって、地球内部を知るには、間接的に調査を行うのが普通である。このとき使用できるのは、現時点では、電磁波、重力波および地震波の3種類に限られており、磁気を介して地球を解剖する地磁気観測は、地球内部の理解のために必要不可欠な要素の一つであると言える。

本稿では、地磁気観測の結果から地磁気の時間変化を精密に求める手法について取り上げる。ここで我々が興味をもっているのは、地震や火山活動などの地殻内部の活動を地磁気の変化としてとらえ、監視しようという試みである(藤原他, 1993, 1994)。地表で観測される地磁気の一部は地殻で発生している。これは、地殻を構成している岩石の磁化(磁石としての性質をもっていること)によるものが大きく、応力、熱、地下水などの変化によって、この岩石の磁化が変化することが考えられる。地磁気観測はこの磁化の変化をとらえるものであり、この変化から逆に原因となった地殻活動の詳細をとらえようとするものである。

地磁気の時間変化は、測地測量や重力測定による地殻変動観測結果にくらべ変化量が大きく、また時間的に急激で不規則な変化をすることが特徴である。これらの変化のほとんどは地球深部または地球外部に起源をもつ地

磁気変化であり、地殻起源の微少な地磁気変化検出にとって大きなノイズである。したがって、地殻起源の地磁気変化を精度良く取り出すさまざまな解析手法が試みられてきた。本稿で取り上げる手法は、地球深部および地球外部起源の磁場が広域にわたっているという性質を利用して、広域にわたる磁場変化を「標準場」、局所だけに表れる磁場変化を「異常場」とみなし、標準場を表す数学的なモデルを作成して、地磁気観測値から標準モデルを差し引くことで、異常場の検出を行うものである。この標準磁場変化モデルの作成により、これまで、10年ごとに作成していた磁気図がより短期間で求めることができるほか、測地観測所や地球電磁気連続観測装置で得られる地磁気の連続データに応用することができるなど、地磁気観測結果全般への応用が期待できる。

2. 地磁気変化モデルの基礎

2.1 従来のモデル化技法

磁場は大きさと方向をもったベクトル量である。このときに、元のベクトルの性質の:

$$F = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \quad (1)$$

(F : 全磁力, X : 北向き, Y : 東向き, Z : 鉛直下向き成分)であることや、地磁気もつ性質(N極からS極へ磁力線が分岐したりせずにつながるなど)を利用して解析することにより、地磁気モデル作成の精度が高められるが、ベクトルのままでは扱いが困難なので(x , y , z)または(偏角, 伏角, 水平成分)のように各成分に分解して成分ごとにモデル化することがある。

地磁気変化モデルの作成手法は、地磁気分布を地図上などに表す手法(Haines, 1990)と類似している。過去の手法を見ると、初期は手書きで等変動量線を描くものだったが、コンピュータを使用する数学モデル化が図られるようになった。よく使用されるのが、多項式モデルで、

$$H(\phi, \lambda, t) = a_0 + \sum_{n=1}^N (b_n \phi + c_n \lambda + d_n t)^n \quad (2)$$

の式で表されるように時間(t)と地理的場所(緯度 ϕ , 経度 λ)の関数としてのモデリングである。次数 N を大

きくすれば詳細な記述ができるが、地理座標に依存する項は高次のものほど異常場であり、モデルの精度を保つ次数には限度がある。しかし、時間変化はあらゆる周波数の変化を含んでいるので、低次の多項式では周波数の高い現象を十分な精度で記述することができない。

国土地理院では、10年ごとに地磁気の分布を地図上に表した磁気図を作成している。そしてその磁気図ごとに緯度・経度の2次多項式の分布モデルを作成している (First Geodetic Division, 1993)。しかし、これは10年ごとのある瞬間の空間分布を記述することを目的としており、時間変化の詳細は求めていない。

全地球を表すグローバルモデルとして国際標準磁場 (IGRF, DGRF [Barton et al., 1996]) が5年ごとに作成されている。これは、10次までの球関数展開を行ったものであり、時間変化も1次で推定されている。このIGRFは地磁気変化のモデルとして使用することができるが、日本程度の狭い領域では空間的に十分な精度をもっておらず、時間的にも5年に1度の1次式では複雑な地磁気変化を記述できない。したがって、日本周辺のように、ある程度密な観測が行われている地域では、独自の地磁気変化モデルを作成することが望ましい。

2.2 地磁気の空間分布、時間変化の記述 (モデル化)

地磁気のある成分 (H) を時間と地理的場所の関数として表す時空モデリングを行う。これは、任意の時間、場所を入力して標準磁場の大きさを出力するシステム (地球磁場を $H(\phi, \lambda, t)$ という関数で表す) を構築することである。観測される場は、起源の異なる場の和であることが知られている。

$$H = H_n + H_a + \delta_n \quad (3)$$

ここで H_n は標準場、 H_a は異常場、 δ_n は観測誤差である。標準成分 H_n と異常成分 H_a の区別はその性質だけでなく、周波数構造にもよる。周波数とは、時間的には変化時間のスケール、空間的には変化の空間スケールを表す。空間的に磁気異常とは局所的に周囲の磁気の値と異なることをさすので、磁気異常とされる高周波成分 (空間スケール小) と標準場の低周波成分 (空間スケール大) の和で地磁気モデルを表す。モデルが解析関数であれば通常低周波部を表すので、これを求める過程は低周波だけを通すある種の周波数フィルタである。周波数フィルタの特性を適切に選択すれば、周波数フィルタによる分離によって異なる起源ごとに場を分解できる。例えば、地球の核を起源とするものは、原因が地表より深いので広域に影響を及ぼす低周波成分として表れ、地殻の岩石の磁化を起源とするものは、それよりも高周波成分となる。したがって、空間モデリングに解析関数がよく使われる。

ところが時間モデリングの目的は全く異なる。地殻変動現象による地球磁場の局所変化を除いて、全ての時間変化は二種類の原因による。その一つは地球の流体核

内の過程 (内部起源) である。二つ目は太陽活動により活性化された電離圏と磁気圏での過程 (外部起源) である。これらの発生源では異なる周波数構造と振幅の磁場が生じるが、ほぼ同じ空間サイズをもつ。内部起源の時間変化のスケールは1年から数百年で、変化の振幅は100nT/年以上に達することがある。外部起源の発生源は太陽活動に依存しており、11年あるいはそれより短く、それらの振幅は10~20nT/年である。これらは広域にわたる変化であり、標準場だけが変わる。そこで、十分な精度の時間変化を記述するモデルを作成するためには、データの平滑化や、周波数フィルタを使用しないようにしなければならない。また、求める地磁気モデル式の時間関数は毎年、数nTより悪くない精度で地球磁場の変化を記述しなければならない。いかなる解析関数も項の数 (モデルのパラメタの量) に限界があるなら、この条件を満足しない。従来、永年変化の記述に解析関数が使われているが、これは強いられた選択である。この矛盾は時間関数が解析的 (計算式で表わされる) でなく、数値的であれば解決できる。

3. 解析手法

3.1 自然直交成分法と時間関数のモデリング

前章で述べたように、地球磁場の時間変化の平滑化などによる精度の低下を避けるために、数値関数で時間関数を記述することが必要である。

地磁気観測点での観測値 (例えば全磁力の年平均値) が m 個 (m 年分) あるとする。同様な観測値が他の観測点でも得られており、観測点の数が n であるとする。つまり $m \times n$ 個のデータからなる行列ができる。

$$H = \begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} & \cdots & H_{1m} \\ H_{21} & H_{22} & \cdots & H_{2m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{n1} & H_{n2} & \cdots & H_{nm} \end{bmatrix} \quad (4)$$

このとき、各行はそれぞれの観測点での m 個の連続した時系列データである。このデータを空間分布と時間変化に分離するにあたり、以下の式(5)で表される自然直交成分 (NOC: Natural Orthogonal Components) 法を導入する (Golovkov et al., 1994)。

$$H_{ij}(t, x) = \sum_k T_{ki} X_{kj}, (h \leq n) \quad (5)$$

ここで T_{ki} は時間関数、 X_{kj} は空間関数で地磁気観測点 (X_1, \dots, X_n) の地理的座標に依存し、直交系を成す。ここで「直交」とは各変数間がお互いに独立であり、相関関数が0であることで:

$$\sum_j X_{kj} X_{lj} = 0 (k \neq l) \quad (6)$$

$$\sum_j X_{kj} X_{lj} \neq 0 (k = l)$$

が成り立つことである。また、時間関数 T_{ki} も直交性を

もっていることが導かれており、全ての空間関数と全ての時間関数は線形に独立である。ここで最小二乗法を用いて T_{ki} と X_{kj} を求めることができ、それぞれの直交成分は各時期と地磁気観測点位置において定義された数値関数であり、異なる直交成分は異なった原因から発生したことを示唆する。なお、式(5)は周波数フィルタではなく、各時間関数はすべての周波数を含み得る。

地磁気の永年変化は同じような周期や形の変化をしていても原因が異なっていることが多い。例えば、地球内部原因と地球外部原因はその周波数だけでは分離することはできない。しかし、この手法は空間分布の微妙な違いから異なる原因ごとに直交した地磁気変化を分離するものである。

3.2 空間関数のモデリング

前節の結果から、空間関数 X_{kj} は地磁気観測点の位置に関連した関数であり、それぞれの座標値に関連づけられるであろう。したがって、 X_{kj} を緯度 ϕ 、経度 λ の関数で表すことにする。ここで空間関数は時間関数と大きく異なり、空間的に小さい（高周波数）ものほど標準場からはずれるという周波数依存性をもつ。つまり、空間関数の記述には、数値関数より解析関数の方が低周波数を通しやすい周波数フィルタという点で有利となる。

式(5)において、 X_{kj} を座標の関数と仮定し、

$$X_{kj}(\phi, \lambda) = \sum_{m=0} \sum_{n=0} a_{mn} F_m(\phi) \cdot G_n(\lambda) \quad (7)$$

で表す。ここで a_{mn} は数値係数、 $F_m(\phi)$ と $G_n(\lambda)$ は座標

の解析的関数である。関数 F_m と G_n は、周波数フィルタの条件を満たし、観測された場が与えられた座標空間上で標準部と異常部に分けられるよう選ばなければならない。 X_{kj} のモデリングにおいてこの条件を満たすのは X_{kj} が異なる k につき互いに直交であればよい。したがって、各 X_{kj} は空間で単純な分布を示すと考えることができる。言い換えれば各 X_{kj} は少ない数の初等関数 F_m 、 G_n で記述できる (m と n の要素が少ない)。また、関数 F_m と G_n は直交であるという条件から、初等関数 F_m 、 G_n として (x, y) 平面上のルジャンドル多項式を選んだ。この多項式の主な項は次式のように表される：

$$F_0=1; F_1=x; F_2=\frac{(3x^2-1)}{2}; F_3=\frac{(5x^3-3x)}{2}; \dots \quad (8)$$

最小二乗法によって求められた係数 a_{mn} を用い、以下の式に任意の緯度経度を代入することによって、地域内の任意の場所の地磁気の値を得ることができる。

$$H_{ij}(t, \phi, \lambda) = \sum_k T_{ki} X_{kj}(\phi, \lambda) \quad (9)$$

4. 日本および極東地域のモデルの作成

日本周辺での地磁気変化モデルの作成に取りかかるにあたって、1970年から1995年までの25年間の全磁力永年変化モデルを作成し、解析手法の評価を行うことにする。

4.1 時間関数の作成

地磁気変化モデルの作成のためには、まず時間関数 T_{ki} を決定する必要がある。このためにはできる限り欠測がなく、安定したデータをもつ地磁気観測点を使うことが望ましい。ここでは、図-1中に■で示される11点

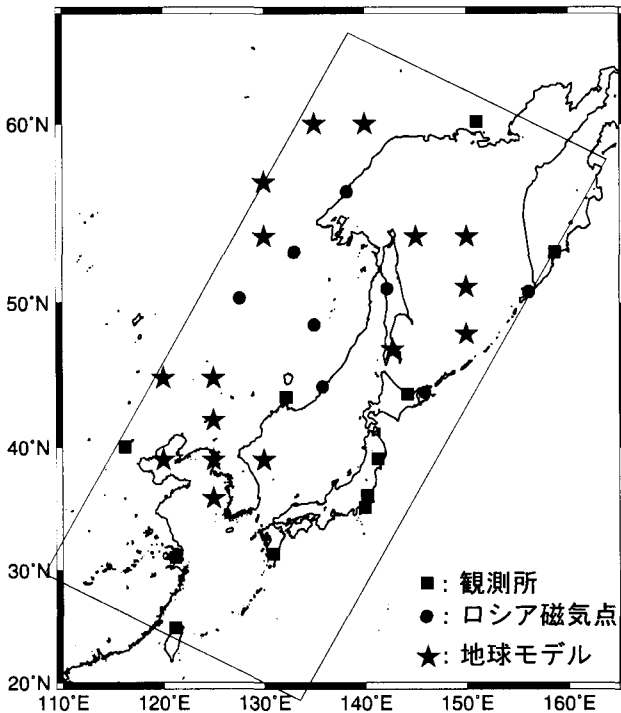


図-1 地磁気変化モデル作成に使用した地磁気観測点

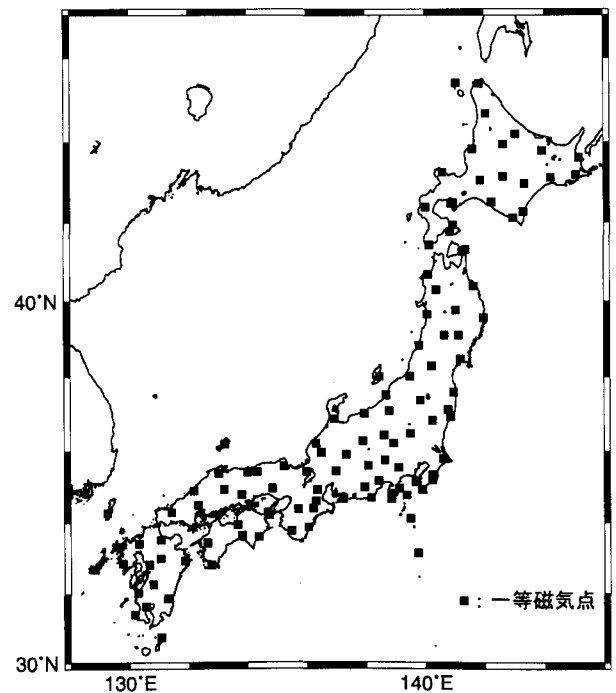


図-2 一等磁気点の分布図

の地磁気観測所のそれぞれの年平均値を使用した。計算の結果、式(5)の h で示される25個の自然直交成分が得られる。この自然直交成分は番号(次数、式(5)では k)が大きくなるにつれて振幅が小さくなる。つまり、地磁気観測値への関わりが小さくなるという重要な性質をもっている。このことより、大きな次数をもつものは、観測値のノイズであつたり、ごく局部的にしか表れていない現象である可能性が高い。したがって、最終モデルの中に組み入れる自然直交成分の次数は、ある程度高次のものを省くことでモデルの精度を高めることができる。今回は、4次以上の自然直交成分が小さいことから(表-1)、3次($k \leq 3$)までの自然直交成分を使用した。

表-1 時間関数の次数 k とモデルの二乗平均誤差(nT)

k	1	2	3	4	5
σ	4.8	2.1	1.5	1.3	1.1

4.2 空間関数の作成

次に式(7)で表される空間関数を決定する。まず、図-1に長方形で示される領域での空間モデル(極東モデル)を作成した。使用データとして、時間関数の作成に使用した11点の地磁気観測所のデータに加え、日本の一等磁気点(図-2)の一部、ロシアの磁気点を使用した。しかし、これだけではデータの分布が一様でない上に、海洋部などデータが全くない地域が存在してしまう。この、データが全くない地域を補うために、グローバルモデルであるIGRFのデータを使用した。それぞれのデータの

誤差は地磁気観測所が約3nT、日本の一等磁気点が約5nT、ロシアの磁気点が約10nT、IGRFが約15nTとすると、モデル全体で約10nTが期待できる。空間関数のルジャンドル多項式の次数も時間関数の次数と同様に高次のものを省くことでモデルの精度を高めることができる。今回は、2次から5次までを試算した上で(表-2)、最終的に3次までを採用した。こうして作成されたモデルと実際の観測値との二乗平均誤差は、観測所で4.9nT、磁気点で6.9nTだが、グローバルモデルを使用した合成データでは26.7nTと大きな誤差となった。これは表-3にも表されるように、グローバルモデルがこの地域で数10nTという大きな誤差をもつためである。この状況を改善するために、地磁気観測所のデータを利用し、グローバルモデルのもつ誤差を1次関数で近似してグローバルモデルを補正し、極東モデルの再計算を行った。再計算後のモデルと実際の観測値との二乗平均誤差は、観測所で3.8nT、磁気点で6.3nT、グローバルモデルを使用した合成データでは9.3nTとなった。

次に、範囲を狭め、日本国内の5つの地磁気観測所とすべての一等磁気点だけのデータを使い日本周辺だけの地磁気モデル(日本モデル)を作成した。二乗平均誤差は、観測所で2.0nT、磁気点で5.4nTとなった。

表-2 空間関数の次数 n とモデルの二乗平均誤差(nT)

n	2	3	4	5
σ	2.1	1.5	1.3	1.1

表-3 グローバルモデル(IGRF, DGRF)と観測値との差(nT)

年	1970	1975	1985	1990	1995
水沢	-39.1	11.0	15.2	24.8	53.1
鹿野山	-37.3	7.2	13.4	16.9	47.7

1980年で差が0になるようにしてある

4.3 結果の検討

得られた極東モデルと日本モデルのそれぞれを図-3, 4に示した。これらは1980年から1995年までの15年間の地磁気変化である。日本モデルの方が細かい複雑な分布を示しているが、これは、狭い範囲のモデル作成がより空間的に細かい地磁気変化場を記述しているためである。ただし、日本モデルの作成には日本国内のデータしか使用していないので、日本海やアジア大陸側の値は信頼できない。

図-5(a), 6(a)に鹿野山、水沢での観測値とモデルの結果を表した。モデルは観測値を良く表している。観測値からモデルを差し引いた図-5(b), 6(b)では、鹿野山、水沢の両観測所とも1970, 1971年のモデルが観測値からの差が大きい。これは1969年にジャックと呼ばれる地磁

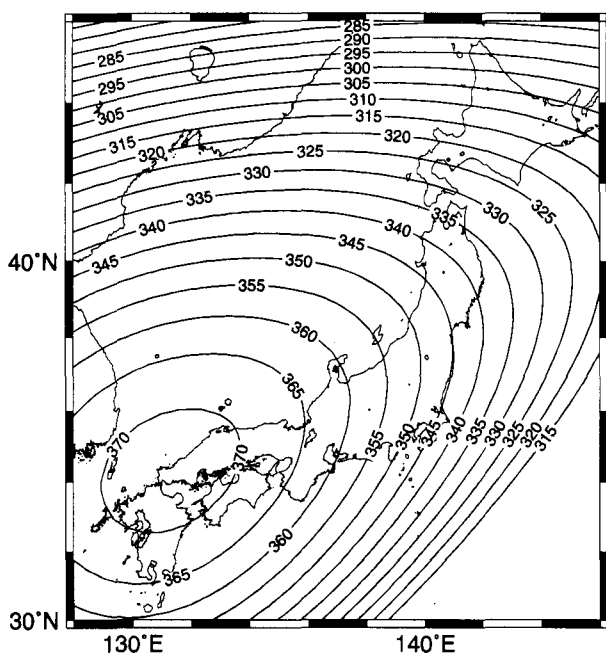


図-3 全磁力変化極東モデル1980年から1995年(nT)

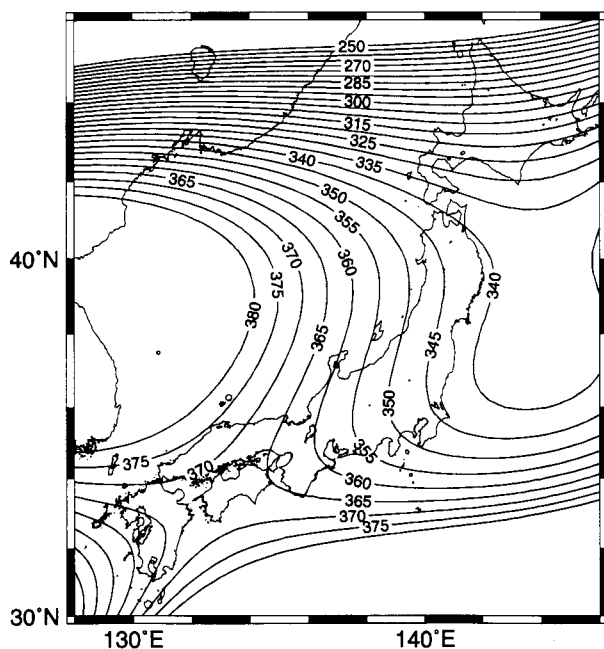


図-4 全磁力変化日本モデル1980年から1995年 (nT)

気の大きな変化があり、その影響が数年間残っていたものと思われる。このように、今回の日本モデルについても鹿野山、水沢の両方に共通の変化がまだ残っている。これは、時間、空間ともに高周波数の変動が今回のモデルでは十分に記述されていないものと思われる、モデルの時間関数、空間関数の次数を上げる必要性を示唆している。

両観測所の差を図-7に示した。局所的な地磁気変化を検出するためには、観測値の単純差を計算することがしばしば行われている。ところが観測値の単純差では、図-7に見られるとおり、それぞれの地点の永年変化が時間、空間で異なることより、複雑で大きな変化が見ら

れ、局所的で微少な変化の検出は困難である。ところが、日本モデルを除去後の差では1970年から1990年までは ± 1 nTに収まっており、このモデルの範囲からすれば、十分近接した鹿野山、水沢に共通な変化を除いて、日本モデルが高い精度をもっていることを示している。ところで、日本モデル除去後の変化グラフに1993年以降、数nTの異常変化が現れている。この原因は、鹿野山測地観測所の建築工事による人工的なものであるが、地殻起源の地磁気異常変化も数nT程度の大ききで表れることが予想されるので、今回のモデル作成技術により、局所的な数nTの地磁気変化の検出という当初の目的と精度が達成されていることが検証された。

5. まとめ—モデル作成技術の応用と実用化へ

局所的な地磁気変化を検出する手法として、今回とりあげた自然直交成分法が有効であることが検証された。この手法を全磁力だけでなく地磁気ベクトルの3成分について計算を行う予定である。このほか地磁気の性質を利用することで、航空磁気測量や人工衛星データも活用し、地表面の2次元モデルだけでなく、高度を入れた3次元モデルの作成をめざしていきたい。

時間関数のモデリングについては、現在、データが蓄積しつつある地球電磁気連続観測装置(田辺, 1997)へ応用することを予定している。地球電磁気連続観測装置は全国に11点存在し、毎分ごとのデータをつくばで監視している。この極めて詳細な時間データより、短周期の地磁気変動を検出するのが目的であり、データ処理システムに組み込むことで、自動的に異常変化を検出するような実用化を図りたい。なお、自然直交成分法は数学モデルであるので、地磁気だけでなく他の観測データにも応用でき、新分野への活用が期待できる。

本地磁気変化モデルの作成に当たっては、科学技術振興調整費より費用の一部の補助を受けた。

参考文献

- Barton, C. E. et al.(1996): International Geomagnetic Reference Field. 1995 revision presented by IA-GA Division V, Working Group 8, Physics of the Earth and Planetary Interior, 97, 23-26.
- First Geodetic Division (1993): Magnetic charts for the epoch 1990.0, Bulletin of the Geographical Survey Institute, 38 1-3.
- 藤原 智・海津 優・大滝三夫 (1993): 一等磁気測量よりえられた地磁気永年変化 (1980-1990), CA研究会論文集, 154-160.
- 藤原 智・湊 敏弘・都筑三千夫・中堀義郎 (1994): 北海道南西沖地震による地磁気変化, 国土地理院時報, 81, 1-7.
- Golovkov, V. P., I. A. Burdelnaya, S. V. Filippov, and K. G. Kozhova (1994): Regional spatial-temporal modelling with natural orthogonal component method, Geomagn. Aeron., 34, 130-136.
- Haines, G. V. (1990): Regional magnetic field modeling: A. Review, Journal of Geomagnetism and Geoelectricity, 42, 1001-1018.
- 田辺 正 (1997): 全国に設置した地球電磁気連続観測装置, 国土地理院時報, 87, 4-12.

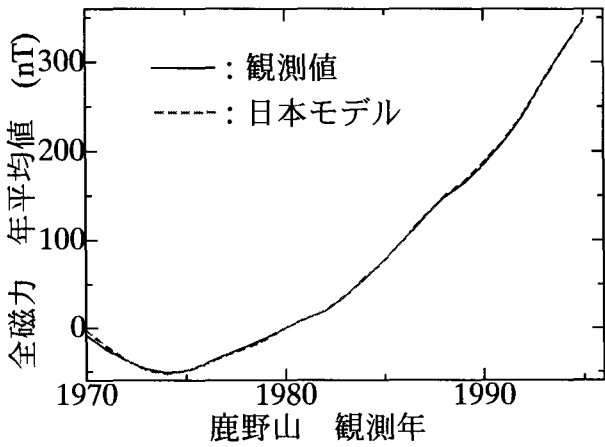


図-5(a) 鹿野山測地観測所における全磁力観測値の変化と日本モデルによる値の変化

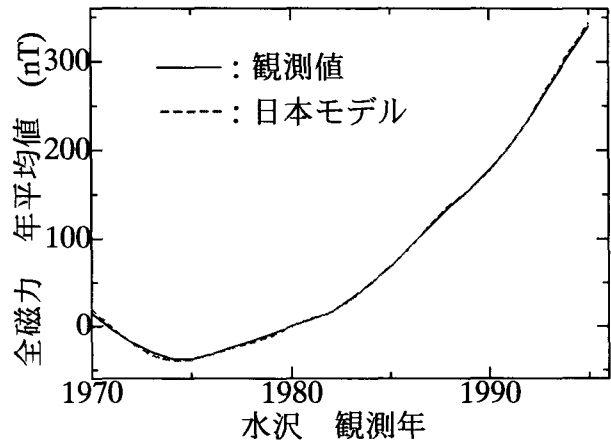


図-6(a) 水沢測地観測所における全磁力観測値の変化と日本モデルによる値の変化

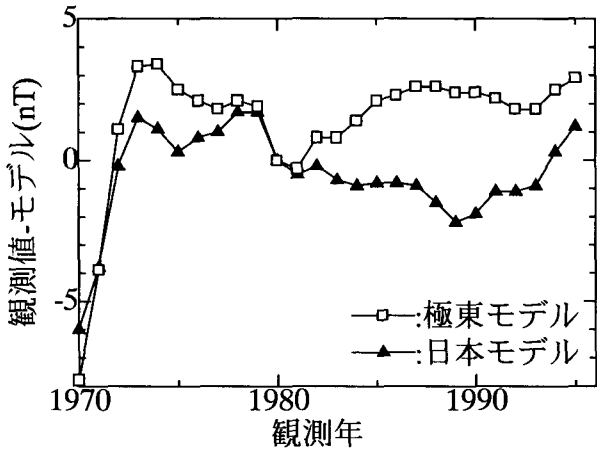


図-5(b) 鹿野山測地観測所における全磁力観測値と各モデルとの差

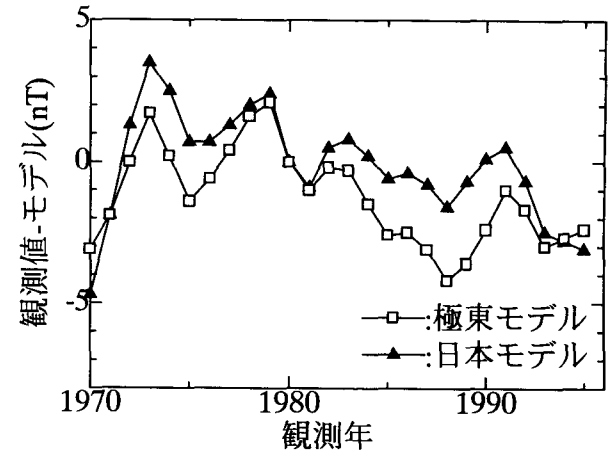


図-6(b) 水沢測地観測所における全磁力観測値と各モデルとの差

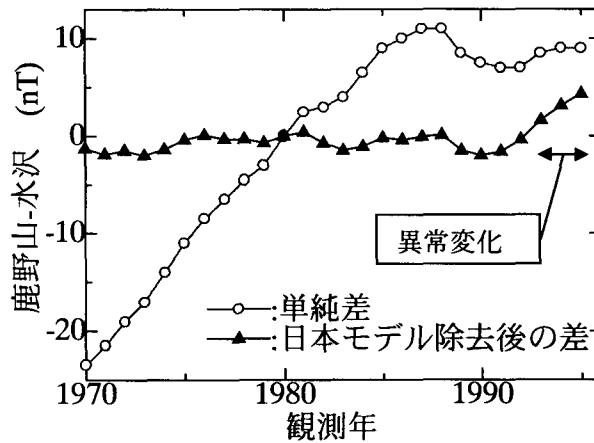


図-7 鹿野山測地観測所と水沢測地観測所の全磁力年平均値の単純差と日本モデル除去後の差