

Title	5.2 月の磁場(その起源と現在)
Author(s)	高橋, 太; 松島, 政貴; 清水, 久芳
Citation	月サイエンスブック 第一部. 2021, p. 177-187
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.18910/83247">https://doi.org/10.18910/83247</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

## 5.2 月の磁場 (その起源と現在) [高橋太, 松島政貴, 清水久芳]

### 5.2.1 月の磁場の形成(ダイナモ等)

現在の月には地球のような天体全体を覆うような大規模な磁場は存在せず、地殻起源の局所的な磁場が磁気異常として存在している。磁気異常を形成するためには、その起源となった何らかの背景磁場が必要である。既に述べたように(4.2.5 参照)、この何らかの磁場とは、過去に月の核のダイナモによって生じた固有磁場と考えるのが尤もらしい。それでは月のダイナモはどのようなメカニズムで駆動され、どのような磁場を形成していたのだろうか。本節では 4.2.5 等の記述を受けて、ダイナモによって磁場を生成維持する上での基本的な諸条件や流れの構造、磁場の生成過程について概説し、月の磁場とその進化の理解に向けて必要な事柄について議論する。

ダイナモ作用によって磁場を自励的に生成、維持するためには流体状の金属核が絶えず運動していなければならない。必要条件をまとめると

- (1) 高電気伝導度の物質からなる領域(核)が存在すること。
- (2) 核の全体あるいは少なくとも一部が溶融していること(外核の存在)。
- (3) 外核が運動していること(エネルギー源の存在)。
- (4) 外核の運動によって作られた磁場が充分成長できること。

といった条件が最低限満足されなければならない。月中心に金属核が存在することは地震学的 (Garcia et al. 2011; Weber et al. 2011)、測地学的 (Konopliv et al. 1998; Khan et al. 2004)、電磁気学的 (Hood et al. 1999; Shimizu et al. 2013) な独立した観測からそれぞれ示されている。いずれも概ね半径 200–400 km の範囲内にある。特に、Weber et al. (2011) は核の半径を  $330 \pm 20$  km と推定している他に、半径  $240 \pm 10$  km 程度の内核の存在を示しており、現在に至るまで溶融した外核が存在可能であることを報告している。

流体状の外核における運動を起こすメカニズムについては 4.2.5 節で説明されているように様々な可能性があり、今後の検証が必要である。いずれのメカニズムによって外核の流れが駆動されているかに関わらず、運動によって生じた磁場が安定して成長することが出来るかが、ダイナモの可能性を議論するうえで重要である。大まかな指標として磁気レイノルズ数( $R_m = LU/\eta$ )を考えてみよう。ここで  $L$  は長さスケール、 $U$  は流れのスケール、 $\eta$  は磁気拡散率である。熱対流によって駆動されるダイナモが自励ダイナモとして働くための臨界磁気レイノルズ数  $R_{mc}$  として  $R_{mc} \sim 40$  であることが数値的に知られている (Christensen and Aubert 2006)。この時必要な流れの速度を見積もると、 $L = 200-$

400 km,  $\eta = 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  とすると  $U = (1-2) \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  となる。この値は地球磁場の観測から推定される地球外核表層の流れの速度と同程度である (Holme 2015)。この程度の流れを生じさせるために必要なエネルギー源に関する詳細は熱史や駆動メカニズムとも関連してくるが、月のダイナモを維持するために桁違いに速い流れが必要となるということは無いと言えよう。一方で、地球の外核コアの磁気レイノルズ数は 1000 程度のオーダーと見積もられており、これと同程度の磁気レイノルズ数を月の外核コアで実現しようとする、二桁程度速い流れが必要になる。

理論的には、外核でどのような流れが起きて、どのような磁場が生成され得るのが関心となる。対流を基本的なメカニズムとする場合、外核において最も特徴的な流れの構造は自転軸方向に沿って形成されるロール状の対流渦であり、柱状対流と呼ばれる。高気圧型と低気圧型が対になって経度方向に並ぶ(図 5-1 を参照)。このような対流構造が生じるのはコリオリ力が卓越する地衡流の流れが支配的であるためである。

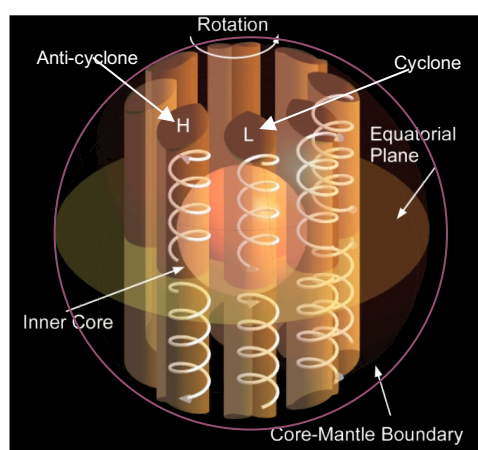


図 5-1 外核内の対流の概念図。

ダイナモによる磁場の生成過程とはこうした構造を取る柱状対流の運動エネルギーを磁気エネルギーへ変換する物理過程に対応する。基本的な過程は流れによる磁場の移流と引き伸ばしである。低緯度の赤道付近においては時計回りの高気圧型渦に磁場が移流され、集められる。逆に、核-マントル境界近傍では反時計回りの低気圧型渦に磁場が集められる。結果として、赤道と核-マントル境界の途中で自転軸方向に沿った磁力線が曲げられて、引き伸ばされることになり、磁気エネルギーが増加する。こうした移流と曲げ、引き伸ばしという過程を系統的に生じさせる柱状対流はダイナモとして機能するのに非常に適した形態の流れであると言える。特に、自転軸方向に構造が揃うという性質は地球磁場のような双極子磁場が卓越するダイナモを生じさせるという点においても重要である。

核のダイナモ作用に関する我々の理解の殆ど全ては、上記のような対流が駆動される系における数値シミュレーションによって得られている (Kono and Roberts 2002). 先に述べたように、月ダイナモは対流によるものの他、歳差運動や巨大衝突などの外的要因による流体力学的不安定性によって駆動されるものまで、様々なモデルが提案されている。従って、これまでの理解をそのまま月のダイナモへ適用することが妥当であるかは、大いに検証されなければならないであろう。例えば、「かぐや」による観測で、月ダイナモは逆転を示す双極子型ダイナモであったことが示されている(4.2.5 節, Takahashi et al. 2014). 現時点で挙げられる月ダイナモに関する数値シミュレーション研究例は熱ブランケット効果によって駆動されるダイナモ (Stegman et al. 2003) に関するものが 1 例あるのみである (Takahashi and Tsunakawa 2009). この結果では、双極子磁場が一定の大円上で周期的に逆転する解が示されている。外的に駆動されるダイナモの場合、双極子磁場を生成するためには柱状の流れ構造を形成できるかが重要である。その上で、双極子磁場の生成と逆転を再現できるか否かを検証することが必要になるであろう。Tilgner (2005)によれば、歳差運動によって駆動されるダイナモの自励的な解として非双極子成分が卓越するような解が得られており、一般的に起こりうるものか等、さらなる検討が必要である。今後、数値モデリング研究に要求される課題である。

最後に、磁場強度について触れよう。過去の月磁場の強度を復元することは熱史の制約条件となり得るので非常に重要な情報である。しかしながら、衛星観測では磁場方位に関する情報は得られるが、磁場強度を復元することは出来ないため、現状ではアポロサンプルに基づく古地磁気学的方法による他ない (Weiss and Tikoo 2014). アポロサンプルの再解析が重要であることは言うまでもないが、月磁場の永年変化を、例えば数億年程度の解像度で精度よく求められるような、戦略的な再サンプリングと測定法の開発も今後検討する必要がある。

### 5.2.2 現在の磁気異常(KAGUYA 観測およびモデル)

月の磁気異常の多くは、ダイナモによる磁場を背景磁場として形成されたと考えられる。では、それぞれの磁気異常はその形成時にどのような過程を経てどのような残留磁化を獲得したのであろうか。その形成過程を推測するためには詳細な磁気異常マップを作製し、その上で他の観測量、例えば重力異常や地形等との比較、検討をすることが重要である。他の高解像度マップとの詳細な比較には、適切な解像度を持つ磁気異常マップが必要であるが、経験的な冪乗則や球面調和関数展開といった従来手法に基づく全球磁気異常図は高度 30 km に高度補正されており、直接的な比較には必ずしも適していない (Richmond and Hood 2008; Purucker and Nicholas 2010). 磁力計による直接観測の他に、月表面磁場に関する電子反射 (Electron Reflection: ER) 法による全磁力測定がある (Mitchell et al. 2008). ただし、ER 法によるグローバル全磁力マップは空間解像度が 5 度程度、かつ、スカラーデータであるために、磁場方位に関する情報が得られない。上記の理由により、磁力計データに基づく月表面における高解像度の磁気異常図の必要性は

非常に高いものであった。本節では衛星軌道上での磁場観測データを月面へマッピングするための理論と「かぐや」の観測データによるマッピング結果について概説する。

月面での磁気異常の推定は磁場の下方接続に対応する。この場合、データ中に残存する外部磁場変動やノイズの影響が増幅され、見かけの磁気異常が現れてしまう可能性に注意しなければならない。高度補正の方法として Purucker (2008) は月面の等価水平磁化を仮定してパス間の相互相関を取ることでノイズを減じる方法を提案している。Toyoshima et al. (2008) は月表面に分布した等価磁荷による EPR (Equivalent Pole Reduction)法を開発し、ルナ・プロスペクターのデータを用いてライナーガンマ磁気異常をモデル化することで、その有用性を示した。一方で、Tsunakawa et al. (2010) は高度補正が磁気ポテンシャルの逆境界値問題と同値であることを示し、月表面磁場を推定するための基本的な理論を構築し、「かぐや」による高度 100 km での磁場観測データから月表面での磁場動径成分を推定した。この手法はその後、SVM (Surface Vector Mapping) 法として拡張され、「かぐや」とルナ・プロスペクターのデータの同時解析に基づく月面上の地域毎及び全球における高解像度磁気異常マップの作成に結実した (Tsunakawa et al. 2014, 2015)。SVM 法の原理を解説する前に、その考え方を簡単に述べておこう。衛星高度において観測される磁場は、外部磁場や誘導磁場、機器ノイズを除くと、衛星直下とその周囲の地殻磁場による寄与のコンボリューションである。したがって、空間解像度を改善するには直下点と周囲からの寄与を区別できるようにデコンボリューションを施せば良い。すなわち、SVM 法とは月面上の磁場動径成分を境界値とするノイマン型境界値逆問題をポテンシャル理論に基づく下方接続によって解くことで、デコンボリューションを行う手法であると理解すればよいだろう。

#### (a) 境界値逆問題の原理

原点から距離  $r = R$  の境界を考え、 $r < R$  に磁気異常ソースがあるとして、 $r > R$  における磁場観測データから境界値を逆問題として求めることを考えよう。 $r > R$  における位置  $\mathbf{r} = (r, \theta, \varphi; x, y, z)$  での磁気ポテンシャル  $\phi(\mathbf{r})$  は球面調和関数  $Y_n(\theta, \varphi)$  を用いて以下のように表される。

$$\phi(\mathbf{r}) = R \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} Y_n(\theta, \varphi) \quad (5-1)$$

$$Y_n(\theta, \varphi) = \sum_{m=0}^n (G_n^m \cos m\varphi + H_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos\theta) \quad (5-2)$$

$G_n^m, H_n^m$  は定数、 $P_n^m(\cos\theta)$  は規格化されていないルジャンドル陪関数であり、 $P_n^0(\cos\theta) = P_n(\cos\theta)$  とする。 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_s(R, \theta_s, \varphi_s)$  における境界値  $U(\theta_s, \varphi_s)$  が  $\phi(\mathbf{r}_s)$ ,  $\left.\frac{\partial\phi}{\partial r}\right|_{r=r_s}$  の線型結合で与えられるとする。

$$U(\theta_s, \varphi_s) = a\phi(\mathbf{r}_s) + b \left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_{r=r_s} \quad (5-3)$$

ここで  $a, b$  は定数である.  $a=1, b=0$  の時がディリクレ型,  $a=0, b=1$  の時がノイマン型,  $a \neq 0, b \neq 1$  の時がロビン型境界値問題にそれぞれ対応する. 多少の変形を施すと  $\theta$  を  $\mathbf{r}, \mathbf{r}_s$  のなす角として以下のようなポテンシャルと境界値の関係式が得られる.

$$\phi(\mathbf{r}) = \iint_S U(\theta_s, \varphi_s) K(r, \theta, \varphi; \theta_s, \varphi_s) dS \quad (5-4)$$

$$K(r, \theta, \varphi; \theta_s, \varphi_s) = \frac{1}{4\pi R} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} \frac{2n+1}{aR - b(n+1)} P_n(\cos \Theta) \quad (5-5)$$

$$\cos \Theta = \cos \theta \cos \theta_s + \sin \theta \sin \theta_s \cos(\varphi - \varphi_s) \quad (5-6)$$

また, 磁気ポテンシャルに 0 次の項は存在しないので

$$\iint_S U(\theta_s, \varphi_s) dS = 0 \quad (5-7)$$

となる. 以上から磁場  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$  が得られる.

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = -\mu_0 \nabla \phi(\mathbf{r}) = -\mu_0 \iint_S U(\theta_s, \varphi_s) \nabla K(r, \theta, \varphi; \theta_s, \varphi_s) dS \quad (5-8)$$

積分カーネル  $K(r, \theta, \varphi; \theta_s, \varphi_s)$  は収束しなければならないので, 定数  $a, b$  は特定の値を取る必要がある. まずディリクレ型問題を考えてみよう. このとき  $a=1/R, b=0, U(\theta_s, \varphi_s) = \phi(\mathbf{r}_s), \eta=R/r, \xi=\cos\theta$  として

$$K = \frac{1}{4\pi R} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \eta^{n+1} P_n(\xi) \quad (5-9)$$

ルジャンドル関数の級数に関する公式を利用すると  $L=(1-2\eta\xi+\eta^2)^{1/2}, \bar{\mathbf{r}}=\mathbf{r}/R, \bar{\mathbf{r}}'=(\mathbf{r}-\mathbf{r}_s)/R$  として

$$K = \frac{1}{4\pi R} \frac{\eta(1-\eta^2)}{L^3} = \frac{1}{4\pi R} \frac{\bar{r}^2 - 1}{\bar{r}'^3}, \quad (5-10a)$$

$$\nabla K = \frac{1}{4\pi R^2} \left\{ \frac{2\bar{\mathbf{r}}}{\bar{r}'^3} - \frac{3(\bar{r}^2 - 1)(\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}_s)}{\bar{r}'^5} \right\} \quad (5-10b)$$

が得られ,  $r \rightarrow \infty$  でカーネル及びポテンシャルは収束し,  $K \rightarrow 0, \phi \rightarrow 0$  となることが分かる. ノイマン型問題では

$$U(\theta_s, \varphi_s) = \left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_{r=r_s} = -\frac{1}{\mu_0} B_r(\mathbf{r}_s) \quad (5-11)$$

$$K = -\frac{1}{4\pi R} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{n+1} \eta^{n+1} P_n(\xi) \quad (5-12a)$$

$$= -\frac{1}{4\pi R} \left\{ \frac{2}{\bar{r}'} - \ln \left( 1 + \frac{2}{\bar{r} + \bar{r}' - 1} \right) \right\},$$

$$\nabla K = \frac{1}{2\pi R^2} \left\{ \frac{\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}_s}{\bar{r}'^3} - \frac{1}{(\bar{r} + \bar{r}' + 1)(\bar{r} + \bar{r}' - 1)} \left( \frac{\bar{\mathbf{r}}}{\bar{r}} + \frac{\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}_s}{\bar{r}'} \right) \right\} \quad (5-13b)$$

となり、同様に収束する。このときの境界値は表面磁場の下向き成分に対応する。ロビン型問題では  $a = -1/R$ ,  $b = -2$  の場合を考えるとカーネルは収束する。このとき

$$U(\theta_s, \varphi_s) = -\frac{1}{R} \phi(\mathbf{r}_s) + \frac{2}{\mu_0} B_r(\mathbf{r}_s) \quad (5-14)$$

$$K = \frac{1}{4\pi R} \sum_{n=0}^{\infty} \eta^{n+1} P_n(\xi) = \frac{1}{4\pi R} \frac{\eta}{L} = \frac{1}{4\pi R} \frac{1}{\bar{r}'} \quad (5-15a)$$

$$\nabla K = -\frac{1}{4\pi R^2} \frac{\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}_s}{\bar{r}'^3} = -\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_s}{4\pi r'^3} \quad (5-16b)$$

となり、磁場は以下のように与えられる。

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \iint_S \frac{\mu_0 U(\theta_s, \varphi_s) \mathbf{r} - \mathbf{r}_s}{4\pi r'^3} dS \quad (5-17)$$

式(5-17)はこの時の境界値  $U(\theta_s, \varphi_s)$  が表面磁荷、すなわち等価磁荷 (Equivalent Poles) に対応していることを意味する。言い換えると、等価磁荷はポテンシャルと表面磁場の動径成分とを混合したものである。また、等価磁荷の分布は、次数 4 よりも短いスケール(約 2400 km)に対しては、表面磁場の動径成分の 2 倍の良い近似となる。月の磁気異常の空間スケールはこれより十分に小さいので、この近似は十分に成り立っていると考える。Tsunakawa et al. (2010) は以上のような適切な理論的背景に基づき、等価磁荷分布から月面磁場動径成分を推定したのである。

以上の理論は、従来の磁気異常図のマッピング手法を一般化したものであり、境界値の物理的意味をより明確にすることに成功している点において画期的である。Toyoshima et al. (2008) による EPR 法はロビン型問題に相当し、Purucker (2008) や Purucker and Nicholas (2010) による水平磁化分布はノイマン型問題の一つである。SVM 法はノイマン型問題として表面磁場の動径成分を直接決定する場合に対応する。詳細は他の文献 (Tsunakawa et al. 2014, 2015) に譲るが、表面磁場の動径成分が決まれば他の水平 2 成分も計算することができるので、ベクトル場として磁場を完全に記述することができる。更に、(5-8)式を用いて任意の高度での磁場 3 成分を計算することが可能であることから、適切な高度補正法としても利用することが出来る。また、境界値逆問題として観測

データのマッピングを行う方法では、従来のような磁気ポテンシャルを球面調和関数展開する方法における打ち切り次数に起因するような問題は生じないので、孤立した磁気異常に対する局所的な解析が可能になる等の利点がある。従って月の地殻起源の磁気異常のような天体半径に比べて小さなスケールの磁場解析に適した方法であると言えよう。以下では「かぐや」の高度 100 km での観測データとその後の低高度観測データを境界値逆問題として解いた結果についてそれぞれ記述していこう。

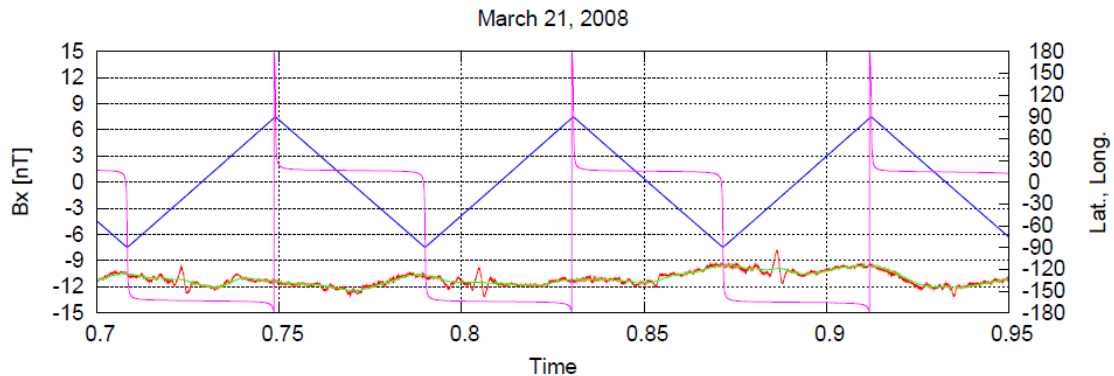


図 5-2 2008 年 3 月 21 日のデータのデトレンドによる外部磁場と磁気異常成分の分離例。横軸は時間で 1 日単位。赤線が観測値，緑が推定された外部磁場成分。青線，紫線はそれぞれ観測緯度，経度を表す。

#### (b) 高度 100 km 観測による磁気異常モデル

高度 100 km では月の磁気異常と外部磁場の振幅がそれぞれ数 nT 程度と同程度であるので、データ処理には注意を要する。外部磁場変動成分(トレンド成分)は特に関数型が与えられているわけではないので、比較的長い周期で変動すると仮定してベイズ統計的手法を用いて磁気異常成分との分離(デトレンド)を行う。スペクトル解析の結果も参考にして ABIC (Akaike's Bayesian Information Criterion) を最小化することでフィットの良さや外部磁場の滑らかさに関する最適なトレードオフパラメータを決定している。解析結果例を図 5-2 に示す。「かぐや」は約 2 時間の周期で月上空を周回するが、軌道の周期毎に磁気異常が観測されているのがわかる。デトレンドによってトレンド成分(緑線)と磁気異常成分が適切に分離されていることが確認できよう。

同様の解析は、100 km 高度観測が行われた 2007 年 11 月から 2008 年 12 月の 14 か月間を対象に、太陽風の擾乱による影響の小さい期間(「かぐや」が月の夜側にいる間、あるいは地球磁気圏尾部内にいる間)のデータに対して行われた。データ選択の規準を満足するデータは全体の約 20 %であった。デトレンドされた磁気異常成分は緯度・経度方向に 1 度ごとのビンで平均を取る。インバージョンでは、分布の粗さを最少にするように拘束条件を与え、ABIC を最小化するようにトレードオフパラメータを決定している。マッピング方法には EPR 法を採用して、月面を 10 の領域に分割して領域毎にイン



バージョンを行い、等価磁荷分布を境界値として決定する。得られた領域をそれぞれつなぎ合わせることで全球的な等価磁荷分布及び磁場分布を求めた。

EPR 法によって得られた高度 100 km における磁場 3 成分と全磁力の分布を図 5-3 に示す。強さは最大でもせいぜい 3 nT 程度と微弱ではあるが、月の広範囲に磁気異常が分布している事が確認できる。月の磁気異常の分布において特徴的なのは、表側においては、ライナーガンマ(RG)、デカルト(DC)、エアリー(AR)などの比較的孤立したスポット状の磁気異常が見られる一方で、裏側では危機の海、晴れの海、雨の海、東の海等の巨大衝突盆地の対蹠地域(CA, SA, IA, MG)にいくつかの磁気異常が集まったクラスター状の磁気異常が存在している点である。また、衝突盆地やクレーター地形と対応している磁気異常もいくつか見られる。危機の海(CR)、モスクワの海(MS)、メンデルーリュードベルグ盆地(MR)、アポロ盆地(AP)等は 1 nT 程度の強さを示すが、東の海(OR)、雨の海(IM)のような若い年代の衝突盆地には有意な磁気異常は見られない。一方で晴れの海(SR)には 1 nT 以下と弱いながらも磁気異常が存在することが確認できる。このような代表的な磁気異常の存在・不在を含めて、従来のルナ・プロスペクター観測による高度 30 km 磁気異常図で確認された磁気異常の殆どを、100 km 磁気異常図においても確認することができるのは驚異的な事であることを付け加えておこう。

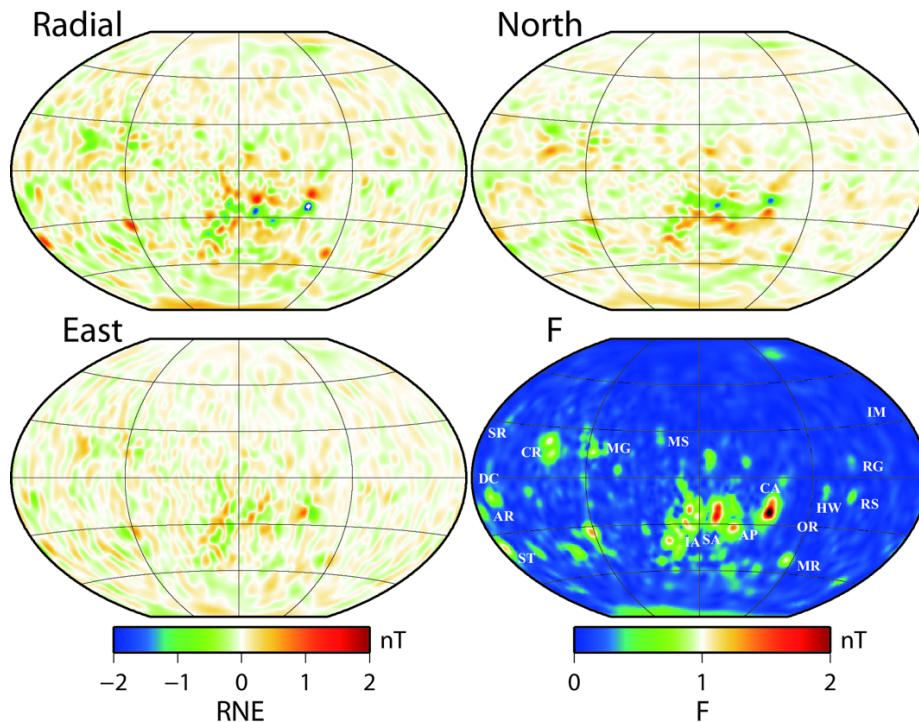


図 5-3 「かぐや」の観測データによる高度 100 km での動径成分(Radial), 北向き成分(North), 東向き成分(East), 全磁力(F)の磁気異常マップ。見やすさのため裏側を中心に置いている。全磁力図には代表的な磁気異常と地形を示している。

(c) 低高度観測による磁気異常モデル

次に、より微細な構造を詳細に見るために低高度での観測データを用いたマッピングについて見て行こう。2009年3月から2009年6月までの「かぐや」データ及び1999年1月から7月までのルナ・プロスペクターデータを同時に用いることで、カバレッジやデータ密度分布を改善している。基本的な手続きは高度100 kmデータを用いる場合とほぼ同様であるが、低高度観測データを使ったマッピングではSVM法によって直接月面における磁場動径成分を推定している。月面磁気異常の空間スケールは高度100 kmの場合よりも小さく、急峻な変化を示すことが知られている (Dyal et al. 1974)。このような場合に拘束条件として粗さを最少にすると、軌道に沿ってオフセットが残る懸念があるので、ノルム最少化を拘束条件として課している。また、トレードオフパラメータも領域毎に異なると考えられるため、まずは月面を等面積の230領域に分割してトレードオフパラメータの分布を決定し、その後改めて各領域でSVM法を適用することで月面磁場分布を求めている。

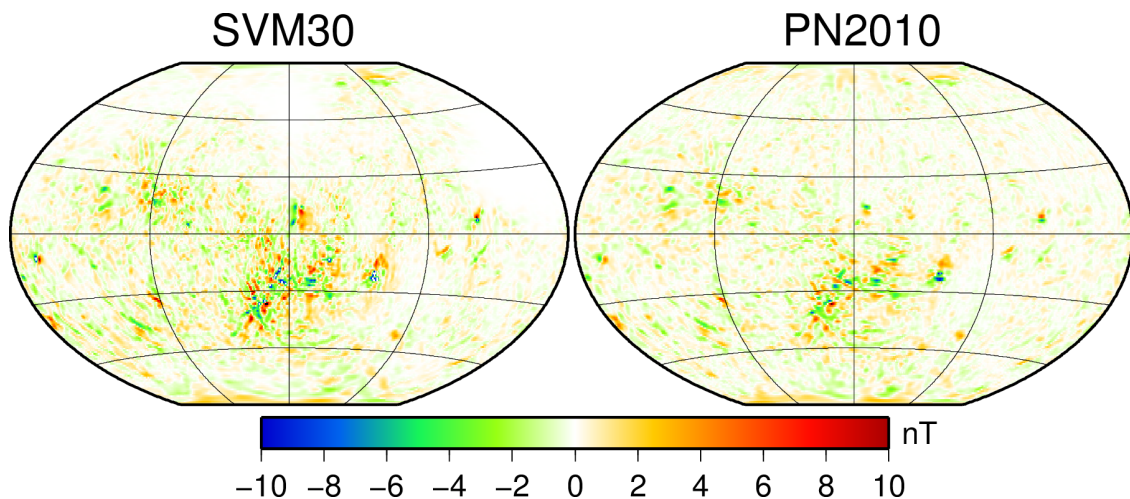


図 5-4 SVM法(左)と球面調和関数展開(右: Purucker and Nicholas 2010)による高度30 kmでの磁場動径成分の分布。

「かぐや」以前に得られているルナ・プロスペクターのデータのみを用いたグローバルモデル (Purucker and Nicholas 2010: PN2010) との比較のため、まずは高度30 kmでの動径成分の分布図を図5-4に示す。SVM法によって30 kmに高度補正したモデル(SVM30)とPN2010は概ね良い一致を示すことが確認できる。動径成分、北向き成分、東向き成分について相関係数はそれぞれ0.80, 0.90, 0.67であり、主成分解析によれば振幅比(PN2010/SVM30)は0.74, 0.84, 0.58である (Tsunakawa et al. 2015)。動径成分と北向き成分に比べて東向き成分の相関係数が低く、PN2010が弱めになっているのが顕著な違いとして認められる。特に、雨の海の対蹠地にあたる裏側の南半球にある強い磁気異常地

域において、系統的に PN2010 のほうが SVM30 よりも弱い磁気異常を示している。PN2010 は東向き成分データをモデル化の際に使っておらず、隣接するパスを使って三本のパスの平均を取る等、ピーク値を下げるような処理を行っているため、こうした差異は主に手法の違いによるものであると考えられる。また、南極エイトケン盆地付近においては、「かぐや」の観測高度は最低で 9 km とルナ・プロスペクターの観測高度(~30 km)よりも低いので、より小スケールの磁場シグナルを良い S/N 比で捉えることが出来ている可能性も、理由として考えられる。

次に月面磁気異常図を図 5-5 に示す。動径成分の範囲は  $[-714, 608]$  nT であり、全磁力は危機の海の対蹠地域での 718 nT が最大値である。この値はモデルの性質上、最大月面磁場の下限値を与えていると思えば良からう。数百 nT 程度の磁場強度は ER 法によって得られた強度と同程度である (Mitchell et al. 2008)。月面磁気異常の分布で特徴的なのは、表側裏側の両方において、殆どの高地域でクラスター状の磁気異常が見られる一方で、巨大な海や衝突盆地においてはせいぜい微弱な磁気異常しか存在していない点である。これらの特徴は上述の 100 km マップや過去のモデルにおいても確認できる (Mitchell et al. 2008; Richmond and Hood 2008; Purucker and Nicholas 2010)。有意な磁気異常が存在しない地域として代表的なのは雨の海と東の海といったインブリウム代の若い衝突盆地である。こうした地域は盆地形成時の衝突による消磁後に、新たな磁気異常が形成されていないことから、形成時点で安定な外部磁場が無かった、つまり、月のダイナモが既に停止していた可能性が示唆される。

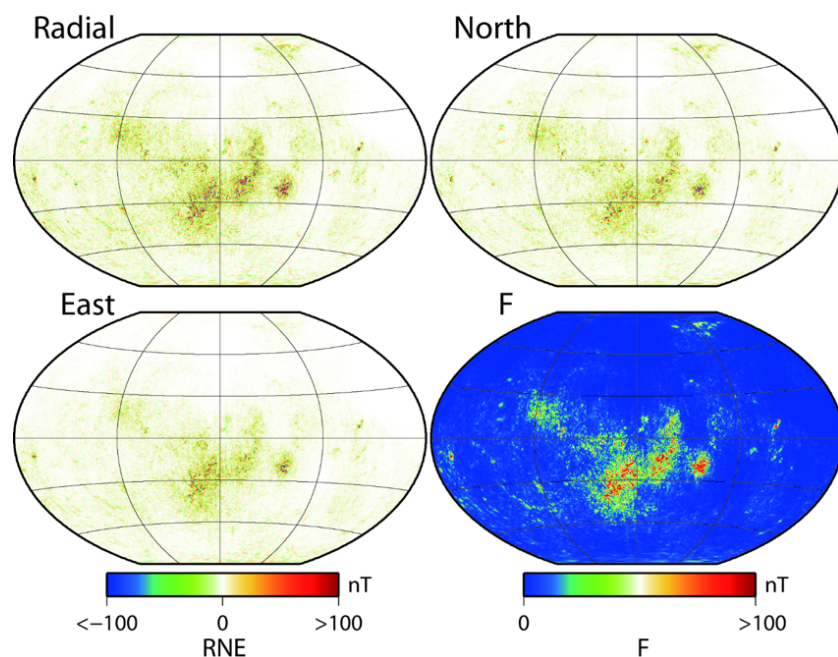


図 5-5 SVM 法による月面磁場 3 成分及び全磁力の分布。見方は図 5-3 と同様。

一方で磁気異常の各成分において線状に伸びたパターンが良く見られる。こうした分布と対応するような表面地形や重力異常は見られないので、磁気異常ソースがあまり深くない地下で直交する方向に、例えば岩脈として分布している可能性が示唆される。この場合、その磁気異常は熱残留磁化起源であり、月のダイナモの存在を支持することになる。こうした磁気異常パターンの解析から地下構造や過去の火成活動、古応力場を推定できる可能性があり、今後の重要な研究課題となるであろう。

衝突盆地やクレーター地形に対応する磁気異常が存在する場合、それらは主に熱残留磁化か衝撃残留磁化起源と考えられ、その形成過程や過去のダイナモに関する情報を得ることができる。典型的なものはクレーター中央に孤立した磁気異常 (Central Magnetic Anomaly: CMA) で、主として熱残留磁化起源と考えられることから過去のダイナモの磁極の位置を推定する際に利用できる (Takahashi et al. 2014 及び 4.2.5, 5.2.1 を参照)。とはいえ、SVM 法の代表的な解像度は 1 度程度であり、解析に適しているのは 100 km サイズのクレーターと対応する CMA までと考えられる (Tsunakawa et al. 2015)。より小さな 10 km オーダーのサイズのクレーターに対応する CMA が解析可能になれば、その数は飛躍的に増え、月ダイナモの永年変化や進化、極移動についてより定量的な議論が可能になることが期待される。時間軸を考慮した議論を行うには磁気異常が形成された年代が必要となるので、より多くのクレーター年代データが望まれる。

#### (d) 今後の探査

SVM 法が開発されたことによって、軌道上の磁場データを月面へマッピングするための理論と手法はほぼ確立されたと考えて良いだろう。一方、磁気異常の空間解像度は観測高度やパスの密度といった、軌道の 3 次元的な分布によって強く規定される。通常、極軌道における周回衛星による連続したパス間の経度間隔は約 1 度である。数十 km サイズの磁気異常を解像するには 10 km 程度の高度で、0.2~0.3 度程度の間隔での観測データが要求されるが、限られた低高度観測期間において、単一の衛星観測で高度を下げつつ劇的に経度方向の観測密度も高めることは容易ではない。従って、低高度観測が重要であることもさることながら、特に経度方向に対する観測密度を高めることが重要である。例えば、複数回の探査を行い観測機会を増やす、または、異なる軌道傾斜角での複数台同時観測といった方法が考えられよう。こうした観測を我が国単独で行うことは現実的ではなく、国際的な協力態勢の下で行われることが必要であろう。