

古地磁気学

—磁区から地質構造区まで—

もしくは

—電子の回転から大陸の回転まで—

Robert F. Butler 著

渋谷秀敏 訳

ver.2.2.2

2024年4月7日

Preface to the Electronic Edition of
Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes

This electronic version of **Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes** is made available for the use of “students of paleomagnetism.” In this context, “student” means anyone who has sufficient interest in paleomagnetism to read through this text in an effort to gain a basic understanding of the subject.

Following the decision by Blackwell Science Inc., the original publisher, to no longer make the text available in hardcopy, I obtained the copyright to the book in an effort to keep it available to interested parties. I was encouraged by several people, most notably Mark Besonen of the University of Massachusetts Amherst, to reformat the text into PDF files which could be accessed using the internet or via ftp. As with all such efforts, this operation took much longer than originally imagined, although it was relatively straightforward. As is also often the case, someone other than the author did most of the work. In this case, that someone was Norman Meader. Norm took on the task of learning PageMaker and Adobe Acrobat in order to transform the book from text and graphics files into PDF files. Many hours of Norm's time went into this effort. All I had to do was proof the chapters as he completed the conversions. I am very grateful to Norm for his major effort on this project and his careful attention to detail. I also thank Steve Sorenson for his management of the computer system on which the files for this electronic version of the book are maintained.

Because I now hold the copyright to **Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes**, it is within my legal right to permit users to make copies of this electronic version for their personal use. I hereby grant permission to anyone making a hardcopy of these PDF files to make additional hardcopies by xerography or other means for noncommercial use. The obvious importance of this permission is to allow instructors of classes or groups of students to make as many hardcopies of this book as they wish at the lowest possible cost. If you wish to have hardcopies made by a commercial firm, I recommend that you show this page to the personnel at such firms to assure them that no copyright is being violated by making hardcopies for personal use or use in formal or informal classes.

If you wish to make a citation to **Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes**, you should cite the original 1992 printed version using standard citation styles.

Sincerely,



Robert F. Butler

Professor of Geosciences
University of Arizona
Tucson, AZ 85721

翻訳者の前書き

ver.0.6.1 への前書き

本書は Robert Butler の Paleomagnetism の翻訳である。今の所、第 6 章までしかないし、本文のみの翻訳である。本文以外の図、表、参考文献、問題などは原書を参照して頂きたい。第 7 章以降は実際の応用の話が多く、古地磁気の基礎的知識と言う面では第 6 章まででかなり網羅しているので、暫定的ではあるが公開することとした。

この翻訳を作った経緯を少し書いておきたい。我国の理系の学生の多くにとってはやはり英語は大きな障害である。学生が卒業研究をすすめる際に英語の教科書からスタートするのでは古地磁気学の基本的な知識を得るだけでほとんど時間がなくなってしまう。また、古地磁気は地球科学 (特に地質学) の他の分野にとってもきわめて有用で独立な情報をもたらすにも関わらず、十分利用されているとは言い難い。それは我国では日本語の教科書がなく、気軽に勉強しにくかったことも理由の一つであろう。そこで、私が大阪府立大学で初めて卒論生を受け入れた時、最も新しい古地磁気の教科書であった本書を少しずつ翻訳し始めた。しかし、熊本大学に移り、毎年継続的に卒論生が来てくれるようになっても、翻訳は遅々として進まず、1998 年夏にやっと 6 章までたどり着いた。その頃、原書が絶版となったので、Butler さんは出版権を取り戻して、pdf ファイルで公開した。私は大いに力付けられ、同様に pdf ファイルで公開を考えた。今後とも少なくとも本文は翻訳を続けて全章の翻訳を用意しようとは考えているが、もし、どの章でも翻訳を分担していただける方がおられたら、お手伝いをお願いしたい。また、まだまだ間違いが多いと思われるので、気付いた方はどんどんお知らせ願いたい。このような公開形態の利点には修正が容易だということもある。できるだけマメに修正していきたい。

このような公開はある意味では今までの翻訳出版の概念を変えるものかもしれない (単に“なまけものの出版”かもしれないが)。今までは翻訳を出版しようとするとはやはりきちんとした本にしなくてはならないし、そのためには体裁や、細かい部分の翻訳に時間をとられることとなる。もちろん、途中の章までで出版するなどは考えられなかった。しかし、重要な部分のみであっても翻訳があれば、その分野が広く理解される上で大きな助けとなる。完全な翻訳を作る労力の 10% で 90% の効果を得ることができるのである。これが可能になったのは Butler さんが原書を公開して下さって、私がこのような形で公開することに快く承諾して下さいからである。心より感謝する。1999 年 1 月 28 日

ver.0.7.1 への前書き

ver.0.6.1 を公開してから 1 年以上が経過して、やっと、もう一章進みました。小玉さんの良い教科書が出ましたので、あまり意味はなくなりましたが、「ここまでは」と思っていたので、公開します。実際にゼミに使う、やはり図が別冊子になっているのは不便だと感じ、図を入れました。ただ、一部の図では、pdf から ps への変換がうまく行かず、解像度の低いビットマップの図しか入りませんでした。うまい方法を御存じの方はお知らせください。図のレイアウトは \LaTeX 任せでかなり気に入りませんが、“なまけものの出版”の原理に基づいて、これも、このままにします。今回もあまり真面目に読み返していません。間違いのお知らせをよろしく願いいたします。今後も、できるだけマメに修正していきたいと思っています。2000 年 3 月 28 日

ver.0.8.1 への前書き

ver.0.7.1 を公開してから 10 年以上。岩石磁気の基本は終わっているし、地磁気古地磁気については、ものすごく短いですが、紹介の文章も出版したして (渋谷秀敏, 橋本武志 (2010)「太陽地球系科学」第 10 章地

球の磁場、地球電磁気・地球惑星圏学会 学校教育ワーキング・グループ編、京都大学出版会) もういいかなとも思っていたのですが、古地磁気強度とか二次 CRM とか、現在の学生さんが研究しているテーマと関係の深い内容なので、翻訳を作りました。また、第 1 章の補遺にあった“単位について”の翻訳も追加しました。これは、最近、SI 単位系が嫌いになってきて (寺澤さんと飲んで話していて気付かされました) 読み直してみると個性的で面白いのであってもいいかなと思ったものです。今回も、“なまけものの出版”の原理に基づいて、あまり真面目に読み返していません。間違いのお知らせを今後ともよろしく願います。
2015 年 4 月 17 日

ver.0.9.2 への前書き

第 8 章を翻訳したら少し勢いが出てきて (続きの翻訳ないんですか? との声を何人かから頂いたのも推進力です) 第 9 章もやっしまいました。この章は層序学とか堆積学の訳語に苦しみました。日本語のボキャブラリーの問題ですが、もっと適切な表現がありましたら、ご教示お願い致します。先の章の部分に、作業用のゴミが付いていますが、読者にとって、どちらでもいいことに手間をかけない方針で、お化粧品もしていません。例によって一度も通読せずに公開です。毎年、学生さんと本読み会をやっていますので、間違いはそのうちに修正しますが、読者の皆様にも発見し次第お知らせのほどを。2016 年 2 月 28 日。

ver.0.9a.3 への前書き

第 9 章の次は、Appendix をやっしまいました。式の導出等もう少し脚注を入れたいのですが、きりがないので、これくらい。2016 年 4 月 6 日。

ver.1.0 への前書き

ジャジャーン。ver.1.0 です。でも、11 章はできていません。ver.0.10.0 というのも面倒なので、ver.1.0 にしました。マイクロソフトでも ver.3.1 まではバグだらけというのが常識なので、「ま、いっか」と思った次第というだけです。第 10 章ではもう少し球面上の回転の話 (有限回転の積の非可換性とか、角速度の和 (無限小回転の積) の可換性とか、オイラーの定理とか) があるべきなのでしょうが、かなりプラクティカルな話に終始しています。読者には Cox and Hart (1986) の “Plate Tectonics: How it works” などの、プレートテクトニクスの幾何学についての解説書の併読を強く勧めます。2016 年 10 月 7 日

ver.1.1 への前書き

ver.1.1 でついに全文翻訳終了です。途中長い中断もあって、スタートしてから 20 年以上かかりました。まあ、ケルン大聖堂みたいなものです。第 9 章以降は、まだ、一度も読み直ししません。次に学生さんと、ベタ読みセミナーをする機会にチェックして直す予定です。11 章も訳語にものすごく悩みました。Tectono-stratigraphic terrane なんて呆然とします。全部カタカナにする手もあるのですが、やっぱりルー大柴になってしまうし、迷う所であります。自然な訳ができた時には、明治時代に訳語を作って、定着させてくれた先達の偉大さを感じます。古地磁気関係では、少々強引でも、日本語にしましたが、層序やテクトニクスではそうもいきません。そちらの分野の方々のご努力を期待します。まだまだ問題は多いですが、長年の懸案が一つの決着に達して、ホッとしているところです。2017 年 1 月 18 日

ver.2.0 への前書き

全訳終了から初めて学生さんとの本読み会で校正したものを公開します。とりあえず、これが確定版ということで Ver.2.0 と付けました。何回読んでも前の方の章から修正が出てくるので、まだまだ修正は出てく

ると思いますが、大規模なものは今回で最後。これからも、訳註を付けるとか、補足を付けるとかはして行くかもしれません。(Figure caption の翻訳はいいですね?) 2017年12月26日

ver.2.02 への前書き

数式周りの間違いなどを修正しました。綱川さん・馬場さんありがとう。2020年4月30日

ver.2.1.1 への前書き

クロン・サブクロンのカタカナ表記についての訳註を追加した。内容を変更したので、小数点一桁目の改訂。2021年9月5日

ver.2.2.1 への前書き

電磁気の単位系の換算表を書き足した。2023年2月18日

ver.2.2.2 への前書き

Nunivak のカタカナ表記の推薦をヌニヴァクに訂正。2024年3月21日

目次

第 1 章 地磁気の紹介	1
基礎的な定義	1
軸地心双極子モデル	3
現在の地球磁場	4
地磁気永年変化	6
地球磁場の起源	9
補遺 1.1：単位について	11
訳者の補足	14
訳者の補足 2：電磁気の単位系換算	14
推薦図書	15
第 2 章 強磁性鉱物	17
固体の磁氣的性質	17
強磁性鉱物の鉱物学	21
推薦図書	30
第 3 章 自然残留磁気の起源	31
微粒子の強磁性	31
自然残留磁化 (NRM)	41
熱残留磁化 (TRM)	42
化学残留磁化 (CRM)	47
堆積残留磁化 (DRM)	49
粘性残留磁化 (VRM)	55
等温残留磁化 (IRM)	59
推薦図書	59
第 4 章 試料採取、測定、NRM の表示	61
古地磁気試料の採集	61
NRM の測定	64
二次磁化の証拠	69
強磁性鉱物の同定	71
推薦図書	74
第 5 章 古地磁気の安定性	77
部分消磁	77
古地磁気安定性の野外テスト	90

推薦図書	95
第 6 章 古地磁気データの統計	97
正規分布	97
フィッシャー分布	99
サイトの平均方位	107
有意検定	110
推薦図書	114
第 7 章 古地磁気極	117
極決定の手続き	117
極の種類	119
地磁気永年変化の標本抽出	122
古地磁気極の例	124
注意とまとめ	130
推薦図書	130
第 8 章 岩石磁気的话题をいくつか	133
熱残留磁化から古地磁気強度を求める	133
DRM の伏角誤差	135
生物磁気学：鳥も蜂も	138
海洋堆積物	139
磁気異方性	143
化学再帯磁	144
赤色岩論争	145
参考文献	151
第 9 章 地球年代学的な応用	157
地磁気極性年代尺の発達	157
磁気層序学	171
補遺：クロン名サブクロン名のカタカナ表記について	179
参考文献	181
第 10 章 古地理学への応用	185
軸地心双極子仮説	185
見かけ極移動曲線	190
大陸の古地理復元	195
参考文献	203
第 11 章 地域テクトニクスへの応用	207
一般的な原理	207
カリフォルニア横断山脈：新しい大きな回転	211
ゴースト火山岩類：古い小さな回転	213
アラスカのランゲリア：長距離移動した陸塊	217

注意とまとめ	221
参考文献	225
付録 A 補遺	229
磁気双極子の式の導出	229
二つのベクトルの成す角 (地図上の 2 点間の大遠距離)	231
正弦定理と余弦定理	231
磁場の方位から磁極を計算する	232
極の信頼限界: dp と dm	235
極の位置から磁場方位を計算する	237
方位空間での回転と平坦化 ^{flattening}	239
極空間での回転と極方向変位	240
古緯度と信頼限界	242

第 1 章

地磁気の紹介

古地磁気研究の第一の目的は過去の地球磁場の記録を得ることである。それゆえ、古地磁気学を理解するためには地球磁場について基本的な知識が必要となる。この章では、地磁気や古地磁気で共通に用いられる単語の定義をすることから始めたいと考えている。これを足掛りにして、最近の地球磁場の場所による違いと、時間と共に変化する様子を見ていく。このように基本的な地球磁場の取扱いでも、岩石の磁氣的性質と言った後の章の議論に欠くことの出来ない内容が含まれている。この章の最後には地磁気や古地磁気で用いられる単位系を解説した付録がついている。この本で用いる単位系もそこで解説する。

基礎的な定義

新しいことがらを学ぼうとすると必ず基礎的な定義が出てくる。まず、磁気モーメント M 、磁化 J 、磁場 H 、帯磁率 χ の定義から始めよう。一般に磁気や磁場の感覚をつかむのは電気現象より難しいと感じることが多いようである。たぶんこれは、孤立した磁極 (モノポール) が、少なくともほんのわずかの時間を除いては、存在しないという基本的な観測のゆえであろう。磁極の最小の単位は磁気双極子である。しかも、この磁極の組み合わせという考えは物理的実態というよりは数学的利便というべきなのである。

磁気双極子モーメント、簡単には磁気モーメント M は、一対の磁極としても (図 1.1a) 一つの環状電流としても (図 1.1b) 定義できる。一対の磁極として定義するなら、磁極の大きさを m 、正負二つの磁極を距てる無限小の距離ベクトルを l 、とすると、磁気モーメント M は

$$M = ml \quad (1.1)$$

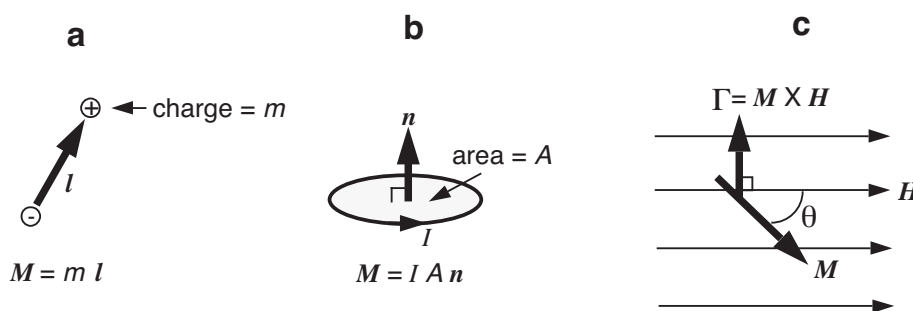


Figure 1.1 (a) A magnetic dipole constructed from a pair of magnetic charges. The magnetic charge of the plus charge is m ; the magnetic charge of the minus charge is $\pm m$; the distance vector from the minus charge to the plus charge is l . (b) A magnetic dipole constructed from a circular loop of electrical current. The electrical current in the circular loop is I ; the area of the loop is A ; the unit normal vector n is perpendicular to the plane of the loop. (c) Diagram illustrating the torque Γ on magnetic moment M , which is placed within magnetic field H . The angle between M and H is θ ; Γ is perpendicular to the plane containing M and H .

で与えられる。一方、環状電流として定義するなら、環の面積を A 、電流を I とすると、

$$M = IAn \quad (1.2)$$

となる。ここで、 n は環と垂直な単位ベクトルである。 n の方向、したがって M の方向、は右手の法則によって与えられる。すなわち、電流の方向に右手の親指以外を巻いたときに親指の方向が n の方向になる。環電流で磁気モーメントを定義するのは、磁気モーメントはすべて電流によっているのであるから、より基本的である。しかし、磁気モーメントが磁極の対からなっていると考えた方が便利なることもある。

ある領域の磁力場ないしは磁場 H はそこに置いた正の単位磁極が受ける力として定義できる。実行可能な実験は、磁場中に置いた磁気モーメントが磁場に揃おうとするトルクを観察することだろう。このトルク Γ はベクトル積 (外積) を用いて

$$\Gamma = M \times H = MH \sin \theta \hat{\Gamma} \quad (1.3)$$

で表される。ここで、 θ は M と H のなす角の大きさ、 $\hat{\Gamma}$ は Γ 方向の単位ベクトルである。

自由に回転できる磁気モーメントは磁場の方向に揃う。方位磁石の針は磁気モーメントを持っていて、地球磁場の水平成分の方向を向くようになっている。それで、磁気方位角を決定できるのである。

磁場中での磁気モーメントの方位のエネルギーはこれから岩石磁気学の勉強が進むとしばしば出てくる。この位置エネルギーはベクトルのスカラー積を用いて、

$$E = -M \cdot H = -MH \cos \theta \quad (1.4)$$

で表される。記号が負となっているのは M と H が平行になったときにエネルギーが最小になることを表している。

ある物質の磁石の強さあるいは磁化 J は単位体積あたりの磁気モーメントの量である。ある体積の磁化の大きさを計算するには、磁気モーメントのベクトル和を体積で割ればよい。

$$J = \frac{\sum_i M_i}{\text{体積}} \quad (1.5)$$

M_i というのは構成している磁気モーメントである。

磁化は誘導磁化と自発磁化の二つに分類できる。ある物質が磁場 H にさらされると、誘導磁化 J_i が生じる。生じる磁化と磁場は帯磁率 χ で結びつけられる。

$$J_i = \chi H \quad (1.6)$$

つまり、帯磁率 χ はある物質の磁化しやすさと見ることができる。上の式では帯磁率としてスカラーを取った。これは磁化と磁場が平行となることを暗黙に仮定していることとなる。しかしながら、磁気異方性を示す物質もある。そのような物質では J_i は H と平行にはならない。磁気異方性を持った物質では、 x 方向に磁場をかけても一般には x 方向だけではなく y, z 方向の磁化も生ずる。このような場合は、帯磁率は 3×3 の行列で表されるようなテンソルとなる。

現在の磁場の働きかけの結果である誘導磁化に加えて、残留磁化 J_r を持つ物質もある。残留磁化はその物質に働いた過去の磁場を記録している。後の章のかなりの部分は、形成時の地球磁場の記録である残留磁化を岩石がいかに獲得し、いかに保持してきたかを理解することについてやされている。

古地磁気学において、表面の地球磁場のようなベクトルの方向は通常図 1.2 に示された角度で表現される。表面の地球磁場 H の鉛直成分 H_v は下を正にとり、

$$H_v = H \sin I \quad (1.7)$$

で与えられる。ここで、 H は H の大きさ、 I 伏角は水平面からの H の傾きで、下向きを正にとり、 -90° から $+90^\circ$ の範囲になる。水平成分 H_h は

$$H_h = H \cos I \quad (1.8)$$

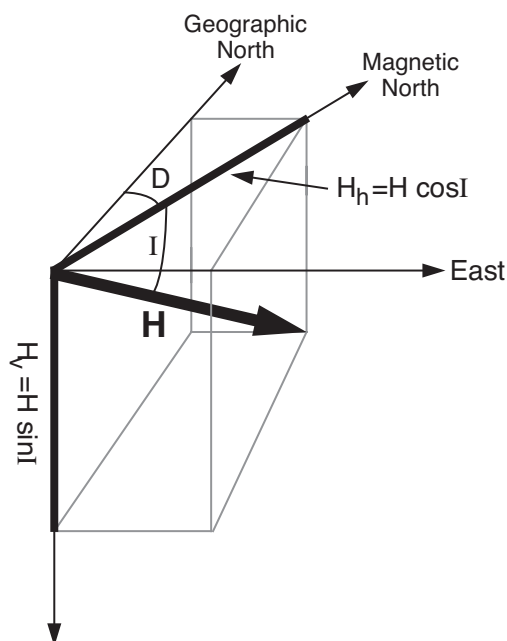


Figure 1.2 Description of the direction of the magnetic field. The total magnetic field vector H can be broken into (1) a vertical component, $H_v = H \sin I$ and (2) a horizontal component, $H_h = H \cos I$; inclination, I , is the vertical angle (= dip) between the horizontal and H ; declination, D , is the azimuthal angle between the horizontal component of H ($= H_h$) and geographic north; the component of the magnetic field in the geographic north direction is $H \cos I \cos D$; the east component is $H \cos I \sin D$. Redrawn after McElhinny (1973).

で与えられ、地理的北と東向き成分はそれぞれ

$$H_n = H \cos I \cos D \quad (1.9)$$

$$H_e = H \cos I \sin D \quad (1.10)$$

で与えられる。ここで、 D は偏角、地理的北と水平成分のなす角度で、時計回りを正にとって、 0° から 360° の範囲となる。 I と D を決めれば、地球磁場の方向を完全に記述したことになる。もし、成分が分かっていたら、全磁力は

$$H = \sqrt{H_n^2 + H_e^2 + H_v^2} \quad (1.11)$$

で与えられる。

軸地心双極子モデル

古地磁気学の多くの原理の中心の概念は軸地心双極子 (GAD: Geocentric Axial Dipole) の概念である (1.3 図)。このモデルでは地球の中心で回転軸の方向を向いた単一の磁気双極子が作る磁場を考える。軸地心双極子磁場は以下のような性質を持っている。導出については本章の付録を参照のこと。

$$H_h = \frac{M \cos \lambda}{r_e^3} \quad (1.12)$$

$$H_v = \frac{2M \sin \lambda}{r_e^3} \quad (1.13)$$

$$H = \frac{M}{r_e^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} \quad (1.14)$$

ここで M は軸地心双極子の双極子モーメントで、 λ は地理学的な緯度、(南極で -90° から北極で $+90^\circ$ となる)、 r_e は地球の平均半径である。

図 1.3 の矢印の長さは赤道から極へと磁場の強さが二倍に増加することを示している。磁場の伏角は

$$\tan I = \left(\frac{H_v}{H_h} \right) = \left(\frac{2 \sin \lambda}{\cos \lambda} \right) = 2 \tan \lambda \quad (1.15)$$

という式で決められる。伏角は南極での -90° から北極での $+90^\circ$ へと増加する。等伏角線は緯度の線に平行で、式 1.15 に従った関係となる。この式は古地磁気的な方法の要石であり、しばしば「双極子の式」と

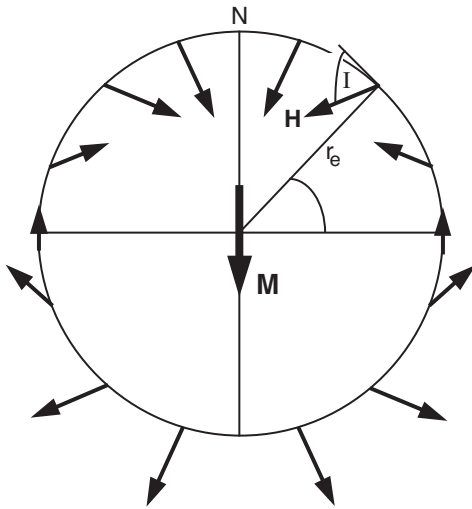


Figure 1.3 Geocentric axial dipole model. Magnetic dipole M is placed at the center of the Earth and aligned with the rotation axis; the geographic latitude is λ ; the mean Earth radius is r_e ; the magnetic field directions at the Earth's surface produced by the geocentric axial dipole are schematically shown; inclination, I , is shown for one location; N is the north geographic pole. Redrawn after McElhinny (1973).

呼ばれる。この伏角と緯度の関係は古地磁気学の古地理学的な、また、テクトニックな応用を理解する上で本質的になる。軸地心双極子ではどこでも $D = 0^\circ$ である。

現在の地球磁場

現在の地球磁場の形態は等磁線図として表す。等磁線図とは世界地図の上に磁場のいずれかの要素の等値線を示した図である。図 1.4 は等伏角図、地表面での地球磁場の伏角の等しいところのコンターを示したものである。磁気赤道 ($I = 0^\circ$ の線) は地理学的な赤道に近くて、伏角は北半球で正、南半球で負となっている。これは大まかには軸地心双極子の形態である、しかし、そのような単純な配置からの明らかな相違が見られる。磁北極磁南極 ($I = \pm 90^\circ$) は軸地心双極子磁場で期待される地理的な北極と異なっていて、磁気赤道は地理的な赤道のまわりでうねっている。現在の地球磁場は明らかに軸地心双極子磁場より複雑で、磁場をよりよく近似するためには軸地心双極子モデルになんらかの変更を加える必要がある。

傾斜地心双極子というのは図 1.5 の様に自転軸から傾いている。現在の地球磁場を最もよく近似する傾斜地心双極子と自転軸とはおよそ 11.5° の角度を持っている。この傾斜地心双極子の極、つまり傾斜双極子の延長線が地表を切る点、を地磁気極という。もし、地球磁場が傾斜地心双極子の磁場と厳密に一致すれば、磁北極磁南極に一致するはずである。これらの極が一致しないという事実は地球磁場が地球の中心に置いた双極子で説明できる磁場よりも複雑であることを示している。傾斜地心双極子の磁場は地表の磁場の 90% を説明するが、残りの部分もかなりなものである。

地球の中心という条件を緩和することによって、一つの双極子で地球磁場の近似を良くすることは可能である。これを偏心双極子と呼ぶ。しかし、傾斜地心双極子からの近似の改善はわずかである。現在の地球磁場では最適な偏心双極子は地球の中心から北西太平洋の方向に 500km(地球半径のおよそ 8%) 程離れたところに位置している。

最適な偏心双極子の磁場と地球磁場との違いは場所によって異なる。ある場所では偏心双極子の磁場は地球磁場に完全に一致する。しかし、他の場所では最大 20% 偏心双極子でも合わない。この違いは地球磁場の非双極子磁場と呼ばれる高次の部分の存在を示している。非双極子磁場は、観測された地球磁場から最適双極子磁場を引くことで得られる。1945 年の非双極子磁場は 1.6 図の様であった。この図のコンターは非双極子磁場の鉛直成分の大きさを、矢印は非双極子磁場の水平成分の方向と大きさを示している。

図 1.6 を見ると、非双極子磁場の大きな、大陸程度の広さの領域(日本語ではしばしば目玉と称する)が六、七個あることに気づくであろう。これらの目玉のほぼ半数は上向きの鉛直成分と中心から外に向いた水平成分を持っている。磁力線は地球の内部から現れてこれらの目玉から外に放射する。他の非双極子の目玉は反対のパターンを持っている。つまり、下向きで目玉の中心を向いている。これらの非双極子磁場のパ

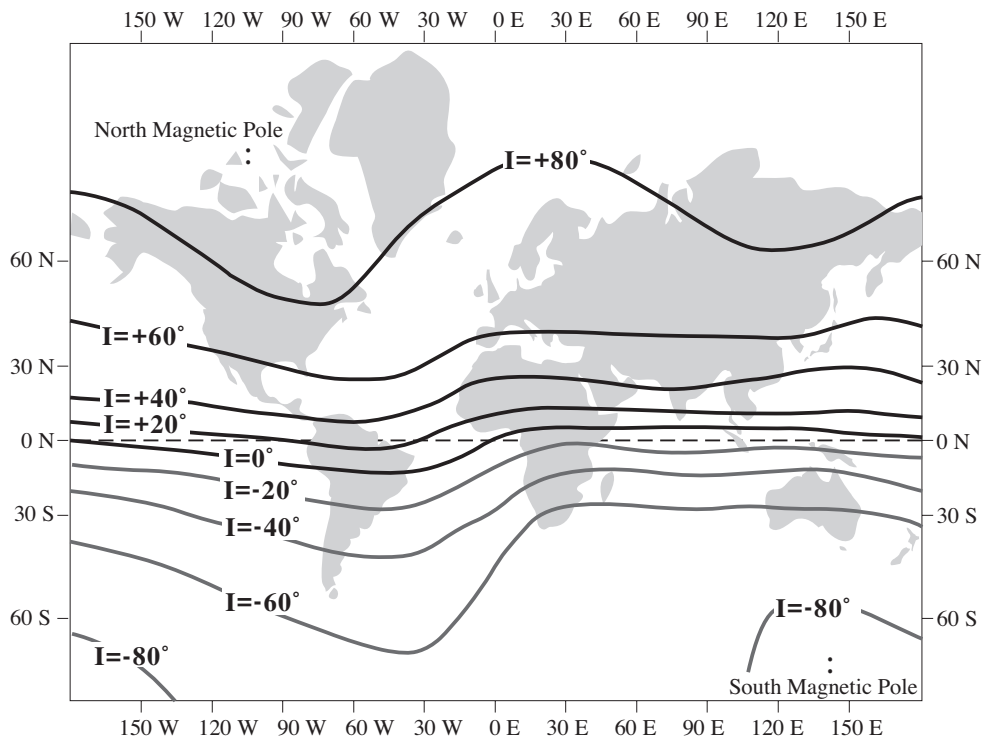


Figure 1.4 Isoclinic chart of the Earth's magnetic field for 1945. Contours are lines of equal inclination of the geomagnetic field; the locations of the magnetic poles are indicated by plus signs; Mercator map projection. Redrawn after McElhinny (1973).

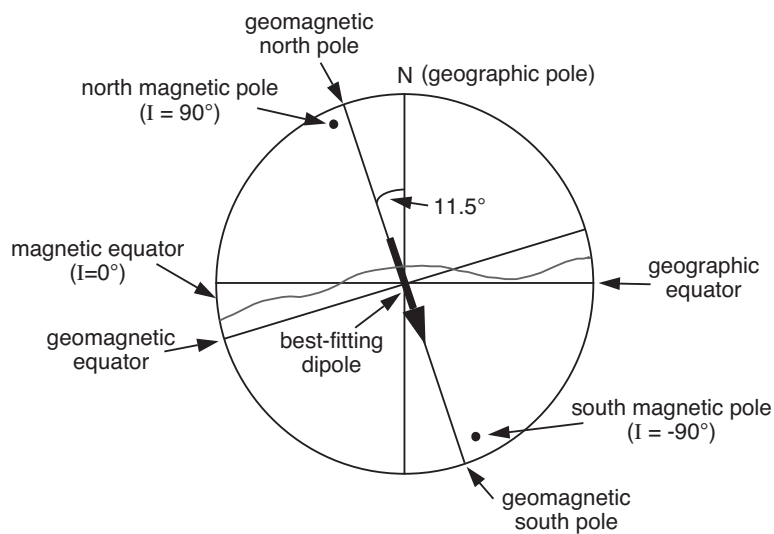


Figure 1.5 Inclined geocentric dipole model. The best-fitting inclined geocentric dipole is shown in meridional cross section through the Earth in the plane of the geocentric dipole; distinctions between magnetic poles and geomagnetic poles are illustrated; a schematic comparison of geomagnetic equator and magnetic equator is also shown. Redrawn after McElhinny (1973).

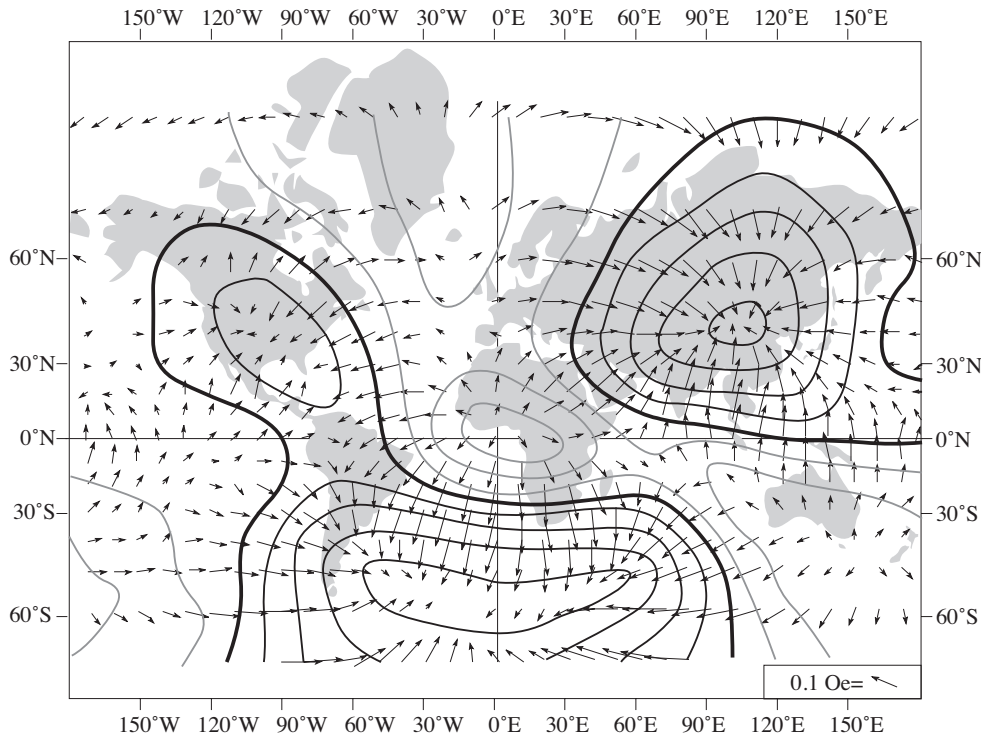


Figure 1.6 The nondipole geomagnetic field for 1945. Arrows indicate the magnitude and direction of the horizontal component on the nondipole field; the scale for the arrows is shown at the lower right corner of the diagram; contours indicate lines of equal vertical intensity of the nondipole field; heavy black lines are contours of zero vertical component; thin black lines are contours of positive (downward) vertical component, while gray lines are contours of negative vertical component; the contour interval is 0.02 Oe. Notice the clown-face appearance with the nondipole magnetic field going into the eyes and mouth and being blown out the nose. Redrawn from Bullard et al. (*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, v. A243, 67–92, 1950).

ターンはそれぞれの目玉の下に動径方向を向いた双極子を置くことで、少なくとも数学的には、モデル化される(非双極子磁場の起源が物理的にどのようなものであるかは地磁気学者の間で議論の問題であるが)。数学的に最も良く近似する動径方向の双極子を作ると流体の外核の中でその上のマントルとの境界近くに位置することとなる。非双極子磁場の逆のパターンは動径双極子の符号を逆にすれば説明できる。この非双極子磁場の形態とモデルは、非双極子磁場の起源が外核のマントル境界近くの流体の渦流であることを示唆する。実際、非双極子の目玉は動的で成長、減衰、移動といった乱流の渦に似ている。これらの時間変化は歴史的に測られているし、様々な古地磁気的な方法で前史時代も測ることができる。

地磁気永年変化

地表の磁場の大きさと方位は時間とともに変化する。1年から10万年の周期を持った変化を地磁気永年変化と呼ぶ。歴史的な地球磁場の記録の時間スケールでも、方向の変化はかなりのものである。1.7図は、西暦1600年の少し前に信頼に足る記録が始まって以来の、ロンドンでの地球磁場方位の歴史的な記録である。伏角の範囲は $66^\circ \sim 75^\circ$ 、偏角の範囲は $-25^\circ \sim +10^\circ$ で、実際、方位はかなり変化している。

永年変化のパターンは垂大陸地域ぐらいでは似ている。例えば、パリで観測された永年変化のパターンはロンドンのものと似ている。しかし、ある大陸と別の大陸では永年変化のパターンは大きく異なっている。類似地域の大きさにはおそらく地球の核内の地球磁場の非双極子源の大きさが反映しているのであろう。

永年変化の主要な周期はロンドンの記録より長い。これは永年変化が周期的であって予測可能であるという誤った印象を与える原因となる。古地磁気研究の初期の目的の一つ(そして、今でも盛んに研究されてい

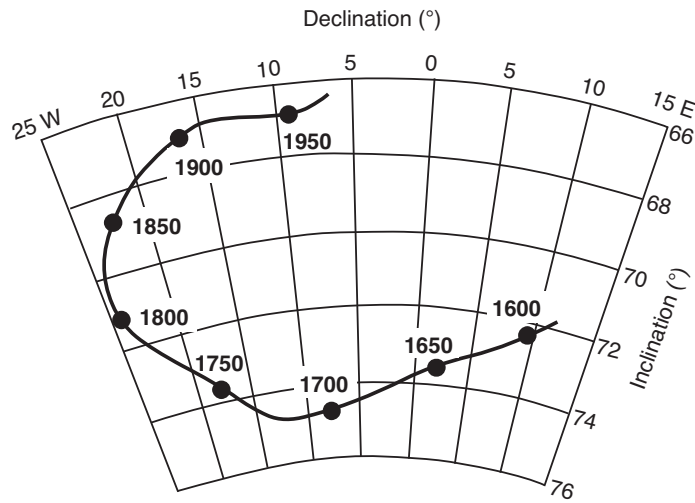


Figure 1.7 Historic record of geomagnetic field direction at Greenwich, England. Declination and inclination are shown; data points are labeled in years A.D.; azimuthal equidistant projection. Redrawn after Malin and Bullard (*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, v. A299, 357±423, 1981.)

る領域) は地磁気永年変化の記録を得ることであった。考古学的遺物 (考古地磁気学)、完新世の火山岩、後氷期の湖の堆積物の古地磁気は永年変化についての情報を与えてくれる。

1.8 図は南オレゴンの Fish Lake の堆積物に記録された地磁気永年変化である。ほとんどの方位は平均方位から 20° 以内である。しかし、それより大きな短期の振れもある。観測された方位の変化は周期的ではない。方位の変化は、むしろ、平均方位の周りの酔歩 (ランダムウォーク) と見た方がよい。100 年から 10000 年の間に卓越した周期がある。周期解析によれば 3000 年から 9000 年周期の広いエネルギーバンド、2500 年から 3000 年の範囲に最大のエネルギー、がある。

地磁気永年変化の起源は周期がかなり重なる二つの寄与に分けることができる：(1) 周期の短い非双極子の変化 (2) より長い周期の双極子磁場の変化、である。非双極子磁場の変化は 3000 年以下の周期が卓越し

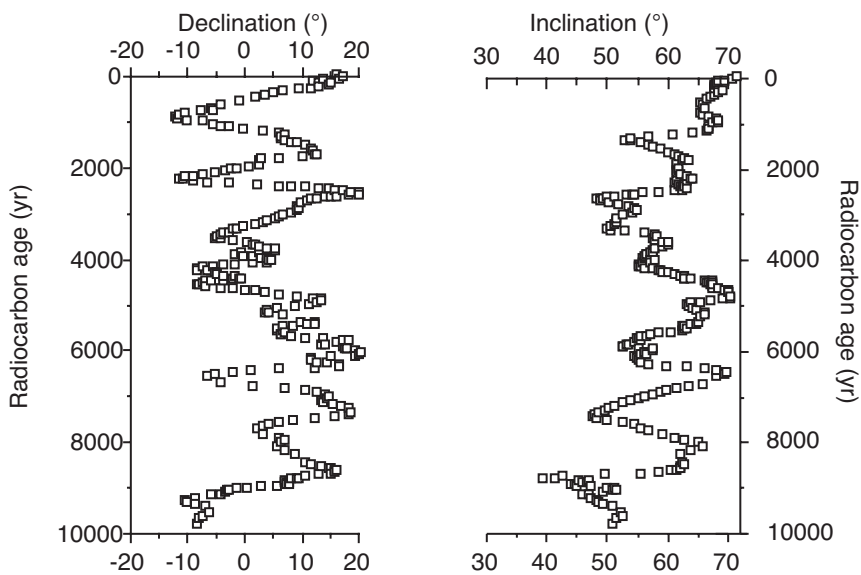


Figure 1.8 Record of Holocene geomagnetic secular variation recorded by sediments in Fish Lake in southeastern Oregon. Declination and inclination are shown against radiocarbon age. Data kindly provided by K. Verosub.

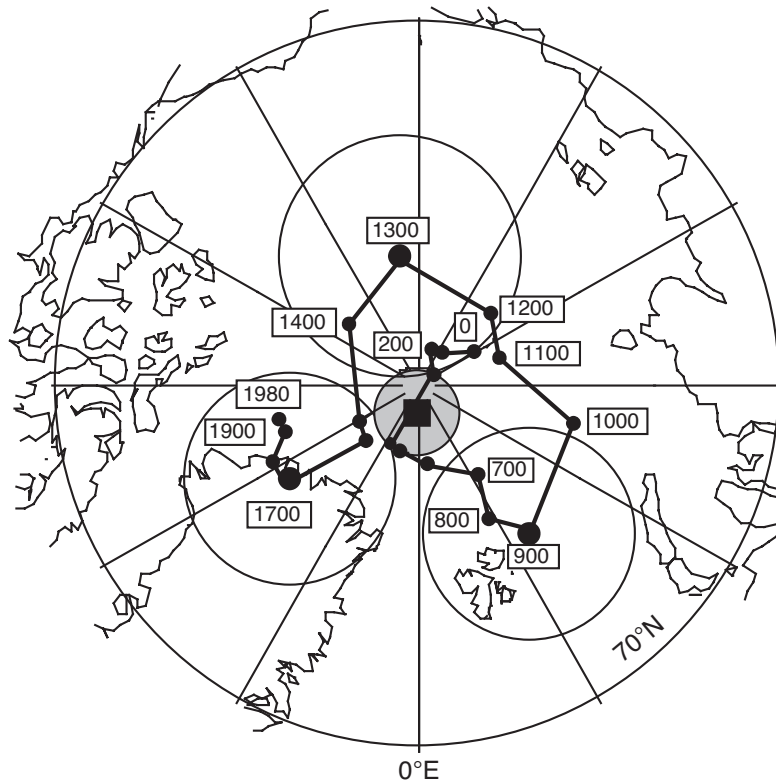


Figure 1.9 Positions of the north geomagnetic pole over the past 2000 yr. Each data point is the mean geomagnetic pole at 100-yr intervals; numbers indicate date in years A.D.; circles about geomagnetic poles at 900, 1300, and 1700 A.D. are 95% confidence limits on those geomagnetic poles; the mean geomagnetic pole position over the past 2000 yr is shown by the square with stippled region of 95% confidence. Data compiled by Merrill and McElhinny (1983).

ている。非双極子の容貌は千年ぐらいの寿命で成長、衰退、変形するように見える。非双極子の目玉には歴史時代を通じて西方移動したものがある。それらは、経度方向に年間およそ 0.4° の割合で西方へ動いた。その他に、止まっているように見える非双極子の目玉もある。

地球磁場の双極子成分(地表の磁場の90%)も方位と強度が変化する。双極子の変化と非双極子の変化を分離するために、歴史的な記録、考古地磁気学的な記録、完新世の火山岩の古地磁気記録を使って以下のような解析がなされた。地球上の8つの地域で過去2000年間に渡って100年間隔で地球磁場方位の平均をとる。それぞれの平均から磁極の位置を求め、それを平均して各100年の全地球的な磁極の平均値を求める。こうして求めた磁極の位置の動きを示したのが図1.9である。

手続きは全地球的な空間平均になっているので、非双極子磁場の効果は平均されているはずで、図1.9に現れた永年変化は双極子のもとなる。この記録は地磁気極は地理的な北極のまわりで酔歩している(街灯の下でうろろしている酔っ払いのようなものである)。全部の地磁気極の平均は自転の極と区別できない。つまり、軸地心双極子モデルは過去2000年間の時間平均の地球磁場を良く近似している。この事実は地球磁場研究におけるもっとも重要な仮説、軸地心双極子仮説を支えるものである。この仮説は地球磁場の時間平均は地心双極子であるという単純なものである。古地磁気学を適用していく上でこの仮説は中心的な役割を演ずるので、後にもっと詳しくとりあげよう。

最適な双極子の方位の変化(図1.9の地磁気極の位置の変化)に加えて、地磁気双極子の強さも時間とともに変化する。結果をまとめて双極子モーメントの強さの変化を示したのが図1.10である。過去 10^4 年の双極子モーメントの平均は $8.75 \times 10^{25} \text{Gcm}^3$ ($8.75 \times 10^{22} \text{Am}^2$) であった。双極子モーメントの変化はざっと 10^4 年の周期を持っていて、最大で平均から $\pm 50\%$ の振動をしているように見える。

今まで議論したより長い期間をとると、地球磁場の双極子は極性を転ずることが観測されている。現在の

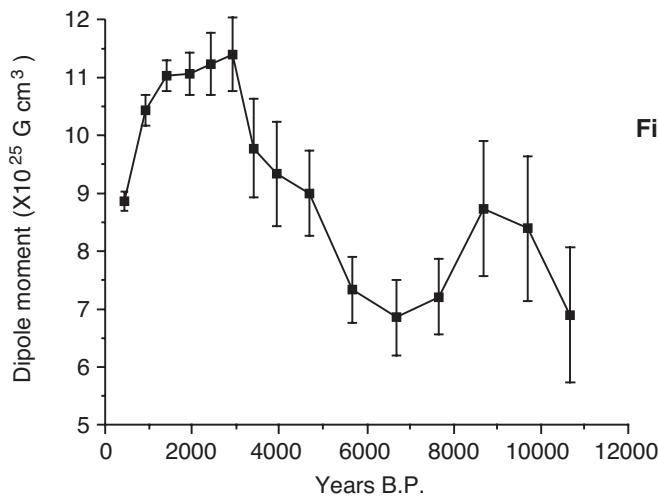


Figure 1.10 Geomagnetic dipole moment over the past 10,000 years. Means for 500-yr intervals are shown to 4000 yr B.P.; 1000-yr means are shown from 4000 to 10,000 yr B.P.; error bars are 95% confidence limits. Redrawn after Merrill and McElhinny (1983).

双極子磁場の配置 (地理的な南を差している) は正極性と呼ばれる。逆の配置は逆極性である。極性の反転は地球上のあらゆる場所で地球磁場の 180° の変化をもたらす。この現象、とくに本質的には地磁気極性時間スケール、については後の章で勉強することとしよう。今は、正極性の間も逆極性の間も時間平均が軸地心双極子モデルで良く説明できるというのが本質的な地球磁場の特徴であるということに注意しておこう。

地球磁場の起源

地球磁場の測定と記載、その空間的時期的変化は地球物理学におけるもっとも古い分野の一つである。しかしながら、記載が出来るからといって、起源を理解できるわけでは決してない。本当かも知れないと思えるような地球磁場の生成の理論は全部、地球の流体外核における何らかの形の *MHD* ダイナモ (Magnetohydrodynamic dynamo : 電磁流体工学発電機) によっている。電磁流体工学の複雑な数式を解こうとする試みは若い地磁気学者には魅力的と見えて有用ではあるが、科学的とは言い難い一連の研究を生み出している。実際、完全な力学的モデルはいまだに解かれていない。とは言うものの、地球磁場が電磁流体工学起源であることには疑いがあるわけではない。

電磁流体工学の定量的な取り扱い (幸運にも) この本の及ぶ範囲ではない。しかし、定性的な説明ならば出来る。第一歩は自己振動ダイナモという言葉の意味を知ることである。図 1.11 の様な単純な電磁力学的円盤ダイナモモデルに自己振動ダイナモの本質的な要素が全て含まれている。モデルは電導性の軸を持った銅の円盤で出来ている。初めに磁場 B (正確には磁束密度、詳しくは付録 1.1 参照) が銅盤に垂直上向きにあったとする。この場を通り過ぎる時、銅盤中の電子は次の式で与えられるようなローレンツ力 F_L を感じる。

$$F_L = qv \times B \quad (1.16)$$

ここで、 q は電子の電荷で、 v は電子の速度である。このローレンツ力は電子を軸の方へ押す。その結果円盤の外側に向かって電流が生じる (図 1.11)。

ブラシで電流を円盤からとりだして、円盤の下のコイルに導く。このコイルは電流が作り出す磁場が初めの磁場と同じになるように巻いておく。この回路は初めの磁場を強めるように正帰還システムになっている。この円盤ダイナモのモデル全体が自己振動ダイナモになっている。円盤がまわり続ける限り、電流は流れて、磁場が維持される。

この単純なモデルであらゆる自己振動ダイナモが持っている本質的な要素は尽くしている：

1. 動いている導電体が必要である。モデルでは円盤。
2. 初めの磁場が必要である。

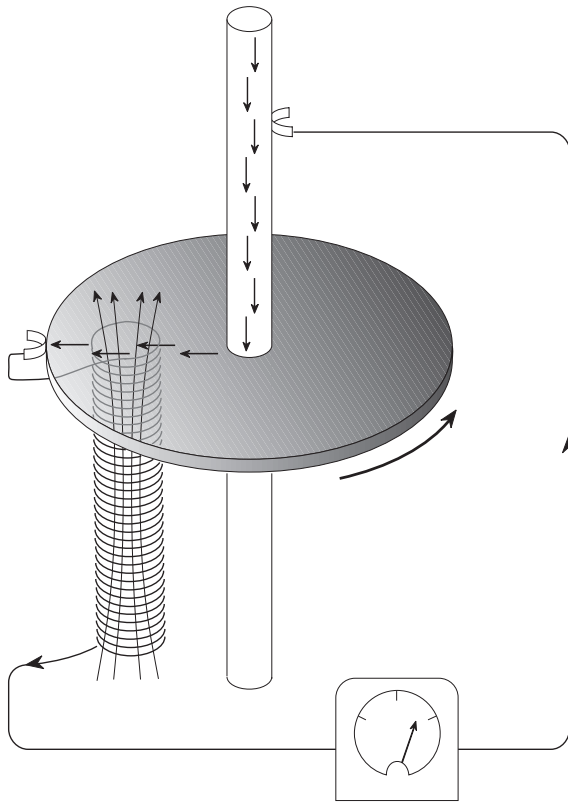


Figure 1.11 Self-exciting disk dynamo. The copper disk rotates on an electrically conducting axle; electrical current is shown by bold arrows; the magnetic field generated by the coil under the disk is shown by the fine arrows. (Adapted from *The Earth as a Dynamo*, W. Elsasser, Copyright American, Inc. All rights reserved.)

3. 磁場と導体の相互作用は初めの磁場を強くするようになっていないといけない。モデルではこの相互作用はローレンツ力とコイルが正帰還（自己振励）になる組合せになっていることに相当する。
4. エネルギーは電気抵抗による損失に打ち勝つほど供給されなければならない。モデルでは円盤を回し続けることでエネルギーを供給する。

地球の核に円盤と帰還コイルのシステムが存在するとは誰も思っていない。しかし、磁場と外核にある導電性の鉄ニッケル合金の間の相互作用が正帰還システムを作り出して、地球の核を自己振励 MHD ダイナモとすることは可能であろう。現実的な電気伝導度、流体の粘性係数、外核にありそうな対流運動を仮定すれば、流体運動から電気抵抗によって失われる磁場を再生することが出来る。流体運動によって再生される磁場と、電気抵抗によって失われる磁場の間にはバランスがある。

核の流体運動は磁場を再生するのに十分であるようである。そこから、かなりの磁場が洩れて地球磁場の形を単純に保っている。それで、地球磁場の主要な部分は（可能な限り単純な）双極子型で、非双極子が、おそらく、核マントル境界近くの渦の結果副次的に存在するのであろう。

このような定性的な電磁流体力学的見方でさえ地球磁場の時間平均の地心双極子的な性質を説明することが出来る。地球の自転は外核の流体運動の時間平均にもっとも深く関与している要因であろう。それゆえ、この流体運動で出来た磁場が自転軸に対称であるとするのが論理的である。その様な磁場でもっとも単純なものが軸地心双極子である。

MHD ダイナモがどちらの極性でも作動するということも言及しておく必要がある。MHD 発電の物理、数学は全て双極子磁場の極性に不変である。それで、地球磁場が MHD で生成されることと、地磁気双極子が逆転することの間に何の矛盾もない。ただ、地磁気の逆転を生み出す流体運動と磁場の特別な相互作用を理解するのはやりがいのある研究である。

只飯などと言うものはない、といったのはどの経済学者だったろうか。地球磁場もその例外ではない。エネルギーのオーム損失のために、流体の運動を続ける、ひいては、地球磁場を維持するためにはエネルギーの注入が必要である。地球磁場を作るのに必要なパワー（単位時間あたりのエネルギー）はおおよそ 10^{13} W

(およそ 10000 個の原子力発電所の出力に相当する) である。これは、およそ全地球の地殻熱流量の 4 分の 1 に相当する。つまり、地球磁場を生成するためのエネルギーは地球の熱収支のかなりの部分にのぼることになる。

このエネルギー源については様々なものが提唱されて、消えていった。いま、最も信用されているのは地球の核の緩やかな冷却と、それにともなって外核が凍ることによる内核の成長である。このエネルギー源は内核の成長によって得られるエネルギーが磁場を生成するのに必要な外核の流体運動に変換する効率が良いので都合が良いであろう。

補遺 1.1 : 単位について

あらゆる単位系は、基本的には、測定したり計算した量について伝えるために作った任意の名前の集まりである。単位は基本的な量: 質量、長さ、時間、電荷量 に分解することができる。1980 年以前はほとんどの物理学の書物は cgs 単位系を用いていた。cgs 系の基本単位は、グラム (g)、センチメートル (cm)、秒 (s)、クーロン (C)^{*1} である。物理学の分野毎に異なっていた単位系を統一する努力の結果、国際度量衡委員会は SI (Système Internationale) 単位系を使うことを勧告した。SI 系の基本単位は、メートル (m)、キログラム (kg)、秒 (s)、クーロン (C) である^{*2}。基本量 (例えば力) についての cgs 系と SI 系の変換は単純に 10 の冪乗をかければ良いだけである。

しかしながら、電磁気学においては、様々な理由で、cgs 系から SI 系への変換は、混乱を引き起こした。当然ながら、本書でも使用する単位系を定めなければならない。ここで、問題の混乱に向き合うこととしよう。定めるにあたって、ここでは、古地磁気の文献を読みやすくするという目的を第一とする。それで、古地磁気学者に実際に使われている単位かどうかを基本的な基準としたい。まず、cgs と SI の支配方程式を説明して、単位の表と変換を示そう。次に、古地磁気学における現在の単位の使用と本書で用いる単純な単位系 (そうであればいいです) の使用について説明する。

電磁気学の単位を扱う上で、この cgs 系はしばしばガウス系又は emu (electromagnetic) 系とも呼ばれている。この cgs 系では、基本的な量は、

$$\begin{aligned} B &= \text{磁束密度} \\ H &= \text{磁場} \\ J &= \text{磁化} = \text{単位体積あたりの磁気モーメント} \end{aligned}$$

である。これらの量の間の関係は cgs 系では

$$B = \mu_0 H + 4\pi J \quad (1.17)$$

となる。ここで、

$$J = \chi H \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} \chi &= \text{帯磁率} \\ \mu_0 &= \text{真空透磁率} = 1.0 \end{aligned}$$

である。 B , H , J はすべて異なる基本単位である。しかし、 B の単位をガウス (G) と呼び、 H の単位をエルステッド (Oe) と、また、 J の単位をガウス又は emu/cm³ と呼ぶことが普通である。

^{*1} 訳註: 実は cgs ガウス単位系は三元系なので、電荷の単位は他から導くことができ $\text{dyn}^{1/2}\text{cm} = \text{g}^{1/2}\text{cm}^3/2\text{s}^{-1}$ である。

^{*2} 訳註: これは誤り。SI 単位系の基本単位はアンペア (A) である。クーロンは $\text{A}\cdot\text{s}$ として定義されている。それに対応して、表 1.1 の SI 系の組立単位も Cs^{-1} を A としなければならない。ただ、MKSA 有理系である SI とほぼ同等な MKSC 有理系というのも作ることができて、そちらの話として読めば、正しい文章となる。(訳註への註: 2018 年の SI 単位系の変更で基本単位が A から C に変更されたので、ここの記述は正しくなった。その代わりに、下記の真空透磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ ヘンリー/m が厳密には成り立たなくなった。しかし、それによる値の変化は 0.5ppb 程度であるので、古地磁気学的には問題になることはない。)

SI 単位系では、 B , H , J の他に M_v という量を導入して、単位体積あたりに磁気モーメントを表す。^{*3}(M_v という表記は、磁気モーメントの体積密度であることを表して、磁気モーメントの M と混同しないようにしている。) SI での各量の関係は、

$$B = \mu_0 H + J \quad (1.19)$$

ここで、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ ヘンリー/m = 真空透磁率で、

$$J = \frac{\chi H}{\mu_0} \quad (1.20)$$

である。SI 系では、 B と J は同じ単位 テスラ (T) で表す。一方、 M_v と H は同じ単位で アンペア/メートル (A/m) で表す。 χ はこちらでも無次元である (cgs 系ほど自明ではないが)。表 1.1 に単位、組立単位、cgs から SI への換算表を上げたおいた。

SI 主義者たちは、本書でも SI 系で統一して、これまでの文献を見る時に、Table 1.1 を使うべきだと言うであろう。しかし、私はそうしないつもりだ。それは、私が少し頑固だからでもあるが、現在でも古地磁気の文献は完全には従っていないからでもある。本書を厳密に SI 系に従って書くことも出来た (いやホンマ)。しかし、そうすると、過去のそして現在の古地磁気文献を読む上で、不必要な労力を読者に強いることになるだろう。

現在の古地磁気学の単位系の使用は以下のように進歩して来た。古地磁気学と岩石磁気学は cgs (emu) 系が広く使われていた時に始まった。初期の文献は cgs 系を採用していて、ほとんどの機器は cgs で較正されている。それに加えて、cgs の方が扱いやすい場合がある (例えば磁気双極子と磁場の相互作用エネルギーなど)。しかしながら、ほとんどの地球科学雑誌への執筆では SI 系を使うことを要請されるので、ほとんどの古地磁気学者は、現在、実験 (と思考) は cgs で行ないながら、最後の瞬間に、出版する時の要請に応じて、SI 系に変換しているのだ。そうやっている変換は、なんのことはない、SI 系利用の墮落なのである。

例えば、ある古地磁気学者が J が 10^{-4} G の強度の岩石で実験していたとしよう。すぐさま、この観測は SI 系の磁化強度で 10^{-1} A/m に相当すると変換できる。しかし、厳密に SI を適用すると、 10^{-4} G の磁化は正しい SI 系での J の単位では $4\pi \times 10^{-8}$ T となる。しかし、この手続きにはおぞましくも 4π の因子が含まれていて、こんなことは誰もしない。単純に 10 の冪乗での変換を使うために、cgs 系で測定した磁化強度は (意識しているか否かは別ににして) 等価な SI の磁気モーメント/体積の値である M_v の値を用いて 10^{-1} A/m へと変換される。

磁場 H の変換でも、cgs 単位の Oe から SI 単位に移行するのに、似た策略が用いられる。厳密に SI 系を用いると、100Oe の磁場を換算するのに正しい H の単位を用いると $(1/4\pi) \times 10^5$ A/m の数になる。ここでも、嫌らしい 4π の因子を避けるために、観測されたエルステッドの磁場は等価な磁束密度、 $B = 100$ G に変換される。次に、この値は SI の“磁場”の値 (実際には磁束密度の値) 10^{-2} T = 10 ミリテスラ (mT) に変換される。この、よく行なわれている cgs(emu) 系から SI 系への変換手順は、表 1.1 の下にまとめておいた。明らかに、これらの変換で生じた混乱は大きい。

本書では、古地磁気学の教育に最も効果的な、そして、過去や現在の古地磁気文献を読む上で実用的な単位系を用いる。磁気的な諸量の定義や支配方程式は cgs 系に起源を持つものを用いて、SI へはの簡単な変換を示す。どんな単位系にでも、問題点はあるものである。はっきり言って、この手の単位系の議論は、一番真面目な学生でも退屈するというのが、最大の問題点だろう。もうひとつの問題点は、SI 系を用いたたくさんの発表で M を単位体積あたりの双極子モーメントに用いていることである。しかし、古地磁気文献で M は磁気双極子モーメントとして、たくさん用いられている。今までの普通の使い方を踏襲するために、本書では M は磁気双極子モーメントに用いる。(単位系の議論を癒してくれる方法は、15 分間暗い部

^{*3} 訳註: SI 系の磁化の取り方には E-H 対応と E-B 対応の二種類があり、 J と M_v はそれぞれの場合の磁化の単位で、決して著者が言い訳をしているようないい加減なものではない。ただし、磁化・磁気モーメント・磁極・帯磁率の単位がセットになっているので、つまみ食いには許されない。

TABLE 1.1. Units and Conversions for Common Quantities of Magnetism

	cgs (emu) System		Système Internationale (SI)		Conversion
	Fundamental Units	Unit	Fundamental Units	Unit	
Energy		erg		joule (J)	1 erg = 10^{-7} joule
Force (F)	gm cm s^{-2}	dyne	kg m s^{-2}	newton (N)	1 dyne = 10^{-5} newton
Current (I)	10 C s^{-1}	abampere	C s^{-1}	ampere (A)	1 abampere = 10 ampere
Magnetic Induction (B)	$0.1 \text{ gm s}^{-1} \text{ C}^{-1}$	gauss (G)	$\text{kg s}^{-1} \text{ C}^{-1}$	tesla (T)	1 gauss = 10^{-4} tesla
Magnetic Field (H)	$0.1 \text{ gm s}^{-1} \text{ C}^{-1}$	oersted (Oe)	$\text{C s}^{-1} \text{ m}^{-1}$	ampere m^{-1} (A/m)	1 Oe = $(1/4\pi) \times 10^3$ A/m
Magnetization (J)	$0.1 \text{ gm s}^{-1} \text{ C}^{-1}$	gauss (G) (= emu cm^{-3})	$\text{kg s}^{-1} \text{ C}^{-1}$	tesla (T)	1 gauss = $4\pi \times 10^{-4}$ tesla
Magnetic Dipole Moment/Unit Volume	$0.1 \text{ gm s}^{-1} \text{ C}^{-1}$	gauss (G) (= emu cm^{-3})	$\text{C s}^{-1} \text{ m}^{-1}$	A/m	1 gauss = 10^3 A/m
Magnetic Moment (M)	$0.1 \text{ gm s}^{-1} \text{ C}^{-1} \text{ cm}^3$	gauss cm^3 (G cm^3 = emu)	$\text{C s}^{-1} \text{ m}^2$	A m^2	1 gauss cm^3 = 10^{-3} A m^2
Magnetic Susceptibility (χ)	Dimensionless		Dimensionless		χ (cgs) = $4\pi\chi$ (SI)

Conversions commonly employed in paleomagnetism: Magnetization, $J = 10^{-3}$ G converts to "magnetization" = 1 A/m. Magnetic field, $H = 1$ Oe converts to magnetic "field" = 10^{-4} T = 0.1 mT.

Some Examples: Surface geomagnetic field strength: 0.24–0.66 Oe = 0.024–0.066 mT. Magnetic field generated by laboratory electromagnet: 2000 Oe = 0.2 T = 200 mT. Magnetic dipole moment of the earth: 8×10^{25} G cm^3 = 8×10^{22} A m^2 .

Natural remanent magnetization of rocks: basalt: 10^{-3} G = 1 A/m; granite: 10^{-4} G = 0.1 A/m; nonmarine siltstone: 10^{-5} G = 10^{-2} A/m; marine limestone: 10^{-7} G = 10^{-4} A/m.

屋で邪魔されずに静かに過ごすか、公園で早足エクササイズをするぐらいだ。これ以上単位系についてよくよと思うと古地磁気の探求がイヤになって、まあ、モダンダンスでも始めようかと言う気になる。)

訳者の補足

SI の定義の間違いの問題 (基本単位が C か A か) はあるが、単位系の混乱への批判はその通りである。それは、有理系の方が美しいと思った時期に SI が定められたと言う事情がありそうだ。有理系・非有理系 (この言葉自身も有理系一派の陰謀かもしれない) の違いは、 4π が Maxwell 方程式に出て来るのが汚いと思うか、Coulomb の法則に出て来るのが汚いと思うかという価値観の問題である。Maxwell 方程式に出てくる 4π は、実は、3次元空間の性質から自然に出て来るものなので、私は、むしろ、有った方が美しいと思う。その結果の混乱が長引いているのを見ると、SI も罪作りな (そもそもヘヴィサイドが悪いのか) ことをしたものである。様々な電磁気の単位については、日本語の Wikipedia の“電磁気の単位”の項目に簡潔かつ必要十分にまとまっている。この解説は英語のサイトよりよほど詳しく、日本語読者はめったにない特典を味わってほしい。

補足の補足：2018年の国際単位系改定で、電気素量が定義値となり、クーロンはそれから定義され、それと秒からアンペアは定義されるようになった。したがって、この表は正しいこととなる。

訳者の補足 2：電磁気の単位系換算

表 1.1 電磁気の単位系: Gauss 系 SI-EB 対応 SI-EH 対応それぞれの単位と換算式

Gauss 系	SI 系 E-B 対応	SI 系 E-H 対応
磁化 M_G [emu/cc] $B_G = H_G + 4\pi M_G$ $M_G = \frac{1}{4\pi}(B_G - H_G)$ $M_G = 10^{-3} M_B$	磁化 M_B [A/m] = [10 ⁻³ emu/cc] $B = \mu_0(H + M_B)$ $M_B = \frac{B}{\mu_0} - H$	磁化 M_H [T] ≠ [10 ⁴ emu/cc] $B = \mu_0 H + M_H$ $M_H = B - \mu_0 H$ $M_H = \mu_0 M_B$
帯磁率 χ_G [無次元] $M_G = \chi_G H_G$ $B_G = \mu_0 H_G = (1 + 4\pi\chi_G) H_G$ $\chi_G = 4\pi\chi_B$	帯磁率 χ_B [無次元] $M_G = \chi_G H$ $B = \mu H = \mu_0(1 + \chi_B) H$	帯磁率 χ_H [H/m] = [Wb/Am] $M_H = \chi_H H$ $B = \mu H = (\mu_0 + \chi_H) H$ $\chi_H = \mu_0\chi_B$
磁極 q_G [emu/cm] $B_G = \frac{q_G}{r^2}$ $q_G = 10q_B$	磁極 q_B [Am] $B = \frac{\mu_0 q_B}{4\pi r^2}$	磁極 q_H [Wb] $B = \frac{q_H}{4\pi r^2}$ $q_H = \mu_0 q_B$
磁気双極子 m_G [emu] $B_G = -\left(\frac{m_G}{r^3} - \frac{3(m_G \cdot r)r}{r^5}\right)$ $m_G = 10^3 m_B$	磁気双極子 m_B [Am ²] $B = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{m_B}{r^3} - \frac{3(m_B \cdot r)r}{r^5}\right)$	磁気双極子 m_H [Wb·m] $B = -\frac{1}{4\pi} \left(\frac{m_H}{r^3} - \frac{3(m_H \cdot r)r}{r^5}\right)$ $m_H = \mu_0 m_B$

磁場の単位について

E-B 対応系では $B = \mu_0(H + M_B)$ 、E-H 対応系では $B = \mu_0 H + M_H$ となる。いずれの場合でも磁場の単位はあくまで [A/m] である。磁場を [T] で表示するのは論文でしばしば見るが御法度。どうしても使いたい時は横軸を B に取るか、レジェンドを $\mu_0 H$ と書くべきである。

その他の単位換算に便利な関係

磁気双極子モーメント:	$[\text{emu}] = [\text{mAm}^2]$
磁化:	$[\text{emu/cc}] = [\text{kA/m}]$
質量あたりの磁化:	$[\text{emu/g}] = [\text{Am}^2/\text{kg}]$
磁場 H :	$[\text{A/m}] = 4\pi \times 10^{-3}[\text{Oe}]$
磁束密度 B :	$[\text{T}] = [\text{Wb/m}^2] = 10^4\text{G}$
磁束 Φ :	$[\text{Wb}] = [\text{G} \cdot \text{cm}^2]$
真空透磁率 μ_0 :	$4\pi \times 10^7[\text{H/m}] = [\text{Wb/Am}]$

推薦図書

- M. W. McElhinny, Palaeomagnetism and Plate Tectonics, Cambridge, London, 356 pp., 1973.
第1章が地球磁場の入門。
- R. T. Merrill and M. W. McElhinny, The Earth's Magnetic Field, Academic Press, London, 401 pp., 1983. An excellent text on geomagnetism.
第2章が地球磁場と歴史時代の永年変化の詳しい入門。
- P. N. Shive, Suggestions for the use of SI units in magnetism, Eos Trans. AGU, v. 67, 25, 1986.
電磁気単位の問題のまとめ。

第 2 章

強磁性鉱物

この章は固体の磁氣的性質の短い紹介から始まる。この章の大半は主要な強磁性鉱物である鉄チタン酸化物と鉄硫化物の鉱物学と磁氣的性質に関してである。物性論的な側面 (例えば飽和磁化、キュリー温度、粒子サイズ効果) を強調する。こういった性質は磁氣的性質に強く影響を与えるからである。強磁性鉱物の鉱物学をしっかりと把握しておくことが岩石中の古地磁気記録の獲得や温度上昇や化学変化の効果を理解する上で必要となる。

固体の磁氣的性質

図 2.1 は磁化 J が、かけた磁場 H に反応してどのように増加するかという実験で観察できる磁氣的性質の三つの基本的な型を示している。この節ではこれらの磁氣的な振舞いの違いについて少し述べたい。これは、電子の軌道やスピン運動によって磁気モーメントを持つ原子があることに由来する。原子の磁気モーメントは量子化されていて、その単位となるのはボーア磁子、 $M_B = 9.27 \times 10^{-21} \text{ G cm}^3 (= 9.27 \times 10^{-24} \text{ A m}^2)$ である。遷移金属の固体 (特に鉄族) は 3d 電子軌道が満たされていないので磁気モーメントを持っており、最も代表的な磁化を持つ固体となっている。原子の磁気モーメントを原子物理学で導出する方法は Chikazumi (1964) にある。

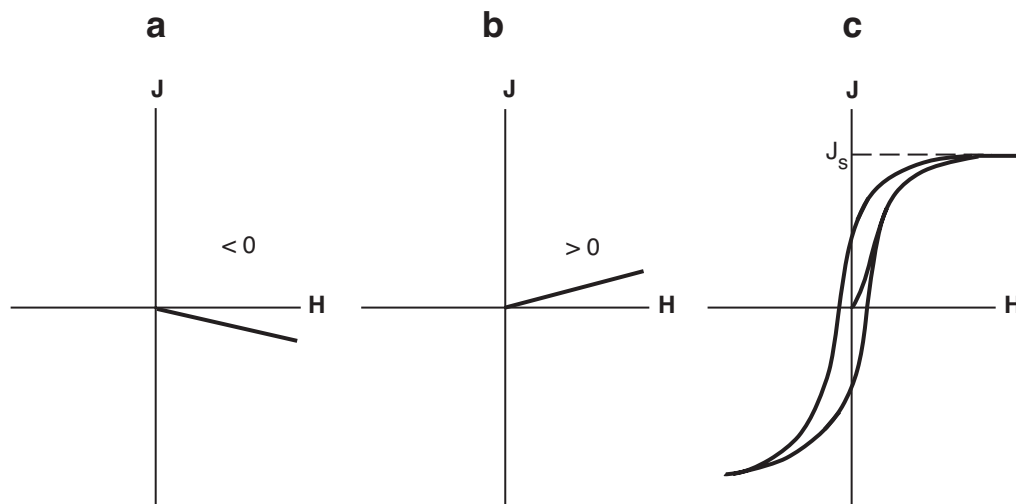


Figure 2.1 (a) Magnetization, J , versus magnetizing field, H , for a diamagnetic substance. Magnetic susceptibility, χ , is a negative constant. (b) J versus H for a paramagnetic substance. Magnetic susceptibility, χ , is a positive constant. (c) J versus H for a ferromagnetic substance. The path of magnetization exhibits hysteresis (is irreversible), and magnetic susceptibility, χ , is not a simple constant.

反磁性

反磁性とは、かけた磁場 H と反対方向に小さな誘導磁化 J_i が生ずることをいう (図 2.1a)。磁化の大きさはかけた磁場に比例し、磁場を取り除くと 0 になる。磁場をかけると電子の軌道運動が変化して、かけた磁場に反平行の小さな磁化が生ずる。反磁性の性質は全ての物質が持っているが、磁気モーメントのある原子を含む物質ではその原子の磁気モーメントによる磁場が反磁性を覆い隠してしまう。磁気モーメントを持たない原子のみからなる物質は反磁性的反応しかしないので反磁性体と分類される。反磁性体の帯磁率 χ は負で、温度変化しない。反磁性体の例としては石英をあげることが出来る。帯磁率は通常 cgs 単位系で $\sim -10^{-6}$ (SI 系では $\sim -0.8 \times 10^{-7}$) である。

常磁性

常磁性体は磁気モーメントを持った (ただし、隣の原子の磁気モーメントとは相互作用を持たない) 原子を含む物質で、かけた磁場 H と平行に誘導磁化 J_i が生ずる (図 2.1b)。地球科学で問題となるような条件下では J_i は H に比例する。反磁性体と同様に磁場がなくなると磁化もなくなる。常磁性体の例はファイアライト Fe_2SiO_4 で、室温での帯磁率は cgs 単位系で $\sim 4.4 \times 10^{-4}$ (SI 系では $\sim 3.5 \times 10^{-5}$) である。

常磁性体ではそれぞれの原子の磁気モーメントは独立に磁場や熱エネルギーに反応する。絶対零度より高いいかなる温度でも熱エネルギーは結晶格子を振動させて、原子の磁気モーメントをバラバラにしようとする。磁場がかかってないと原子の磁気モーメントは全ての方向に同じ確率で分布して、全体の磁化 J_i は 0 となる。

磁場がかかるとそれぞれの原子の磁気モーメントに磁場にならぶようにトルク (式 (1.3)) がかかる。磁気双極子 M を磁場 H に揃えようとするエネルギーは式 (1.4) にあるように $E = -MH \cos \theta$ である (θ は M と H のなす角)。100 Oe ($= 10^{-2}\text{T}$, 地球磁場の約 100 倍) の磁場中にある磁気モーメント $M = 2M_B = 1.85 \times 10^{-20}\text{Gcm}^3 (= 1.85 \times 10^{-23}\text{Am}^2)$ の原子を考えると、整列のエネルギーは $MH = (1.85 \times 10^{-20}\text{G cm}^3) \times (10^2\text{Oe}) = 1.85 \times 10^{-18}\text{erg} (= 1.85 \times 10^{-27}\text{J})$ となる。一方、300K (室温に近くて計算しやすいので昔から良く使われる温度) での熱エネルギーは、ボルツマン定数 k を掛けて、 $kT = (1.38 \times 10^{-16}\text{erg/K})(300\text{K}) = 4.14 \times 10^{-14}\text{erg}$ と整列のエネルギーより 4 桁大きい。それで、このようになりに大きな磁場をかけても磁化は小さいのである。

ランジュバン理論は常磁性をうまく説明するものである。単位体積あたり N 個の原子双極子を持った常磁性体を考えよう。原子の双極子モーメント M が、かけた磁場 H と角度 θ を持つ相対的な確率 $P(\theta)$ は熱力学によれば

$$P(\theta) = \exp\left(\frac{MH \cos \theta}{kT}\right) \quad (2.1)$$

で与えられる。整列の度合いは整列エネルギーと熱エネルギーの比の指数に比例することになる。双極子の数を N として、 M の H 方向の成分を、 θ について 0 から π まで積分するとランジュバン理論の基本的な式が得られる。

$$J = NML(\alpha) \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで、} L(\alpha) &= \coth(\alpha) - \frac{1}{\alpha} \\ \alpha &= \frac{MH}{kT} \end{aligned}$$

関数 $L(\alpha)$ はランジュバン関数、図 2.2 に形を示した。式 (2.2) を見れば二つの性質が見てとれる：(1) $H = 0$ では $\alpha = 0$ となり $L(0) = 0$ だから $J = 0$ である。(2) $\alpha = \infty$ なら $L(\infty) = 1$ ゆえ、 $J = NM$ つまり、原子の磁気モーメントは完全に磁場と揃っていることとなる。

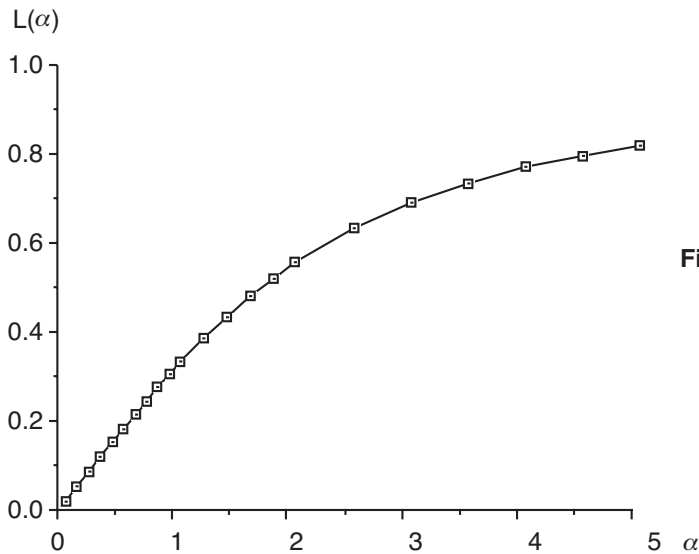


Figure 2.2 The Langevin function, $L(\alpha)$. Notice that for $\alpha < 1$, $L(\alpha) \approx \alpha / 3$.

地球科学で普通に取扱うような状況では $\alpha = MH/kT$ は $< 10^{-6}$ である。ランジュバン関数は $\alpha \ll 1$ では $L(\alpha) \approx \alpha/3$ となっており、式 (2.2) は以下のように簡単になる。

$$J = NML(\alpha) = \frac{NM\alpha}{3} = \frac{NM^2H}{3kT} \tag{2.3}$$

$$\chi = \frac{J}{H} = \frac{NM^2}{3kT} \tag{2.4}$$

これが常磁性帯磁率のキュリーの法則である。キュリーの法則は様々な物質の様々な温度での常磁性帯磁率と良く一致する。また、常磁性体で χ が温度に反比例して減少するという事実も説明できる。

強磁性

強磁性体も磁気モーメントを持つ原子を含んでいるが、常磁性体と違って原子の磁気モーメントが隣どうし強く相互に作用している。この相互作用のために強磁性体は常磁性体よりも何桁も大きな磁化を発生するのである。ある強磁性鉱物をとると、ある温度では決まった最大磁化＝飽和磁化 j_s を持っている (図 2.1c)。磁化が j_s に達するとそれ以上磁場 H を強くしても磁化は強くならない。金属鉄は強磁性体で、室温で $1.8 \times 10^3 \text{G}$ ($1.8 \times 10^6 \text{A/m}$) の飽和磁化を持っている。

温度が上昇すると飽和磁化は減少して、それぞれの強磁性物質固有のキュリー温度 T_C でゼロとなる (磁鉄鉱では 580°C 、赤鉄鉱では 680°C)^{*1}。磁鉄鉱と赤鉄鉱の j_s の温度依存性を図 2.3 に示した。キュリー温度を越えると強磁性体は常磁性体になる。

強磁性体には、磁化の強さの他に、かけた磁場の方向を記録できるという有用な性質がある。磁場を除いても磁化はゼロとならずに、かけた磁場の記録を残す。磁場 H の関数としての磁化 J の軌跡は履歴曲線 (ヒステリシスループ) と呼ばれる。磁気履歴については後に詳しく取り上げる。磁気履歴という現象があるので、強磁性体の帯磁率は反磁性体や常磁性体のように簡単ではない。

強磁性体の中で磁気モーメントが隣と同じ方向を向こうとするのは量子力学的な交換相互作用のせいである。古典物理学では交換相互作用の説明は出来ないので、きちんと理解するためには、まあ、数年は真面目に勉強しないとイケない。ここでは、強磁性体の定性的な説明を少しすることにとどめておこう。

パウリの原理によれば一つの原子の中には四つの量子数 n, l, l_z, s_z がいずれも等しい電子は一つしか存在しない。一個の原子をとってみれば占有する電子状態に何も問題は存在しない。しかし、結晶格子として集

*1 訳註: Dunlop and Özdemire (1997) によると赤鉄鉱の T_C は 675°C 。ついでに、鉄 (αFe) は 765°C 。

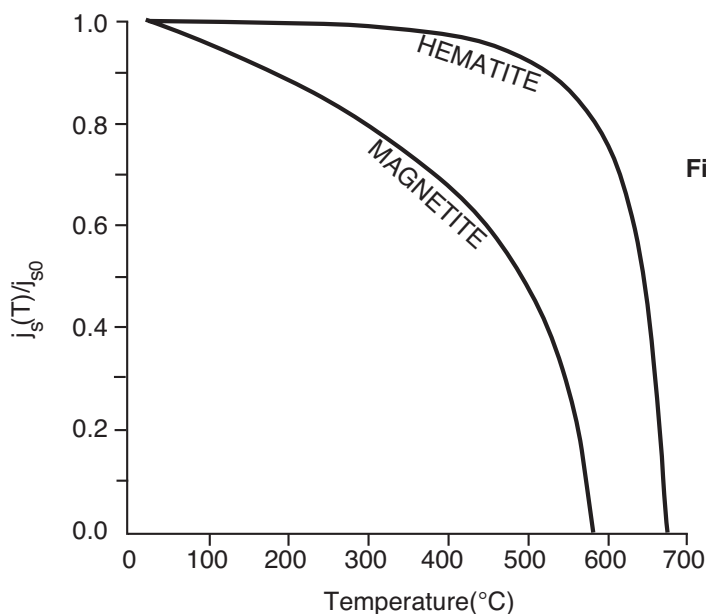


Figure 2.3 Normalized saturation magnetization versus temperature for magnetite and hematite. j_{s0} = saturation magnetization at room temperature; for hematite, $j_{s0} \approx 2$ G; for magnetite, $j_{s0} = 480$ G. Redrawn from Pullaiah et al. (*Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 28, 133±143, 1975).

まると話しがややこしくなることがある。電子の軌道は確率分布中には細長いものもある。固体の結晶に原子が詰め込まれると電子の確率分布が一部重なるものもでてくる。こうして重なると、電子は、両方の原子についてパウリの原理を満たそうとする。その結果、隣同士の原子の電子状態ひいては磁気モーメントは強く結びつけられる。この単純な描像でも結晶構造と充填の密度が、遷移金属を含む固体が常磁性体になるか(軌道の重なりがなくて交換相互作用もない)、強磁性体になるか(軌道がかなり重なっていて交換相互作用がある)を決めていることがわかるであろう。

熱膨張すれば原子間距離は増加するので、交換相互作用は弱くなり、その結果 j_s は温度の上昇とともに減少する。温度が上がると、原子間距離はどんどん増加して、キュリー温度 T_C で交換相互作用がなくなる。そこで、それぞれの原子の磁気モーメントは独立となって、物質は常磁性体となる。一般に、この過程は可逆的で、物質の温度が T_C 以下に冷えると強磁性は復活する。

強磁性体にはその方向にそって磁場をかけると最も容易に飽和磁化に達する結晶学的な方向があって、結晶磁気容易軸と呼ばれている。強磁性体の性質が結晶方位に依存することを結晶磁気異方性と呼ぶ。これは、原子の磁気モーメントが回転する時には電子軌道も回転するために生ずる。原子間距離は結晶方位に依存するので、軌道の重なり、ひいては交換相互作用の強さもまた結晶方位に依存する。結晶磁気異方性は岩石の古地磁気の安定性の源泉で、第3章でより詳しく議論する。

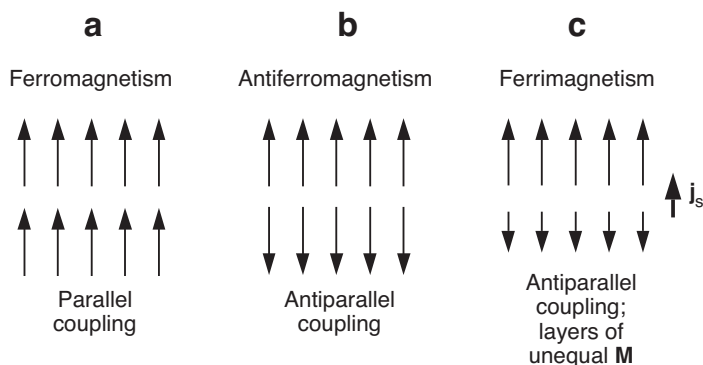


Figure 2.4 Exchange couplings for (a) ferromagnetic, (b) antiferromagnetic, and (c) ferrimagnetic materials. The net magnetization for ferrimagnetic material is shown at right; the net magnetization of antiferromagnetic material is zero.

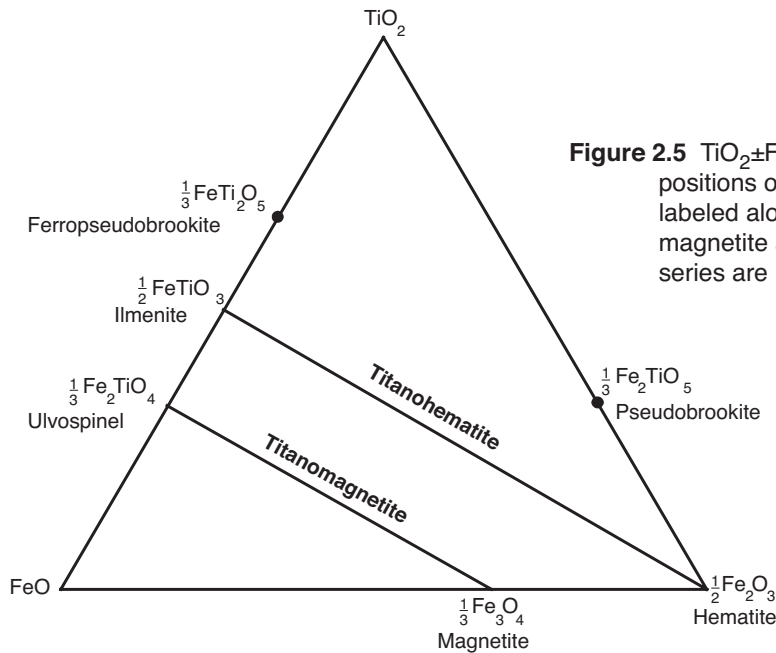


Figure 2.5 $\text{TiO}_2 \pm \text{FeO} \pm \text{Fe}_2\text{O}_3$ ternary diagram. Compositions of important FeTi-oxide minerals are labeled along with mineral names; titanomagnetite and titanohematite solid solution series are indicated.

交換相互作用が生み出す関係は、平行も反平行もありうる。どちらになるかは、どの遷移金属が含まれているかと、どんな結晶構造になっているかによる。図 2.4 に並び方の場合を示した。原子の磁気モーメントがならんでいるのだから、三つとも一般的な意味で強磁性と呼んでも良い。厳密には、強磁性はとなりの原子と平行に並ぶ図 2.4a の場合だけを指す。図 2.4b と 2.4c ではある層の中では磁気モーメントは平行で、層と層の間では反平行になっている。磁化が層間で等しければ打ち消して $j_s = 0$ となる。このような場合を反強磁性と呼ぶ。層間の反平行になっている磁気モーメントの大きさが違ったら、結果として現れる磁化 j_s は大きい方の磁気モーメントの方を向く。そのような物質をフェリ磁性体と呼ぶ。主要な“強磁性”鉱物は実はフェリ磁性体である。この後では“強磁性体”とは交換相互作用で磁気モーメントがならんでいる物質という一般的な意味で用いる。どの種類の並び方が問題となった場合にのみ反強磁性などと特定することとする。

強磁性鉱物の鉱物学

最も重要な強磁性鉱物といえば鉄チタン酸化物である。鉄チタン酸化物は普通は不透明であるので、岩石学的に調べようとすれば研磨片を反射光で見ないといけない。普通の岩石学の授業では薄片を透過光で調べることに力点がおかれているので、不透明鉱物にはあまり注意を払わない。それで、鉄チタン酸化物は一般にはあまり馴染みのない鉱物となっている。古地磁気学を理解する上では鉄チタン酸化物の結晶化学と磁気構造の知識が少し必要である。その中には溶岩から第一に析出する相や、火成岩やそれから生まれる堆積岩中で、鉄チタン酸化物を生み出す鉱物間の固体反応に関するものも含まれている。

鉄チタン酸化物の組成は昔から $\text{TiO}_2\text{-FeO-Fe}_2\text{O}_3$ の三角ダイアグラムで表現する (図 2.5)。左右の位置は鉄の 2 価と 3 価のイオンの比を、下から上に行くにつれて全鉄に対するチタンイオンの含有量 (Ti^{4+} :全 Fe) の増加を示している。 Fe^{3+} の角の組成を $(1/2)\text{Fe}_2\text{O}_3$ とすることでダイアグラム上どこでも陽イオンの数が 1 となるようになっていて、そのために、酸化線 ($\text{Fe}^{3+}:\text{Fe}^{2+}$ が増加する線) が底辺と平行になる。二つの固溶体系列、チタン磁鉄鉱とチタン赤鉄鉱、が我々にとって興味の焦点である。この二つの系列の鉱物は火成岩において主要な結晶相で、1% から 5% の体積を占めている。

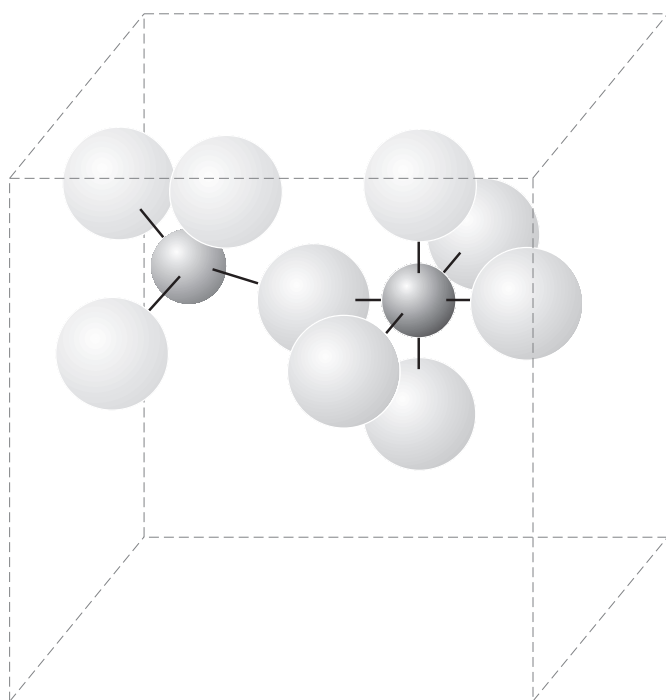


Figure 2.6 Coordinations of Fe cations with O^{2-} anions in magnetite. O^{2-} anions are lightly shaded spheres; A-sublattice cations (medium shaded spheres) are in tetrahedral coordination with four O^{2-} anions; B-sublattice cations (dark spheres) are in octahedral coordination with six O^{2-} anions; the unit cell dimension of the spinel crystal structure is shown by the dashed lines.

チタン磁鉄鉱

チタン磁鉄鉱は立方晶形の不透明鉱物で、磁鉄鉱 (Fe_3O_4) とウルボスピネル (Fe_2TiO_4) を両端とする組成を持っている。チタン磁鉄鉱はスピネル構造をしている。単位格子は 32 個の O^{2-} イオンを含んでいて、それらが 8 つの面心立方単位格子になっている。それで、 O^{2-} イオンは単位格子の対角線 [111] 方向と垂直な (111) 面内では六方最密充填になっている。この O^{2-} イオンの格子には二種類の陽イオンのための席がある。A 副格子点は単位格子中に 8 個あり、正 4 面体を作る 4 つの O^{2-} イオンに接している。B 副格子点は単位格子中に 16 個あり、正 8 面体を作る 6 つの O^{2-} イオンに接している。この 4 面体と 8 面体がどのような関係にあるか図 2.6 に示した。単位格子中の 24 個の陽イオンの分布と副格子点間の交換相互作用がチタン磁鉄鉱の磁氣的性質の鍵となる。

磁鉄鉱では単位格子中に含まれる 16 個の Fe^{3+} イオンと 8 個の Fe^{2+} イオンが、逆スピネル構造で A、B 両副格子点に位置している。普通のスピネル構造では同じ種類の陽イオンは同じ副格子点を占める。例えば、 $ZnFe_2O_4$ では化学式中の Fe^{3+} イオン 2 個は B 副格子点を、 Zn^{2+} イオン 1 個は A 副格子点を占めている (図 2.7)。逆スピネル構造の磁鉄鉱の場合は化学式中の二つの B 副格子点は Fe^{2+} 、 Fe^{3+} 一個ずつで占められて、残った Fe^{2+} イオンは A 副格子点に入る。

Fe^{2+} イオンと Fe^{3+} イオンの磁気モーメントの並び方も図 2.7 に示した。陽イオン間の交換相互作用は O^{2-} イオンを媒介しており、超交換相互作用と呼ばれている。結果として、同じ副格子点に属する陽イオンは磁気モーメントが平行になって、A と B の副格子点の間では反平行となる。A 副格子点の Fe^{3+} イオン一個に対して B 副格子点には Fe^{3+} 一個と Fe^{2+} 一個が存在するわけだから、 Fe^{2+} 一個分の磁気モーメントが全体として残ってくることになる。このように二つの磁気モーメントの異なる副格子点が反平行になることで、 Fe_3O_4 はフェリ磁性体となるのである。スピネル結晶構造は [111] 方向に磁化し易い、すなわち、[111] 方向が結晶磁気容易軸である。結果として現れる磁鉄鉱の飽和磁化は 480G (4.8×10^{-5} A/m) (0K でのゼロ点エネルギーの補正後)、でキュリー温度は 580°C である。

チタン磁鉄鉱系列において磁鉄鉱の性質がどう変わるかを理解するのに、チタンが最も多いウルボスピネル Fe_2TiO_4 の性質を見ておくのは良いだろう。Ti⁴⁺ イオンは逆スピネル構造で B 副格子点に入る。電氣的に中性になるには残りのイオンは二つとも Fe^{2+} である。Ti⁴⁺ は電子軌道がうまっているので磁気モー

メントを持っていない。そうすると、図 2.7 のように二つの副格子点 A, B は等しい磁気モーメントを持っていることとなって、ウルボスピネルは反強磁性となる。ただし、ネール温度（反強磁性の相互作用が消える温度）は -153°C なので、ウルボスピネルは常温では常磁性体である。

チタン磁鉄鉱系列ではチタンが増えるにつれて Fe^{3+} が Ti^{4+} に置き換わっていく。チタン磁鉄鉱系列全体の化学式は $\text{Fe}_{(3-x)}\text{Ti}_x\text{O}_4$ で、 x はチタン磁鉄鉱の 0 からウルボスピネルの 1 まで変化する。イオンの置換は $2\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+} + \text{Ti}^{4+}$ 、すなわち、残った鉄イオンの価数は Ti^{4+} 一個毎に一個ずつ Fe^{3+} から Fe^{2+} に変化しないとイケない。 Ti^{4+} イオンが B 副格子点に入ることは議論はないが、 Fe^{2+} と Fe^{3+} のイオンが中間の組成でどのような分布で副格子点を占めるか、その結果生ずる磁化がいくらになるかは議論のあるところである。

ここでは Fe^{2+} と Fe^{3+} が A B それぞれの副格子点に同数入るとするわかり易い近似（素早く冷えたチタン磁鉄鉱では多分正しい）を使うこととする。そうすると、0K での飽和磁化 j_s は組成の一次関数で変化する。磁気モーメントを持たない Ti^{4+} が磁鉄鉱構造の中で増えるにしたがって、飽和磁化は次第に小さくなるというもっともなことになるのである。キュリー温度 T_C の Ti 含有量依存も同様に重要である。図 2.8 はチタン磁鉄鉱の T_C と j_s を組成パラメータ x の関数として表したものである。チタン磁鉄鉱は $x > 0.8$ の範囲では室温で常磁性となる。

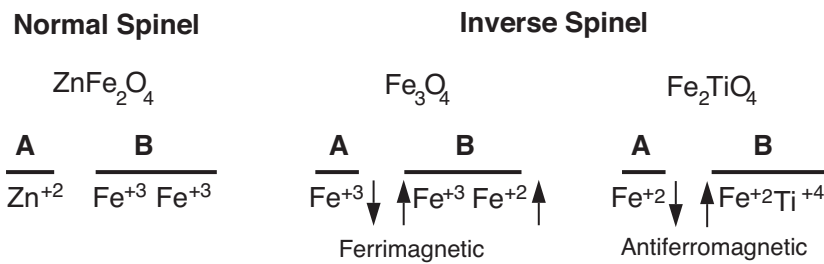


Figure 2.7 Comparison of cation distributions in normal spinel and inverse spinel. **A** and **B** indicate A sublattice and B sublattice cations, respectively; arrows indicate directions of cationic magnetic moments. Redrawn after McElhinny (*Palaeomagnetism and Plate Tectonics*, Cambridge, London, 356 pp., 1973).

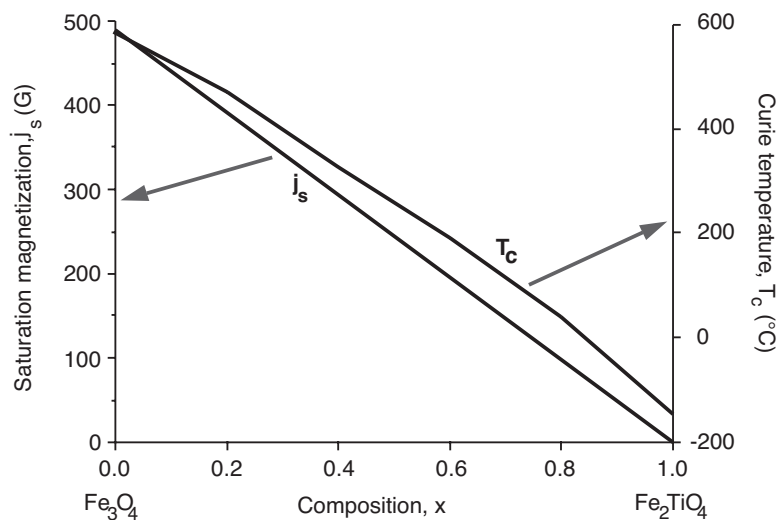


Figure 2.8 Saturation magnetization and Curie temperature for titanomagnetite series. Composition is indicated by parameter x ; the left axis indicates saturation magnetization (j_s); the right axis indicates Curie temperature (T_C). Redrawn after Nagata (1961).

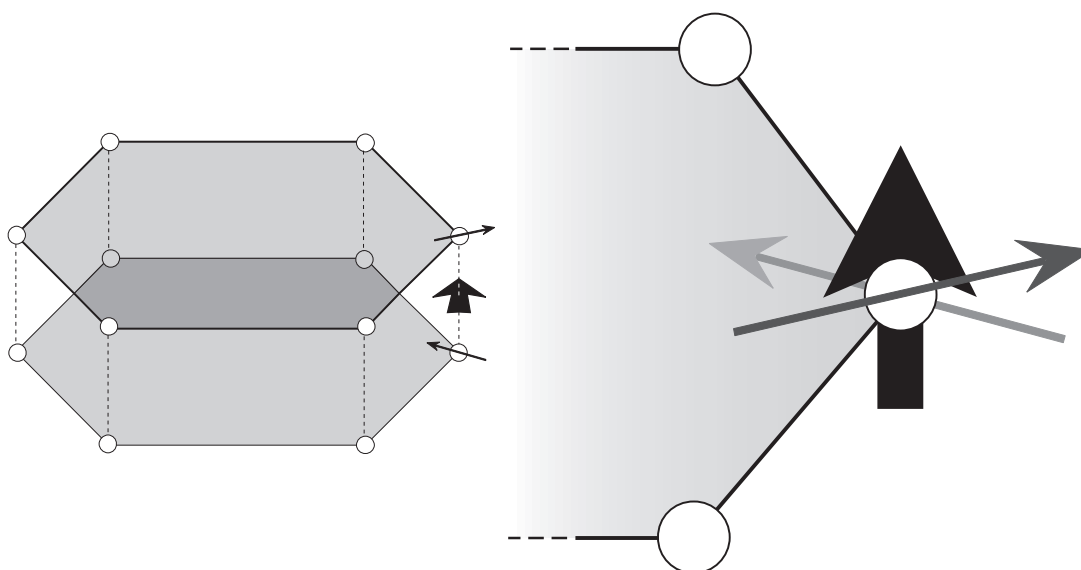


Figure 2.9 Coupling of cationic (Fe^{3+}) magnetic moments in hematite. Planes of cations are basal (0001) planes; magnetic moments are parallel within a particular basal plane; coupling of cationic (Fe^{3+}) magnetic moments between (0001) planes is shown on the right of the diagram; the magnetic moment in the upper plane is shown by the dark gray arrow; the magnetic moment in the lower plane is shown by the light gray arrow; the vector sum of these two nearly antiparallel magnetic moments is shown by the bold black arrow using a greatly expanded scale.

チタン赤鉄鉱

チタン赤鉄鉱がチタン磁鉄鉱ほど単純であれば良いのであるが、そうではない。以下の説明では本質を明かにするために細かいことには出来るだけ目をつぶることとする（Louis Néel や Ken Hoffman といった専門家の人々がこんなに単純化すると侮辱されたような気がしたとしたりお詫びする）。

ほとんどの火成岩ではチタン赤鉄鉱とそれからの酸化生成物はチタン磁鉄鉱とその酸化生成物より少ない。しかし、非常に珪長質または酸化された火成岩ではチタン赤鉄鉱が主要な強磁性鉱物となることがある。それに加えて、古地磁気研究で非常に良く使われる赤色堆積岩中では、チタン赤鉄鉱はしばしば唯一の強磁性鉱物である。

チタン赤鉄鉱は普通は不透明鉱物で、六方晶系の構造をしている。ほぼ、六方最密充填の O^{2-} の層は (0001) 面に平行である。18 個の O^{2-} あたり 18 個の六配位（8 面体）の陽イオンサイトがある。チタン赤鉄鉱ではそのうちの 2/3 のサイトがうまっている。

赤鉄鉱では（後にでてくる他の結晶形の Fe_2O_3 と混同しないように $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ と書く）陽イオンは全部 Fe^{3+} で (0001) 面に有って O^{2-} イオンの層と交互に積み重なっている。 Fe^{3+} イオンの磁気モーメントは底面内つまり [0001] 軸と直交している。原子のモーメントは (0001) 面内では平行を向き、隣の面との間はほとんど反平行を向くように並んでいる。しかし、図 2.9 のように、交互になっている層の磁気モーメントの間の角度は 180° からほんの少しはずれていて、全体として磁化が生ずる。この磁化は底面内で Fe^{3+} 面の磁気モーメントとほとんど垂直である。赤鉄鉱 ($\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$) は傾斜反強磁性と呼ばれて、この不完全な反強磁性によるおよそ 2G ($2 \times 10^3 \text{ A/m}$) の飽和磁化を持っている。

傾きによる磁化に加えて、天然に産する赤鉄鉱には欠陥強磁性と呼ばれるものがある。これは、おそらく格子欠陥が非磁性の不純物陽イオン（の秩序構造）によるものである。これら二つの全磁化への寄与は複雑で良くわかっていないが、効果としては弱いながらも $j_s \approx 2 - 3\text{G}$ ($2 - 3 \times 10^3 \text{ A/m}$) の強磁性となる。もう一度ややこしいところを飛ばしてしまえば、実効的な赤鉄鉱の ネール温度（反強磁性鉱物内の交換相互

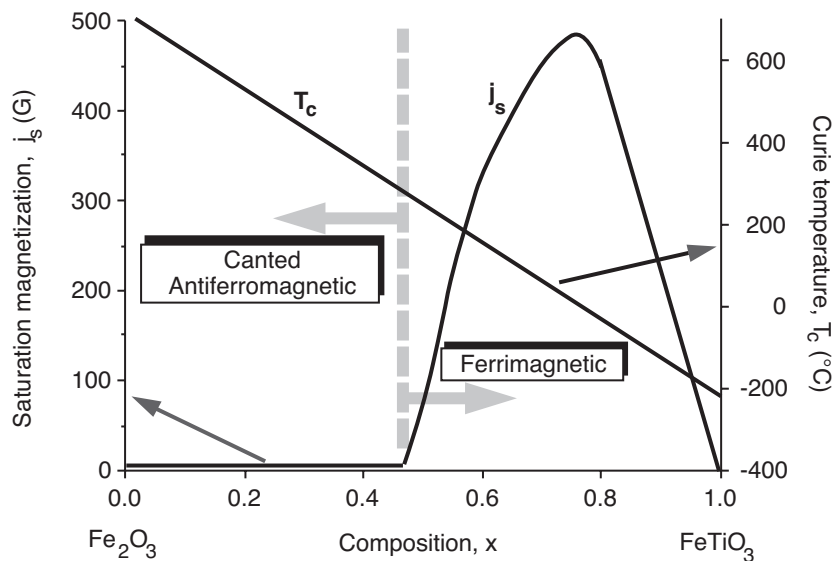


Figure 2.10 Saturation magnetization and Curie temperature for titanohematite series. Composition is indicated by parameter x ; the left axis indicates saturation magnetization (j_s); the right axis indicates Curie temperature (T_c); compositions $x < 0.45$ have canted antiferromagnetic coupling; compositions $0.45 < x < 1.0$ have ferrimagnetic coupling. Modified from Nagata (1961) and Stacey and Banerjee (1974).

作用が消失する温度)は 680°C である。

イルメナイト (FeTiO_3) となると、 Ti^{4+} の層が Fe^{2+} イオンの層と交互に重なっている。ある基底面内の Fe^{2+} イオンの磁気モーメントは $[0001]$ 方向の磁気モーメントを持つように平行に並んでいる。一つおきにある Fe^{2+} の層は反平行になるので、イルメナイトは -218°C のネール温度を持った反強磁性体である。

チタン赤鉄鉱系列のイオン置き換えはチタン磁鉄鉱とちょうど同じように、 Ti^{4+} が Fe^{3+} イオンと置き換わり、もう一つの鉄イオンが Fe^{3+} から Fe^{2+} へと価数が変化する。一般的な化学式は $\text{Fe}_{2-x}\text{Ti}_x\text{O}_3$ で、 x は赤鉄鉱の 0 からイルメナイトの 1 まで変化する。図 2.10 に示すように“キュリー”温度は組成に対して単純に直線的に変化する。しかし、飽和磁化 j_s (0K での値) は複雑に変化する。これは中間成分のチタン赤鉄鉱の陽イオンの分布で説明する。 $x > 0.8$ のチタン赤鉄鉱は Ti 成分の多いチタン磁鉄鉱と同様に室温もしくはそれ以上では常磁性であることには注意すべきである。

$0.0 < x < 0.45$ の範囲ではチタン赤鉄鉱は赤鉄鉱の傾斜反強磁性の配列を維持していて、鉄とチタンのイオンは陽イオン層に等量分布している。この組成範囲内で飽和磁化はほぼ一定で小さい ($j_s \approx 2\text{G}$)。しかしながら、 $x > 0.45$ では、鉄とチタンのイオンはもはや同様に分布しない。チタンイオンは一つおきの陽イオン層に好んで分布するようになる。チタンイオンは磁気モーメントを持たないので二つの異なる磁気モーメントを持った副格子の反平行結合が起こり、 $0.45 < x < 1.0$ のチタン赤鉄鉱はフェリ磁性となる。

中間的なチタン赤鉄鉱はもう一つ珍しい磁氣的性質を持っている。熱残留磁化の自己反転である。組成と冷却速度に依存するのだが、ある範囲の中間組成のチタン赤鉄鉱は冷却時の外部磁場と反平行に磁化することがある。現在ではこのような組成のチタン赤鉄鉱が岩石の主要な磁性鉱物であることはまれであることが知られており、自己反転の性質は一般的でないことがわかっている。しかしながら、第 9 章で取り上げるようにこの自己反転の性質は地磁気極性年代尺の発展の初期には混乱の原因となった。

初生の鉄チタン酸化物

この節では、もともとはマグマから晶出したものである鉄チタン酸化物の、粒子サイズ分布と組成について議論する。これらのもともとの相は初生鉄チタン酸化物と呼ばれる。

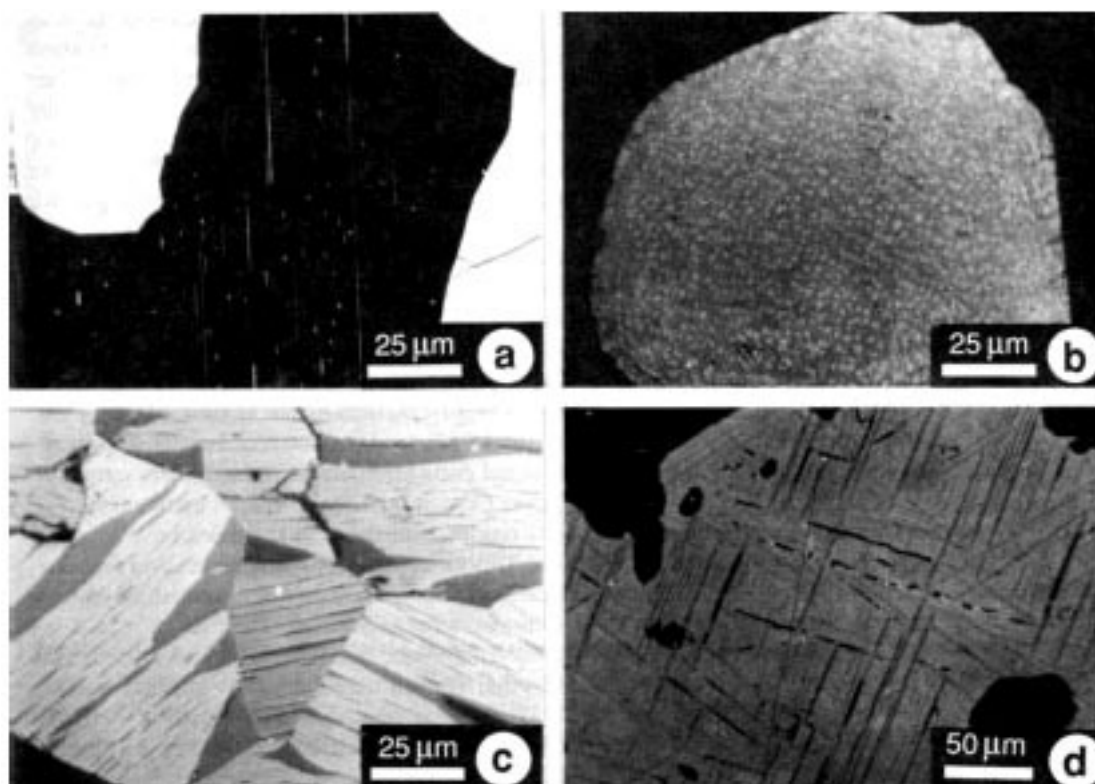


Figure 2.11 Micrographs of FeTi-oxide minerals. (a) Optical photomicrograph of exsolved rod-shaped grains of titanomagnetite (small white grains) within a plagioclase crystal. (b) Optical photomicrograph of exsolution of magnetite grains (white) within ulvspinel (gray). (c) Optical photomicrograph of Ti-rich titanohematite (dark-gray lenses) within light-gray host Fe-rich titanohematite. (d) Optical photomicrograph of ilmenite lamellae within titanomagnetite grain; note the symmetry of the ilmenite planes that are parallel to (111) planes of the host titanomagnetite. Photomicrographs kindly provided by S. Haggerty.

およそ 1300°C ではチタン磁鉄鉱もチタン赤鉄鉱も両方晶出する。これらは、火山岩の結晶分化作用の初期の段階である。冷却速度が鉄チタン酸化物の粒子サイズ分布に最も大きく影響する。素早く冷える火山岩（例えば海洋の枕状溶岩）の場合はしばしば $1\text{-}\mu\text{m}$ 以下の粒子を含んでいる。このような細粒のチタン磁鉄鉱はしばしば繊細な骨組み構造を示す。ゆっくり冷える貫入岩は普通大きな粒子を含む。時には $100\mu\text{m}$ を越える。読み進むとわかるように、細粒の磁性鉱物はもっとも良い磁気記録媒体である。これは古地磁気研究で火山岩が貫入岩より好まれる理由の一つである。

マグマ分別過程の結果、塩基性火山岩は酸性火山岩に比べて一般に初生の鉄チタン酸化物の割合が多く、その中の Ti:Fe 比も高い。玄武岩ではチタン磁鉄鉱とチタン赤鉄鉱が初生の鉄チタン鉱物である。初生の鉱物組成はチタン磁鉄鉱が $0 < x < 0.8$ の範囲にあって、チタン赤鉄鉱は $0.8 < x < 0.95$ のほとんど純粋なイルメナイトであることが多い。したがって、初生のチタン赤鉄鉱は地表の条件では常磁性である。玄武岩中の鉄チタン酸化物含有量は 5% 程度で、ほぼ同量のチタン磁鉄鉱とチタン赤鉄鉱が占めるのが典型的な例である。

酸性のマグマは塩基性のマグマより高い酸素 fugacity を持っている。酸性岩類は鉄チタン鉱物に乏しく、その中のチタン含有量も低い。初生のチタン磁鉄鉱はチタンに乏しく磁鉄鉱に近付き、チタン赤鉄鉱は赤鉄鉱成分が多くなる。チタン磁鉄鉱の方は中間的な組成のものも多いが、 $0.4 < x < 0.8$ の範囲のチタン赤鉄鉱は比較的まれである。塩基性から中性の火成岩のチタン赤鉄鉱はほとんどの場合チタンに富んでいる、酸性の火成岩ではしばしばチタンに乏しいものも産する。

マグマから直接晶出した初生の鉄チタン酸化物に加えて、チタンの少ないチタン磁鉄鉱は深成岩の斜長石や輝石からエクソリュージョンすることもしばしばある (図 2.11a)。このようなチタン磁鉄鉱は量比でい

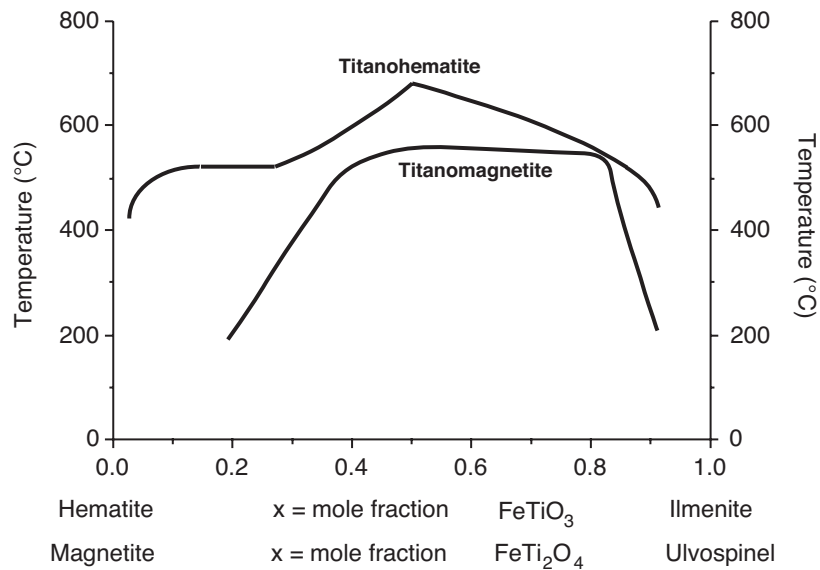


Figure 2.12 Compositional gaps for titanohematite and titanomagnetite. Compositions are indicated by parameter x for each series; solid solution is complete within each series at temperatures above the bold curves; exsolution occurs for intermediate compositions at temperatures below these curves. Adapted from Nagata (1961) and Burton (*Reviews in Mineralogy*, v. 24, in press).

ば少なくとも、粒子サイズが小さく、有効な古地磁気記録を担っていることが多い。初生の鉄チタン酸化物は最初の冷却過程で固相でのエクソリュージョンや酸化の影響を被ることがある。どちらも、鉄チタン酸化物の組成や粒子サイズに影響を及ぼし、ひいては磁氣的の性質に重大な影響を及ぼす可能性がある。

エクソリュージョン

チタン磁鉄鉱もチタン赤鉄鉱も $\sim 1300^\circ\text{C}$ で晶出する。その温度では完全に固溶する。つまり、高温ではどんな組成のものでも出来るのである。しかしながら、低温では組成のギャップが図 2.12 の曲線の下に広がっている。この曲線より低い温度では中間的な組成のものは鉄とチタンイオンの固体内拡散によってチタンに富んだ領域と乏しい領域に分かれる（エクソリュージョンを起こす）。しかし、拡散は低温では遅いので、非常に速く冷却すれば中間的な組成が残ることもある。チタン磁鉄鉱はかなり低温で ($\sim 600^\circ\text{C}$) 分離するので、エクソリュージョンは遅く、通常は非常にゆっくり冷却した深成岩でしか見られない。チタン赤鉄鉱の組成ギャップはより高い温度で始まっており、そのエクソリュージョンはより速い。

中間的な組成のチタン磁鉄鉱やチタン赤鉄鉱のエクソリュージョンは以下の二つの理由から重要である。

1. 中間組成の粒子のチタンに富んだ領域と乏しい領域の複合した粒子への変化は j_s や T_C といった組成に依存する磁氣的の性質を変化させる。
2. エクソリュージョンは実効的な粒子サイズを劇的に減少させる。

エクソリュージョンによって、大きな様な粒子はずっと小さなチタンに乏しい（鉄に富んだ）領域と、それを補うチタンに富んだ（鉄に乏しい）領域の複合した粒子となる。チタン磁鉄鉱では、エクソリュージョンはチタンに富んだ領域にとり囲まれたチタンに乏しい立方体の結晶を生ずる（図 2.11b）。その結果、複合粒子は強磁性のチタンに乏しいチタン磁鉄鉱の細かい結晶を常磁性のチタンに富んだチタン磁鉄鉱の領域がとり囲むということになる。似た状況はチタン赤鉄鉱のエクソリュージョンでも起きる。ちがいはエクソリュージョンが (0001) 面に沿って起きて、虎縞の複合粒子を生ずることである（図 2.11c）。次の章で議論するように、エクソリュージョンに伴った強磁性粒子のサイズの減少は磁氣的の性質に非常に深い影響を及ぼすこととなる。

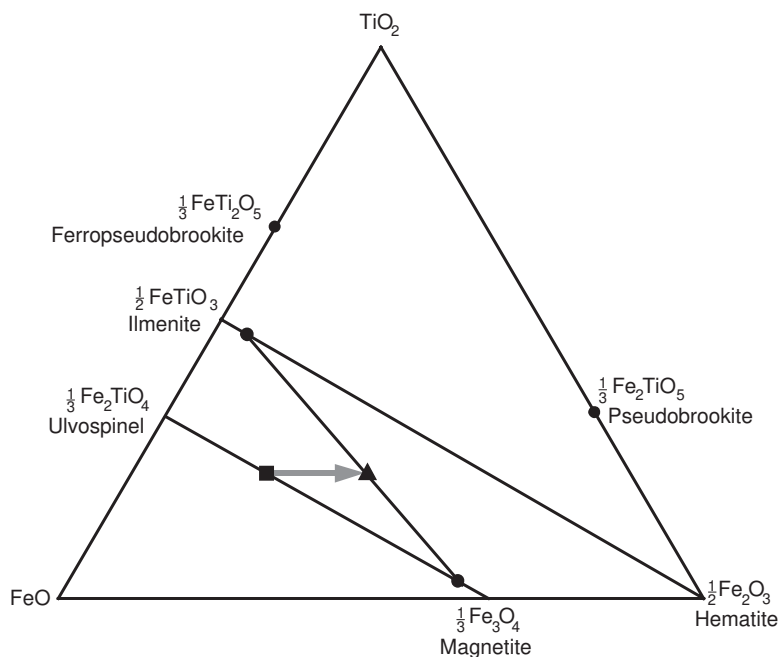


Figure 2.13 $\text{TiO}_2\text{-FeO-Fe}_2\text{O}_3$ ternary diagram. Composition of primary $x = 0.6$ titanomagnetite is shown by the square; the stippled arrow shows the change in composition during deuteritic oxidation; the circles connected by solid lines show the mineral compositions resulting from deuteritic oxidation.

高温酸化

火成岩の最初の冷却時に起こる酸化は高温酸化 (deuteritic oxidization) と呼ばれる。冷却時に初生の鉄チタン酸化物粒子はしばしば周囲の温度や酸化状態との平衡から外れる。高温酸化はよほど速く冷却するかガスが逃げないほど高圧下で冷却するか (例えば海洋底など) でない限りほとんど必ず発生する。

玄武岩の高温酸化については多くの研究が行なわれており、高温酸化の起こる典型的な条件は温度が 750°C で f_{O_2} が 10^{-5} — 10^{-6} 気圧である。高温酸化は固相で起きるが、普通はキュリー温度以上で起きる。初生のチタン磁鉄鉱もチタン赤鉄鉱も高温酸化の影響を受ける。例として良く観測される玄武岩中のチタン磁鉄鉱の高温酸化を考えてみよう。酸化による組成変化の経路は図 2.13 のようになる。初生のチタン磁鉄鉱の組成は $x = 0.6$ で、玄武岩では典型的なものである。酸化は一般に鉄チタン比が一定のまま進む。この三角ダイアグラムでは底辺に平行となる。 $\text{Fe}^{2+}:\text{Fe}^{3+}$ 比は酸化するにしたがって増加して、組成を右側へと押しやる。しかし、出来る粒子は普通は均質ではなく、もとのチタン磁鉄鉱の (111) 面に沿ったスタレ状のイルメナイトの結晶を伴っている。チタン磁鉄鉱の組成も鉄に富んだものになって純粹の磁鉄鉱に近づいている。

高温酸化によるチタン磁鉄鉱の組成の変化は磁氣的性質を変える。高いキュリー温度と大きな飽和磁化を持った鉄に富んだチタン磁鉄鉱が、中間的な組成を持った初生のチタン磁鉄鉱と置き換わるのである。それに加えて粒子が劇的に小さくなる。初めにできた粒子は常磁性のイルメナイトで区切られた沢山の小さな粒子に分割される。この粒子サイズの減少も磁氣的性質に大きな影響を与える。

高温酸化には段階がいくつかある。特定の火成岩の鉄チタン酸化物が到達する段階は、冷却速度と f_{O_2} に依存する。初生のチタンに富んだチタン赤鉄鉱も高温酸化を被る。極端な場合、ルチル (TiO_2)、赤鉄鉱 ($\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$)、シュードブルッカイト (Fe_2TiO_5) の集合の粒子となる。同様に初生のチタン磁鉄鉱も極端に高温酸化を被るとルチルと赤鉄鉱になる。高温酸化の磁氣的性質に対する重要性が良く分かる例として一枚の玄武岩溶岩の表面から中への磁氣的性質の変化をあげることが出来る。磁化強度も安定性も中にくいほど大

きくなっていることが多い。内部では高温酸化がより進んだ段階に達しているからである。

低温酸化

常温でのチタン磁鉄鉱の風化や、 $T < 200^\circ\text{C}$ での熱水変質で陽イオン欠陥スピネルが出来ることがある。分かりやすい例として磁鉄鉱の酸化で生ずるマグヘマイト ($\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$) があげられる。これは、化学的には赤鉄鉱 ($\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$) と同じであるが、スピネル構造を維持している。

低温酸化の過程の理解のために、B 副格子点の陽イオンを角括弧で示す構造式が分かりやすい。例えば、磁鉄鉱は $\text{Fe}^{3+}[\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{2+}]_4\text{O}_4$ と書いて、化学式の当量あたり一つの Fe^{3+} イオンが A 副格子点に入り、 Fe^{3+} イオン一つと Fe^{2+} イオン一つが B 副格子点に入るということを示す。マグヘマイトをこの構造式で書くと、 $\text{Fe}^{3+}[\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{2+}_{2/3}\square_{1/3}]_4\text{O}_4$ となる。これは、磁鉄鉱がマグヘマイトに酸化される際に、初めにあった Fe^{2+} イオンの $2/3$ がイオン価を Fe^{3+} に変わり、同時に B 副格子点にあった Fe^{2+} イオンの $1/3$ が取り除かれる事を示している。これはスピネル構造の Fe^{2+} の占めていた格子点に空孔 (\square) が拡散で導入されるということである。陽イオン欠陥スピネル構造という名前は、陽イオンの格子点を空孔が占めることに由来する。磁鉄鉱のフェリ磁性は B 副格子点の Fe^{2+} の結果なのだから、この陽イオンが $1/3$ なくなると飽和磁化は磁鉄鉱の 480G ($4.8 \times 10^5\text{A/m}$) からマグヘマイトの 420G ($4.2 \times 10^5\text{A/m}$) に減少する。マグヘマイトは通常は準安定で、 $300\text{--}350^\circ\text{C}$ に加熱すると非可逆的に六方晶系の $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ 構造へと変化する。

同様の低温酸化はチタン磁鉄鉱でも起こって、陽イオン欠陥型のチタン赤鉄鉱になる。チタン磁鉄鉱 (組成 $x = 0.6$) は海洋地殻の上部 5km を作っている枕状熔岩中の初生鉄チタン酸化鉱物として最も多いものである。海洋底での変質の過程で、チタン磁鉄鉱はチタノマグヘマイトに酸化され、それとともに磁化の強度が減少する。その結果海洋磁気異常が顕著に減少する。海洋底で一般的であるということは、チタノマグヘマイトが地殻中で最も多い鉄チタン酸化鉱物の一つであるということである。

近年、マグヘマイトの形成は土壤中での強磁性鉱物の増加に最も寄与していることがわかってきた。堆積性の磁鉄鉱に加えて、マグヘマイトの形成には下記の三つのプロセスがあり得る：

1. 土壌形成中の酸化還元サイクルの繰り返しによる鉄の酸化物や水酸化物からのマグヘマイト (時には磁鉄鉱) の形成；
2. 有機物の自然発火； $\sim 200^\circ\text{C}$ を越える温度は常磁性の鉄を含んだ鉱物がマグヘマイトに変化するのを助ける；
3. レピドクロサイト (γFeOOH) の脱水素反応、レピドクロサイトは一般的な鉄珪酸塩の風化鉱物である。

鉄の水酸化物と硫化物

鉄の水酸化鉱物 (正確にはオキシ水酸化鉱物) は風化した火成岩や変成岩、土壌、堆積物中に多く含まれている。最も重要な水酸化鉱物はゲーサイト (αFeOOH) である。これは、湿潤な地域の土壤中で安定な鉄水酸化鉱物であり、また、石灰岩中のパイライト (FeS_2) の変質で生ずる。ゲーサイトは斜方晶系で、ネール点 120°C の反強磁性体であるが、天然に産するゲーサイトは弱い強磁性を示すことが多い。自然界でのゲーサイトの脱水素反応 (または実験室での $300\text{--}400^\circ\text{C}$ の加熱) によって赤鉄鉱が生ずる。この反応は赤色堆積物生成の重要なプロセスである。レピドクロサイト (γFeOOH) は立方格子の水酸化物で常温では常磁性である (ネール点 -196°C)。レピドクロサイトはしばしば脱水素反応でゲーサイトやマグヘマイトに変化する。

鉄硫化物の生成は海洋堆積物の古地磁気記録を考える上では極めて重要である。この点については第 8 章で詳しく議論することとして、ここでは、硫化鉱物の基本的な磁気的性質についてふれるにとどめよう。硫化鉱物は自然界では黄鉄鉱 (FeS_2) からトロイライト (FeS) の範囲で生ずる。ただし、後者は隕

石以外ではまれである。鉄硫化鉱物の一般式は組成変数 x を用いて FeS_{1+x} ($0 \leq x \leq 1$) と書ける。磁硫鉄鉱はフェリ磁性の鉄硫化鉱物で、組成は Fe_7S_8 から Fe_9S_{10} ($0.11 \leq x \leq 0.14$)、単斜構造を持っている。鉄イオンは反平行に結合した二つの副格子に納まるが、それぞれの鉄イオン数は等しくない。それで、磁硫鉄鉱はフェリ磁性である。キュリー温度は 320°C 。飽和磁化は 130G ($1.3 \times 10^5 \text{A/m}$) に達することがある。磁硫鉄鉱は有機物の多い堆積環境での海洋堆積物の続成過程で生じたものが多いが、貫入岩の接触変成でも生ずることがある。

推薦図書

- S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, Wiley, New York, 554pp., 1964.
An excellent introduction to physics of magnetism.
- D. H. Lindsley, The crystal chemistry and structure of oxide minerals as exemplified by the Fe-Ti oxides, in: *Oxide Minerals*, ed: D. Rumble, III, Mineralogical Society of America, Washington, D.C., 1976a, pp.L1–L60.
- D. H. Lindsley, Experimental studies of oxide minerals, in: *Oxide Minerals*, ed: D. Rumble, III, Mineralogical Society of America, Washington, D.C., 1976b, pp.L61–L88.
These two articles present in-depth discussion of mineralogy of Fe–Ti oxides and experimental data pertaining to exsolution.
- S. E. Haggerty, Oxidation of opaque minerals in basalts, in: *Oxide Minerals*, ed: D. Rumble, III, Mineralogical Society of America, Washington, D.C., 1976a, pp.Hg1–Hg100.
- S. E. Haggerty, Opaque mineral oxides in terrestrial igneous rocks, in: *Oxide Minerals*, ed: D. Rumble, III, Mineralogical Society of America, Washington, D.C., 1976b, pp.Hg101–Hg300.
These two articles present detailed observations of deuteric oxidation; they include many insightful polished section photomicrographs.
- T. Nagata, *Rock Magnetism*, Maruzen Ltd., Tokyo, 350pp., 1961.
Chapters 1–3 provide a thorough (although sometimes outdated) introduction to magnetic properties of ferromagnetic minerals.
- F. D. Stacey and S. K. Banerjee, *The Physical Principles of Rock Magnetism*, Elsevier, Amsterdam, 195pp., 1974.
Chapters 1 and 2 concern magnetic properties of solids and magnetic minerals.
- R. Thompson and F. Oldfield, *Environmental Magnetism*, Allen and Unwin, London, 227pp., 1986.
Chapters 2 through 4 discuss magnetic properties of solids and magnetic minerals.

第3章

自然残留磁気の起源

この本の章のなかで、この章は「The Big Enchilada」である。この章をやらずに済ますわけには行かない。自然残留磁気の獲得に至る物理的プロセスがここに示してある。古地磁気の最も基本的で最も魅惑的な点は、おそらく、岩石の生成時の地球磁場が記録されて、地質学的時間を超えて維持されるプロセスに関することであろう。我々は、古地磁気学のこの面から、“魔法”を取り除いていきたい。しかし、そのプロセスが確かに働くという、自然への驚きを取り除かないようにしたい。自然残留磁気のそれぞれのタイプの物理的原理の基本のみをここでは取り上げる。岩石磁気の特別なトピックは第8章でもう少し細かい点についてまで取り上げる。

新しい概念が沢山出てきて、進展を追いかけるのに多少努力が必要である。この章を何度も読まないで、沢山の新しい概念がどう言う関係になっているのかわからないであろう。しかし、ここでの努力は必ず報われて、先の章で、総括的な概念が出てくるときにずっと分かりやすくなっているだろう。我々は、微粒子の強磁性の理論を示すことから始めたい。これは、すべての岩石磁気学の発展の裏付けとなっているのである。

微粒子の強磁性

岩石というのは、微粒子の強磁性鉱物の集合が、常磁性や反磁性の鉱物のマトリックスのなかに分散しているものである。我々は強磁性粒子個々の磁性に興味がある一方で、岩石の磁化、即ち、強磁性粒子の集合とマトリックスのことも考えないといけない。個々の強磁性粒子の磁氣的パラメータと岩石試料全体の磁氣的パラメータを区別しておくことは有用である。ここでは、個々の強磁性粒子の磁氣的パラメータを小文字で、岩石試料全体の磁氣的パラメータを大文字で書くこととする。例えば、個々の強磁性粒子の磁化を j 、試料全体の磁化を J というふうにする。

磁区

まず始めは、磁区の概念の紹介と観察についてである。一様な磁化をもった、球形の強磁性鉱物の粒子を考える (3.1 図 a)。原子の磁気モーメントは一對の磁極と考えることもできる (1.1 図 a の様に)。磁極は粒子の内部では隣どうし打ち消し合って、粒子の表面に分布する磁極を作る。球形の粒子であれば、半球面上に正の磁極が、反対側には負の磁極が分布する。隣どうしの磁極の間には反発力が生じるので、この磁極分布にはエネルギーが蓄えられていることとなる。これが、静磁エネルギー、 e_m である。

我々はすぐに一様に磁化した粒子の静磁エネルギーを決定する式を導く。ここで必要なことは、一様な磁化 j をもった粒子では、 e_m は j^2 に比例することである。一様磁化した強磁性粒子では $j = j_s$ となって、静磁エネルギーは j_s の高い物質では大変大きくなる。

磁区の形成は、図 3.1b に示すように、逆符号の磁化を隣り合うようにして、磁極で覆われる表面の割合

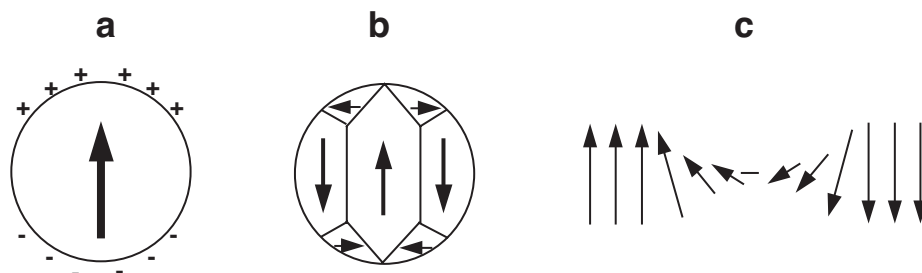


Figure 3.1 (a) Uniformly magnetized sphere of ferromagnetic material. The direction of saturation magnetization j_s is shown by the arrow; surface magnetic charges are shown by plus and minus signs. (b) Sphere of ferromagnetic material subdivided into magnetic domains. Arrows show the directions of j_s within individual magnetic domains; planes separating adjacent magnetic domains are domain walls. (c) Rotation of atomic magnetic moments within a domain wall. Arrows indicate the atomic magnetic moments which spiral in direction inside the domain wall.

を減らすことによって、静磁エネルギーを減少させる。個々に見ればどの磁区も磁化は j_s である。しかし、粒子全体としては $j \ll j_s$ の磁化しか持たない。半径 $d > 10\mu\text{m}$ の磁鉄鉱粒子は何十といった磁区を含んでいて、多磁区 (MD: multidomain) 粒子といわれる。磁区を隔てる領域が磁壁である (図 3.1c)。隣どうしの原子間の交換エネルギーのために原子の磁気モーメントは磁壁のなかで、少しずつ螺旋状にずれて行く。そして、磁壁は有限のエネルギーと有限の厚さ (磁鉄鉱ではおよそ 1000\AA) をもつことになる。

単磁区粒子

粒子サイズが減少すると、磁区の数も減少する。実際、粒子が大変小さくなると静磁エネルギーの減少が、磁区を二つにするための磁壁を作るエネルギーを上回る。この粒子サイズ以下では、粒子を磁区に分割することはエネルギー的に得ではなくなる。その代わりに、粒子はたった一つの磁区をもつこととなる。このような粒子は単磁区 (SD: single-domain) 粒子と呼ばれて、多磁区粒子とは性質が劇的に変化する。

単磁区粒子に代わる粒子半径は単磁区閾半径 (Single-domain threshold size: d_0) である。この大きさはさまざまな要因に依存するが、粒子の形や飽和磁化 j_s にも依る。 j_s の小さな強磁性鉱物は、磁区を生じようとする傾向が小さい。静磁エネルギーが小さいからである。したがって、赤鉄鉱 (j_s は 2G) は粒子半径 (d_0) = $15\mu\text{m}$ まで単磁区である。だから、岩石中にある赤鉄鉱の大部分は単磁区である。しかし、磁鉄鉱はずっと大きな j_s を持っていて、細粒の磁鉄鉱のみが単磁区である。理論的な d_0 の値は、直方体の磁鉄鉱粒子の場合を図 3.2 に示した。

立方体の磁鉄鉱粒子が単磁区であるには $d < 0.1\mu\text{m}$ でなければならない。しかし、細長ければ、長さ $1\mu\text{m}$ 位まで単磁区であることができる。第2章の磁性鉱物学の議論において、細粒の磁鉄鉱の例があった。だから、我々は、細粒の磁鉄鉱が確かに存在していることを知っているし、結晶が細長くなるのはごく普通のことだとも知っている。火成岩やそれが砕けてできた堆積物は普通は単磁区粒子サイズ領域の磁鉄鉱粒子をいくらかは含んでいるものである。

相互作用のエネルギー

それぞれの強磁性粒子の磁化 j と、それにかかっている磁場 H の間には相互作用のエネルギー e_H が生じる。このエネルギーは本質的には磁場と原子の磁気モーメントとの相互作用 (式 1.4) を強磁性鉱物の体積について積分したものである。

この相互作用のエネルギーは、強磁性粒子の磁化が外部からかかっている磁場にどのように影響を受けたかを記述している。(細かく見れば、外部磁場から磁化 j が受けるトルクと、 j の回転に抵抗する内部エネ

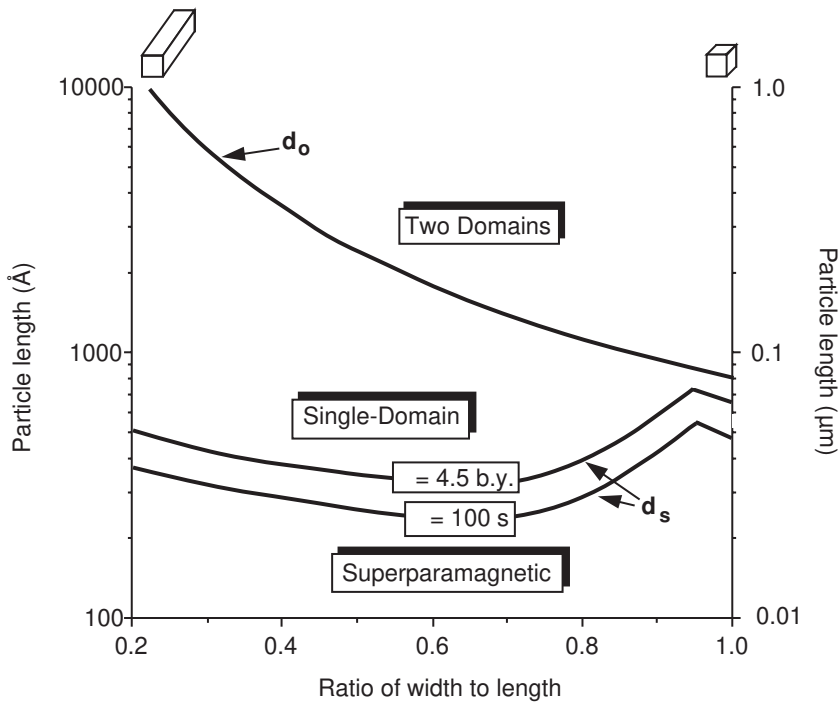


Figure 3.2 Size and shape ranges of single-domain, superparamagnetic, and two-domain configurations for parallelepipeds of magnetite at 290°K. Particle lengths are indicated in angstroms (Å) on the left ordinate and in microns (μm) on the right ordinate; shape is indicated by the ratio of width to length; cubic grains are at the right-hand side of diagram; progressively elongate grains are toward the left; the curve labeled d_0 separates the single-domain size and shape field from the size and shape distribution of grains that contain two domains; curves labeled d_s are size and shape distribution of grains that have $\tau = 4.5$ b.y. and $\tau = 100$ s; grains with sizes below d_s curves are superparamagnetic. Redrawn after Butler and Banerjee (*J. Geophys. Res.*, v. 80, 4049±4058, 1975).

ルギーのバランスを考えなければならない。しかし、単純に考えてもここでの目的には問題はない。) 相互作用のエネルギー e_H は

$$e_H = \frac{-j \cdot H}{2} \tag{3.1}$$

で与えられる。これはエネルギー密度 (単位体積あたりのエネルギー) で、単磁区粒子にも多磁区粒子にも適用できる。

単磁区粒子は一樣な磁化 $j = j_s$ を持っている。だから、磁場がかかったからといって磁化の大きさが変わったりはしないが、 j_s がかった磁場の方向に回ることはできそうである。しかし、 j_s はそう簡単には回転しない。この回転をおしとどめる力は異方性と呼ばれ、それぞれの単磁区粒子の j_s をエネルギー的に得な方位に向かせる。主要な異方性には形状異方性と結晶異方性がある。

反磁場

上で議論したように、表面磁極は強磁性物質内部の磁化から生じて粒子表面に向かう。球形の単磁区粒子では、磁極は図 3.3a の様に分布する。この粒子が作る磁場はこの磁極の分布から決定することができる。一樣に磁化した球では、結果は外部磁場は双極子磁場となる (式 (1.12)–(1.15))。しかし、磁極の分布は強磁性粒子内部にも磁場を作り出す。この内部磁場は図 3.3b に示した様になっていて、反磁場と呼ばれる。名前の由来は粒子の磁化と反対方向を向いているからである。

一樣に磁化した楕円体の場合は、反磁場 H_D は

$$H_D = -N_D j \tag{3.2}$$

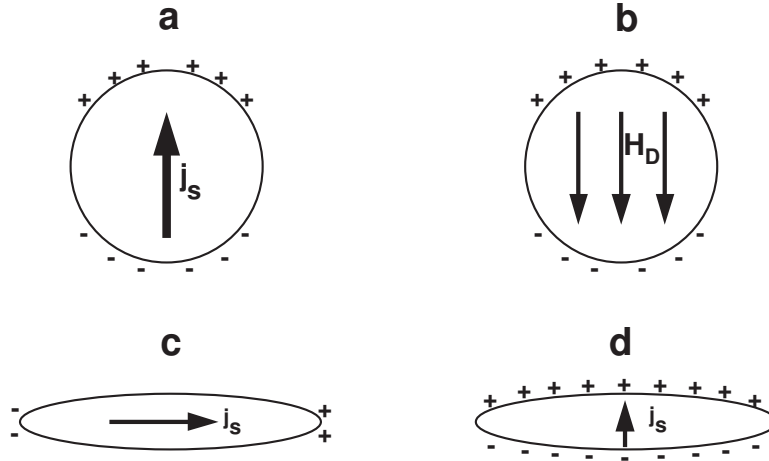


Figure 3.3 (a) Surface magnetic charge distribution resulting from uniform magnetization of a spherical ferromagnetic grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization \mathbf{j}_s ; plus and minus signs indicate surface magnetic charges. (b) Internal demagnetizing field, \mathbf{H}_D , resulting from the surface magnetic charge of a uniformly magnetized sphere. \mathbf{H}_D is uniform within the grain. (c) Surface magnetic charge produced by magnetization of an SD grain along the long axis of the grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization \mathbf{j}_s ; plus and minus signs indicate surface magnetic charges; note that magnetic charges are restricted to the ends of the grain. (d) Surface magnetic charge produced by magnetization of an SD grain perpendicular to the long axis of the grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization \mathbf{j}_s ; plus and minus signs indicate surface magnetic charges; note that magnetic charges appear over the entire upper and lower surfaces of the grain.

で与えられる。ここで、 j は粒子の磁化、 N_D は反磁場係数である。反磁場係数とは、磁化と反磁場の強さの間の係数である。ある方向の反磁場係数は、その方向に粒子が磁化したときに、磁極に覆われる粒子表面の割合に比例する。もし、強磁性粒子内部に直交座標をたてれば、三つの直交する方向の反磁場係数の和は 4π にならなければならない。

$$N_{D_x} + N_{D_y} + N_{D_z} = 4\pi \quad (3.3)$$

ここで、 N_{D_x} は x 方向の反磁場係数、他も同様である。

球形の単磁区粒子を考えて見よう。磁化がどの方向を向こうが、同じ割合の粒子表面が磁極で覆われる。これは、

$$N_{D_x} = N_{D_y} = N_{D_z} = \frac{4\pi}{3} \quad (3.4)$$

ということである。だから、球形の単磁区粒子の反磁場は、以下ようになる。

$$\mathbf{H}_D = -\frac{4\pi}{3}\mathbf{j} = -\frac{4\pi}{3}\mathbf{j}_s \quad (3.5)$$

この結果から、静磁エネルギーをどのように計算するかを示すことができる。一様に磁化した楕円体粒子では静磁エネルギーは粒子内の反磁場と磁化の相互作用のエネルギーである：

$$e_m = -\frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{H}}{2} = -\frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{H}_D}{2} = -\frac{(\mathbf{j}_s) \cdot (-N_D \mathbf{j}_s)}{2} = \frac{N_D j_s^2}{2} \quad (3.6)$$

この式をみると単磁区粒子が、特に j_s が大きいときには、高い静磁エネルギーを持つ理由がはっきりする。

形状異方性

反磁場と静磁エネルギーから形状異方性も導入することができる。形状異方性の起源は図 3.3c と 3.3d に図解した。細長い粒子は長さ方向に磁化すれば (図 3.3c)、それと直交する方向に磁化した (図 3.3d) よ

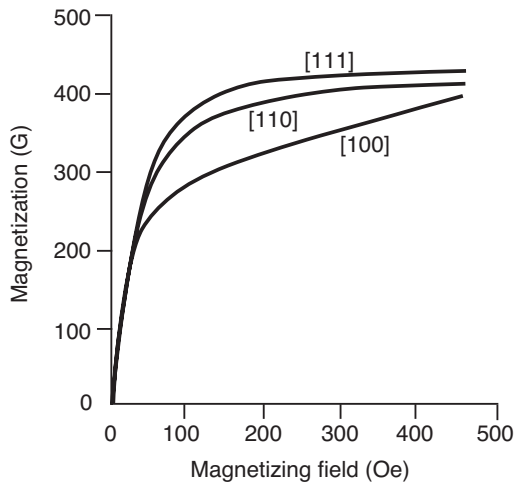


Figure 3.4 Magnetization of a single crystal of magnetite as a function of the magnetizing field. Magnetization curves are labeled indicating the crystallographic direction of the magnetizing field; [111] is the magnetocrystalline easy direction; [100] is the magnetocrystalline hard direction. Redrawn after Nagata (*Rock Magnetism*, Maruzen Ltd., Tokyo, 350 pp, 1961).

り、ずっと小さな静磁エネルギーを持つことになる。これは、磁極に覆われる表面の割合が、 j_s が粒子の長手方向を向いたときに小さくなるからである (図 3.3c)。一方、長軸に垂直に磁化すると、ずっと広い表面磁極の分布が生じる (図 3.3d)。それで、長軸方向の反磁場係数 N_{Dl} はそれと垂直な方向の反磁場係数 N_{Dp} よりも小さい。

長軸方向とそれと垂直な方向の磁化の静磁エネルギーの違いを決めるのには式 (3.6) を使うことができる。この、静磁エネルギーの差は

$$\Delta e_m = \frac{(N_{Dp} - N_{Dl}) j_s^2}{2} = \frac{\Delta N_D j_s^2}{2} \tag{3.7}$$

となる。ここで、 ΔN_D は長短軸間の反磁場係数の違いである。この静磁エネルギーの差は直交方向を通じて、 j_s が回転するときのエネルギー障壁を表わしている。

外部磁場によって j_s にエネルギー障壁を乗り越えさせるには、相互作用のエネルギー e_H がエネルギー障壁 Δe_m を超えることが必要である。式 (3.1) と式 (3.7) を用いると、必要な相互作用のエネルギーは

$$e_H = \frac{j_s H}{2} > \Delta e_m = \frac{\Delta N_D j_s^2}{2} \tag{3.8}$$

となって、必要な磁場は以下ようになる。

$$h_c = \Delta N_D j_s \tag{3.9}$$

それぞれの単磁区粒子の j_s にエネルギー障壁を乗り越えさせるのに必要な磁場 h_c は微視的抗磁力と呼ばれている。この微視的抗磁力は単磁区粒子の j_s の回転に対するエネルギー障壁を示す数値で、これから残留磁化の獲得のモデルに頻繁に用いる。細長い磁鉄鉱粒子では、微視的抗磁力はほとんど形状異方性に依っている。形状異方の最大値は針状粒子の時に得られて、式 (3.9) の ΔN_D は 2π である。 $j_s = 480\text{G}$ を用いると、単磁区粒子の室温での最大の抗磁力はおよそ 3000Oe (300 mT) となる。

結晶磁気異方性

等方的単磁区粒子 (形状異方性なし) や j_s の低い強磁性物質の単磁区粒子では、結晶磁気異方性が微視的抗磁力を担っている。磁化の結晶磁気容易軸は結晶磁気エネルギーが最小になるような結晶学的な方向である。単結晶磁鉄鉱の異なった結晶方位に沿っての磁化の例が図 3.4 に示してある。磁化は結晶磁気容易軸 [111] 方向には他の方向より簡単に着く。結晶磁気異方性は交換エネルギーが磁化の結晶方位に依存することに起因する。

結晶磁気異方性を理解するには、一軸性の結晶磁気エネルギー e_a を持った物質を考えると簡単である。そのような物質は結晶磁気エネルギー最小の軸を一つ持っていて、 e_a は

$$e_a = K \sin^2 \theta \quad (3.10)$$

となる。ここで、 K は結晶磁気係数、 θ は j_s と結晶磁気容易軸のなす角である。 $\theta = 90^\circ$, $e_a = K$ の結晶磁気困難軸を通して j_s が回転するにはエネルギー障壁がある。 j_s にこの壁を越えさせるには $e_H > K$ が必要である。これから、それぞれの単磁区粒子の微視的抗磁力は

$$h_c = \frac{2K}{j_s} \quad (3.11)$$

である。赤鉄鉱は K が大きく、 j_s が小さいので、結晶磁気異方性が微視的抗磁力の主要な原因である。赤鉄鉱の単磁区粒子では h_c が 10^4 Oe (1T) を超えることもある。

単磁区粒子のヒステリシス

常磁性の媒体と体積比で 5% の磁鉄鉱の粒子からなる合成試料を考えよう。磁鉄鉱粒子はすべて細長い単磁区粒子で、長軸の方向はランダムに分布しているものとしよう。このような試料のヒステリシスのパラメータの(室温での)典型的な例が図 3.5a にある。

それぞれの強磁性粒子の磁化 j_n はベクトルとして足されて、試料全体の磁化となる。

$$J = \frac{\sum_n v_n j_n}{\text{試料体積}} \quad (3.12)$$

v_n は個々の強磁性粒子の体積で、 $v_n j_n$ はそれぞれの単磁区粒子の磁気モーメントである。ヒステリシス実験で測られるのは、この、全体の磁化である。もし、試料がそれ以前に磁場にさらされていないとすると、 $J = 0$ である。単磁区粒子の磁化 ($= j_s$) はランダムな方向を向いているからである。

初めて磁化するとき(任意の方向に)磁場をかけると、全体の磁化は磁場に平行に、図の 0-1-2 に沿って磁化を獲得する。磁場がかかっていくに連れて、それぞれの単磁区粒子の j_s は、相互作用のエネルギー e_H によって、磁場の方向に回転し始める。ヒステリシスループの点 1 の時の j_s の方向は模式的な様子が図 3.5b にある。

かかっている磁場が増えて行って十分強くなると、粒子は全部磁場の方向にそろった j_s を持つことになる(図 3.5c)。この点は図 3.5a の点 2 で、試料は飽和磁化の J_s に達している。静磁エネルギーの障壁を乗り越えて試料を飽和磁化にするのに必要な磁場は式 (3.7) で与えられる。細長い単磁区の磁鉄鉱の場合、この飽和磁場はおよそ 3000 Oe (300 mT) である。

この、体積で 5% の磁鉄鉱を含んだ試料の場合、飽和磁化は (3.12) 式で計算できる。

$$\begin{aligned} J_s &= \frac{\sum_n j_s v_n}{\text{試料体積}} = \frac{j_s \sum_n v_n}{\text{試料体積}} \\ &= j_s \frac{\text{磁鉄鉱の全体積}}{\text{試料体積}} \\ &= j_s (\text{磁鉄鉱の体積比}) = (480 \text{ G})(0.05) \\ &= 24 \text{ G} (2.4 \times 10^4 \text{ A/m}) \end{aligned}$$

上のように、試料の飽和磁化は強磁性鉱物の濃度に比例する。

磁場を減らしていくと、磁化 J は 2-3 の道筋に沿って、減少する。磁場が減っていく間は、それぞれの単磁区粒子の j_s は一番近い長軸方向に向く。そちらが、静磁エネルギーを最小にする方向だからである。磁場がなくなると、残留磁化 J_r が残る。点 3 での単磁区粒子の j_s の模式図が図 3.5d である。 j_s の成分をランダムな長軸方向として積分すると、 $J_r = J_s/2$ となる。 J_r/J_s という比は、残留磁化の効率を示す数

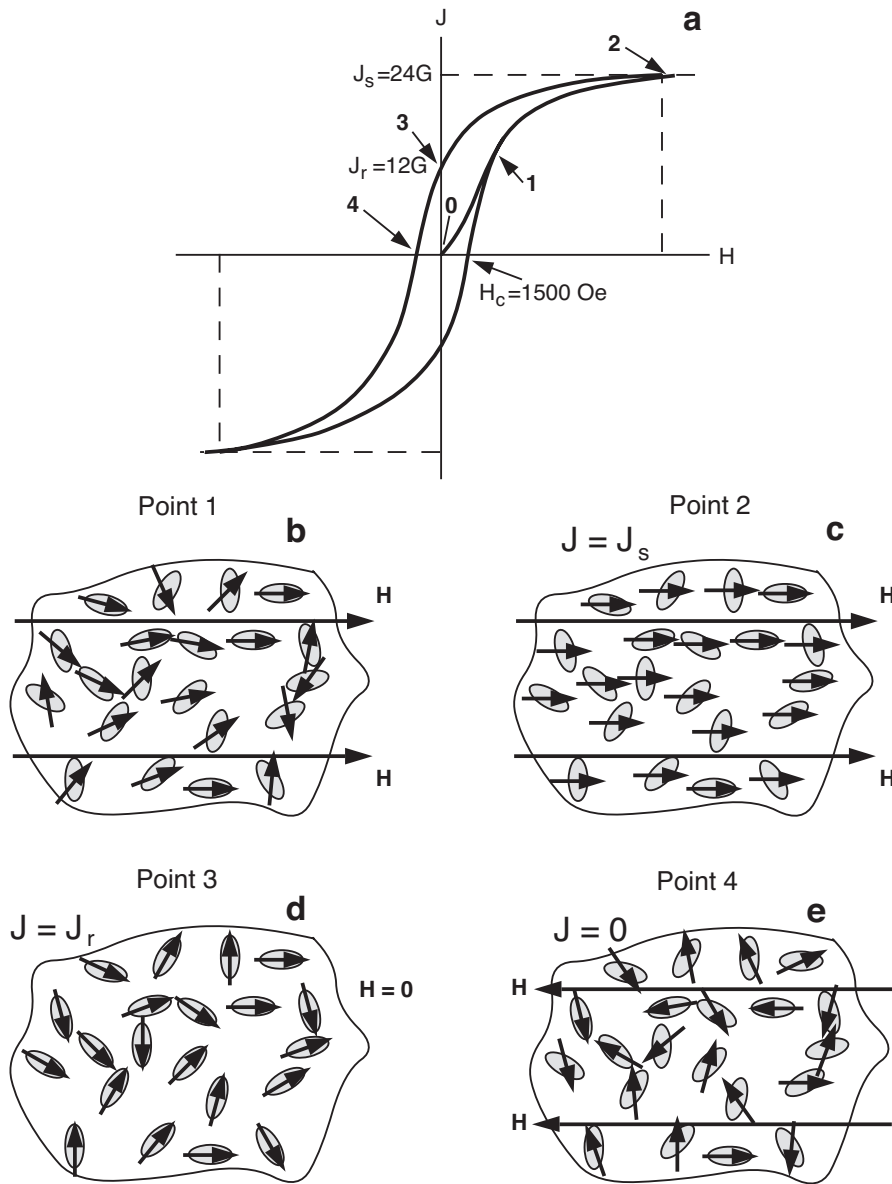


Figure 3.5 (a) Hysteresis loop for synthetic sample containing 5% by volume of dispersed elongate SD magnetite particles. The saturation magnetization of the sample is J_s ; the remanent magnetization of the sample is J_r ; the bulk coercive force is H_c ; the points labeled are referred to in text and illustrated below. (b) Magnetization directions within SD grains at point 1 on hysteresis loop. Stippled ovals are schematic representations of elongate SD magnetite grains; arrows indicate direction of j_s for each SD grain; H is the magnetizing field; note that j_s of each grain is rotating toward H . (c) Magnetization directions within SD grains at point 2 on hysteresis loop. Sample is at saturation magnetization J_s ; note that j_s of every grain is aligned with H . (d) Magnetization directions within SD grains at point 3 on hysteresis loop. The magnetizing field has been removed; sample magnetization is remanent magnetization J_r ; note that j_s of each grain has rotated back to the long axis closest to the saturating magnetic field, which was directed toward the right. (e) Magnetization directions within SD grains at point 4 on hysteresis loop. The sample has magnetization $J = 0$; note that j_s of every grain has been slightly rotated toward the magnetizing field H (now directed toward the left).

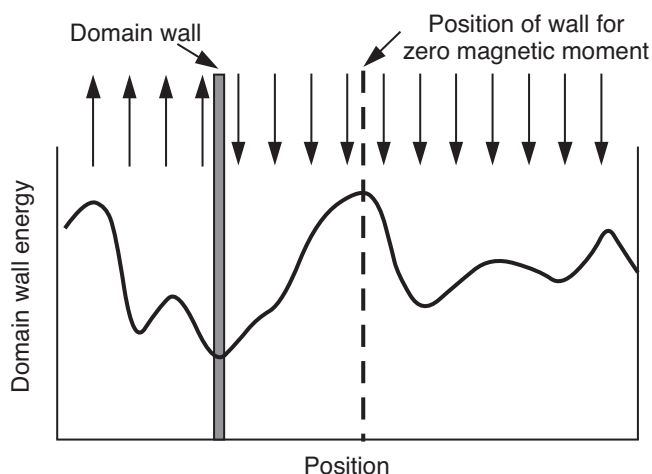


Figure 3.6 Domain wall energy versus position. The solid curve schematically represents domain wall energy; arrows show the direction of j_s within the domains; the domain wall is shown by the stippled region; the position of the domain wall that yields net $J = 0$ is shown by the dashed line. Redrawn after Stacey and Banerjee (1974).

値としてしばしば用いられて、形状異方性が卓越した、細長い単磁区粒子の集合では、0.5 となる。同様に、一軸性の結晶磁気異方性の卓越した単磁区粒子の磁化容易軸がランダムな集合でも、 $J_r/J_s = 0.5$ である。

J を 0 に戻すには、逆向きの磁場をかけなければならない。 J は 3-4 の道筋に沿って減少する。 J を 0 にするのに必要な磁場を抗磁力、 H_c と呼ぶ。図 3.5e に点 4 での単磁区粒子の j_s の方位を示す。相互作用のエネルギーと静磁エネルギーの効果ランダムな方向に長軸が分布した、細長い粒子について積分すると、 $H_c = h_c/2$ となる。 h_c はそれぞれの単磁区粒子の微視的抗磁力である (式 (3.9))。細長い単磁区の磁鉄鉱を含んだ試料の場合では、 H_c はおよそ 1500Oe (150mT) である。同様に、結晶磁気異方性が卓越した単磁区粒子の集合でも、 $H_c = h_c/2$ で、 h_c は式 (3.11) で与えられる。赤鉄鉱の粒子の集合では、 H_c は 5000 Oe (500mT) にも達することがある。

H_c が磁性鉱物の濃度には依存しないことに注意してほしい。その理由は、 h_c が個々の単磁区粒子内のエネルギーバランスにのみ依存していて、 H_c は h_c にのみ依存しているからである。粒子の濃度は関係していない。図 3.5a のヒステリシスループは逆方向に試料が飽和して、また、順方向に飽和すると、一周する (図 3.5a)。この例によって、単磁区の強磁性粒子の集合が、いかに効率良く残留磁化を獲得するか、また、いかに消磁されにくいかがわかる。この二つは古地磁気学にとってまさしく望ましい性質である。

チタン磁鉄鉱が主要な強磁性鉱物であるような岩石試料には H_c や J_r/J_s が上の試料程度の値をとるのがほとんど無い。岩石は多磁区粒子や擬単磁区粒子 (後に説明する) を結構な割合で含んでいるものであるし、これらの大きな粒子は h_c も J_r/J_s も小さいものである。

多磁区粒子のヒステリシス

多磁区粒子に磁場をかけると、磁場に平行な磁化をもった磁区が成長する。もし、かけた磁場が十分強ければ、磁壁はなくなって、磁化は飽和に達する ($j = j_s$)。磁場を取り除くと、磁区が再生して、始めの位置に戻っていく。しかし、格子の欠陥や内部歪のために、磁壁のエネルギーは位置の関数になっている (図 3.6)。磁壁は始めの位置に戻らずに、その近くの他の極小値に落ち着いてしまって、小さな残留磁化が生じる。しかし、磁壁を磁気モーメントゼロの位置に戻すのにほんの小さな磁場しか必要としないので、多磁区粒子の抗磁力はあまり大きくない。それに加えて、多磁区粒子の磁化は、しばしば、時間と共に減少する (磁壁は簡単にエネルギー障壁を乗り越えられる)。それで、多磁区粒子は単磁区粒子に比べて、古地磁気の記録媒体としてはずっと効果的ではない。

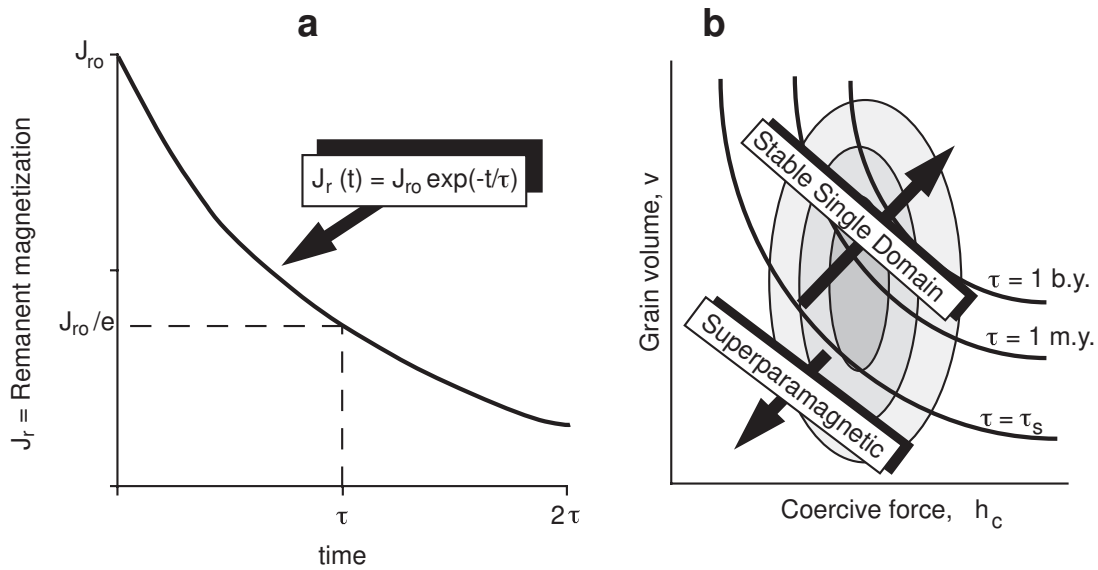


Figure 3.7 (a) Magnetic relaxation in an assemblage of SD ferromagnetic grains. Initial magnetization J_{r0} decays to J_{r0}/e in time τ . (b) Relaxation times of SD grains on diagram plotting SD grain volume, v , against SD grain microscopic coercive force, h_c . Lines of equal τ are lines of equal product vh_c ; grains with short τ plot toward the lower left; grains with long τ plot toward the upper right; superparamagnetic grains with $\tau < \tau_s$ plot to the lower left of $\tau = \tau_s$ line; stable SD grains with $\tau > \tau_s$ plot to upper right of $\tau = \tau_s$ line; the schematic contoured plot of population of SD grains is shown by the stippled regions.

擬単磁区粒子

大きな単磁区粒子と小さな多磁区粒子の間に明確な境界があるわけではない。むしろ、その間に、中間的な J_r/J_s と h_c を示す粒子サイズの領域がある。このような粒子は擬単磁区 (pseudo-single-domain: PSD) 粒子と呼ばれて、磁鉄鉱やチタン磁鉄鉱を含んだ岩石の磁化を理解する上では重要な役割をはたしている。磁鉄鉱の擬単磁区粒子サイズの範囲はだいたい $1-10 \mu\text{m}$ である。この範囲の大きさの粒子は磁区の数が少なく、かなりの残留磁化を持っている。火山岩や堆積岩には、擬単磁区粒子の範囲に粒子分布のピークがあって、真の単磁区粒子の割合の少ないものも多い。擬単磁区粒子は後の自然残留磁化の議論において登場するであろう。

磁気緩和とスーパー常磁性

今までの議論では、単磁区粒子の j_s を回す磁場の効果を考えてきた。熱擾乱でも j_s はエネルギー障壁を越えて回転する。磁気緩和 (Magnetic relaxation)、即ち単磁区粒子の集合の残留磁化が時間と共に減少すること、は最も直接的な熱擾乱の効果である。この緩和は図 3.7a のようになる。

磁場を取り除いた後の残留磁化 $J_r(t)$ は指数関数的に減少する。

$$J_r(t) = J_{r0} \exp(-t/\tau) \tag{3.13}$$

ここで、 J_{r0} = 初めの残留磁化

t = 時間 (秒)

τ = 特性緩和時間 ($J_r(\tau) = \frac{J_{r0}}{e}$ となるような時間 : 秒)

磁気緩和はネールによって研究された。彼は、特性緩和時間は

$$\tau = \frac{1}{C} \exp\left(\frac{vh_c j_s}{2kT}\right) \quad (3.14)$$

ここで、 $C =$ 周波数ファクタ $\sim 10^8 s^{-1}$

$v =$ 単磁区粒子の体積

$h_c =$ 単磁区粒子の微視的抗磁力

$j_s =$ 含まれている強磁性鉱物の飽和磁化

$kT =$ 熱エネルギー

で与えられることを示した。

(3.14) 式では、 $vj_s h_c$ の積が j_s を回転させる障壁エネルギーでプロッキングエネルギーと呼ばれる。しかし、熱エネルギー (kT) が j_s の振動を引き起こす。それで、緩和時間はプロッキングエネルギーと熱エネルギーの比によって決まる。

緩和時間は何桁も変わる。短い緩和時間を持った単磁区粒子はスーパー常磁性と呼ばれる。スーパー常磁性粒子は強い磁化を持った強磁性粒子である。しかし、この粒子の集合の磁化は不安定で、磁場を取り除くとすぐに減衰してしまう(常磁性物質の磁化がすぐに減衰する様に)。

式 (3.14) から、ある物質の単磁区粒子が、一定の温度では、緩和時間は粒子の体積 v と微視的抗磁力 h_c に依存することは明かである。そこで、粒子の分布を、図 3.7b の様に、体積-抗磁力グラフにプロットすると便利である。 (vh_c) の積が小さな粒子は図の左下にプロットされて、短い緩和時間を持つ。 (vh_c) の積が大きな粒子は図の右上にプロットされて、長い緩和時間を持つ。等緩和時間線は $v - h_c$ 空間では (vh_c) の積の等しい双曲線になる。この図はいくつかのタイプの自然残留磁化の形成や、熱消磁を理解する上で有用である。

定義によれば、スーパー常磁性粒子はすぐに緩和してしまう粒子である。実験的に便利な臨界緩和時間、 τ_s 、は 100 秒程度にとればよいであろう。 $\tau < \tau_s$ になるような粒子の形と大きさを決めることはできる。このような粒子サイズはスーパー常磁性閾値 (d_s) と呼ばれる。20°C (= 293K) において、赤鉄鉱や等方的な粒子の磁鉄鉱の場合は d_s は $0.05\mu\text{m}$ 程度である。図 3.2 は $\tau = 100\text{s}$ となる単磁区の磁鉄鉱粒子 (h_c が形状異方性によって異なる) の大きさや形を示している。例えば、幅:長さ比が 0.2 で長さが $0.4\mu\text{m}$ の磁鉄鉱粒子は $\tau = 100\text{s}$ であるから ($\tau_s = 100\text{s}$ とした定義にしたがって) スーパー常磁性閾値上にあることとなる。

実際の古地磁気記録は地質学的な時間と同等の緩和時間を持たないといけない。だから、 $\tau_s = 4.5 \times 10^9 \text{yr}$ ととる方が適切だろう。その緩和時間になるような磁鉄鉱の形と大きさも図 3.2 に示した。 $d_s < d < d_0$ となるような単磁区粒子の集合は安定単磁区粒子サイズの領域と考えることが出来る。こういう粒子は高い J_r/J_s や高い h_c といった単磁区粒子の良い性質と十分長い緩和時間とを持っている。安定単磁区粒子の範囲は等方的な粒子では非常に狭いが、細長い粒子ではかなり広い(図 3.2)。

赤鉄鉱の安定単磁区粒子の範囲は広くて、 $d_s = 0.05\mu\text{m}$ から $d_0 = 15\mu\text{m}$ までである。それゆえ、赤鉄鉱の粒子はかなりの割合で安定な単磁区粒子となって、非常に効果的な古地磁気の担体になる。これから、古地磁気学の様々な概念を安定単磁区粒子の性質を使って解説していく。

プロッキング温度

緩和時間は温度に強く依存する。式 (3.14) には温度の他にも指数関数の中に現れる変数はいくつかある。図 2.3 には磁鉄鉱と赤鉄鉱の j_s の温度依存(キュリー温度 T_C で 0 となる)が示してある。抗磁力も温度に依存する。形状異方性に由来する抗磁力 h_c は j_s に比例するが、結晶異方性に由来する抗磁力は j_s^n ($n > 3$) に比例する。

図 3.8 は長さ $0.1\mu\text{m}$ 太さ $0.02\mu\text{m}$ の細長い単磁区の磁鉄鉱粒子の緩和時間の温度依存を片対数でプロットしたものである。緩和時間は 575°C では 1 マイクロ秒であるのに 510°C では地球の年齢を越えている!

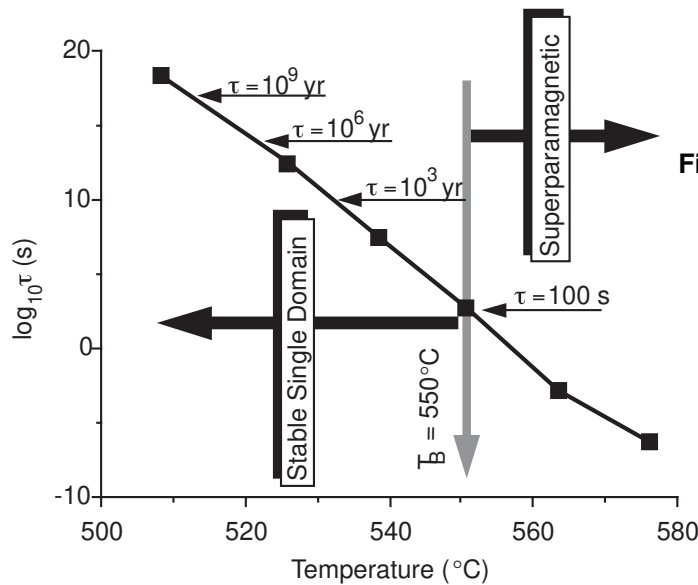


Figure 3.8 Semi-log plot of relaxation time, τ , of a SD magnetite grain as function of temperature. Key relaxation times are labeled; blocking temperature (T_B) is shown by stippled arrow; SD grain is superparamagnetic ($\tau < \tau_s = 100$ s) at $T > T_B = 550^\circ\text{C}$ and “stable” ($\tau > \tau_s = 100$ s) for $T < T_B$.

境目の緩和時間 (τ_s) として 100 秒を取ると、この粒子はスーパー常磁性から安定単磁区粒子へ 550°C で変化する。この変化の起きる温度がブロッキング温度 (T_B) である。 T_B と T_C の間では粒子は強磁性だが粒子の集合の残留磁化は速やかに減衰する。ブロッキング温度以下では τ は τ_s より大きく、温度が下がるにつれて急速に増加する。 T_B で、または、それ以下で形成された残留磁化は安定でありうる、特に温度が低下していくときはそうである。

ブロッキング温度はブロックしたとする緩和時間をいくらにとるかに依存する。もう少し地質時間に近い緩和時間として 1000 年をとると対応するブロッキング温度は、 $\tau_s = 100\text{s}$ のときの 550°C より低くなって、 530°C となる。ここで重要なことは緩和時間が温度に非常に強く依存することである。 20°C で $\tau > 10^9\text{yr}$ の単磁区粒子が高温ではスーパー常磁性でありうるのである。

岩石中では強磁性粒子の大きさや形は様々であり、その結果 T_B も T_C と地表の温度の間に分布している。緩和時間の非常に強い温度依存と T_B 以上のスーパー常磁性から T_B 以下の安定な単磁区への移行が熱残留磁化の獲得を理解する上で肝要な点である。

自然残留磁化 (NRM)

磁場中での岩石の磁化は以下のように二つの成分のベクトル和である。

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_i + \mathbf{J}_r \tag{3.15}$$

\mathbf{J}_i は誘導磁化で \mathbf{J}_r は自然残留磁化である。バルク帯磁率 χ は全ての鉱物の帯磁率の寄与の和である (もっとも強磁性鉱物の寄与が通常は最も多いのであるが)。その場の地球磁場 \mathbf{H} は誘導磁化 \mathbf{J}_i を生ずる。

$$\mathbf{J}_i = \chi \mathbf{H} \tag{3.16}$$

この誘導磁化は通常はその地球磁場に平行で、岩種によっては優勢な成分になることもある。しかしながら、誘導磁化の獲得は可逆的過程で過去の磁場を記憶することはない。残留磁化こそが古地磁気学にとって関心あるところである。

自然残留磁化 (Natural Remanent Magnetization: NRM) は実験室で何らかの処置をする以前に岩石が持っている磁化である。NRM は過去の地球磁場だけでなく、岩石形成時や岩石の歴史の中での様々な地質プロセスに依存する。NRM は多くの場合二つ以上の成分からなっている。岩石生成時に獲得した磁化を初生 NRM と呼び、ほとんどの古地磁気研究で問題とする成分である。しかし、二次 NRM 成分を岩石の形成

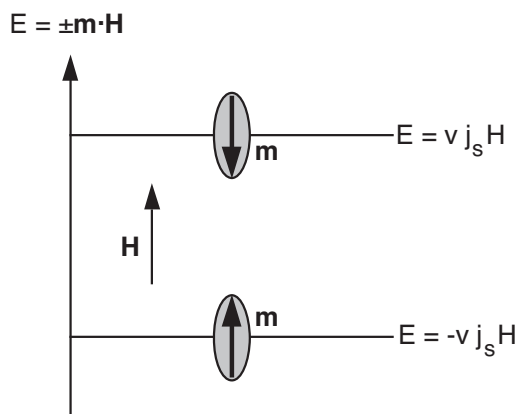


Figure 3.9 Model for TRM acquisition. SD ferromagnetic grains have uniaxial anisotropy, so magnetic moments m of SD grains are parallel or antiparallel to applied magnetic field H ; energies of interaction E_H between magnetic moments of SD grains and the applied magnetic field are shown for the parallel and antiparallel states; v is the SD grain volume; j_s is the saturation magnetization of ferromagnetic material.

後に獲得することがあって、しばしば初生 NRM を変化させたり見えなくしたりする。NRM の二次成分を初生成分にベクトルの的に足せば全 NRM になる。

$$\text{NRM} = \text{初生 NRM} + \text{二次 NRM} \quad (3.17)$$

初生 NRM には 3 種類ある。(1) 高温からの冷却時に獲得する熱残留磁化 (2) キュリー温度以下で強磁性粒子が成長することによって得られる化学残留磁化 (3) 強磁性鉱物を含んだ堆積岩が集積する時に獲得する堆積残留磁化である。以下の節ではこれら NRM の形式について吟味する。その目的は岩石形成時にいかにして初生 NRM がその時の地球磁場を記録するか、そしてうまくいけば、いかにしてその記録を地質学的時間覚えているか、である。

二次 NRM の原因としては強磁性鉱物に働く化学変化や、近くに落ちた雷、岩石形成以来の長時間に渡って地球磁場に曝されるなど様々である。二次 NRM の獲得過程を吟味することで (1) 同じ岩石に初生、二次 NRM が共存していること (2) いかにすれば多成分の NRM を認識できるか (3) いかに部分消磁の手順が二次 NRM を選択的に消去し初生 NRM を分離するか、を理解することができる。NRM 獲得の物理と化学を理解することは初生 NRM の忠実度と精度を認識し、それらを決定するための古地磁気学的な手法を理解する上で欠くべからざるものである。

熱残留磁化 (TRM)

熱残留磁化 (Thermoremanent magnetization: TRM) は磁場中でキュリー温度 T_C 以上から冷却する際に獲得する NRM である。TRM はほとんどの火成岩が獲得する残留磁化である。前章から述べているように、強磁性粒子の磁気モーメントはキュリー温度以下に分布するそれぞれのブロッキング温度 T_B 以下では安定である。単磁区粒子は T_B を越えて温度が低下すると、粒子の緩和時間 τ は劇的に増加し、スーパー常磁性から安定単磁区粒子へと変化する。TRM に働く磁場はブロッキング温度の時の磁場である。

TRM の重要な点は例えば地表の地球磁場のような弱い磁場でも高温から冷却中の強磁性粒子の分布に小さな偏りを与えることが出来て、残留磁化を生ずることである。地表温度ではこの残留磁化は地質時間の間安定で最初の冷却以降の地球磁場の効果に抵抗する。

理論的モデル

ここでは TRM 獲得の理論的モデルを吟味する。このモデルは本質的にはフランスの物理学者ネールのもので、単磁区の強磁性粒子の集合が獲得する TRM を説明する。

このモデルでは図 3.9 のように同じ単磁区粒子の集合を考える。集合は一軸異方性を持っているとする。すなわち、粒子の磁気モーメントはある軸に沿った反平行のいずれかの方向しか向けないとする。 T_B 以上

では磁化方向はこの二つの方向の間を行ったり来たりする。このような単磁区粒子の集合は非常に細長い単磁区粒子が反磁性物質の中に長軸を完全に揃えて分散することで実際に作ることが出来る。

そこで、粒子の軸の方向にかけた磁場を考えよう。かけた磁場 H とそれぞれの単磁区粒子の磁気モーメントの間には相互作用のエネルギーが生ずる (式 1.4)。

$$E = -m \cdot H \quad (3.18)$$

3.9 図は単磁区粒子が取り得る二つの状態とその場合のエネルギーである。 m が H と平行な場合は

$$E = -mH = -vj_s H \quad (3.19)$$

となる。ここで、 v は単磁区粒子の体積で j_s は飽和磁化である。 m が H と反平行な場合は

$$E = mH = vj_s H \quad (3.20)$$

となる。二つの状態のエネルギーの差によって、 m と H が平行になる方が好まれることとなる。しかし、熱エネルギーはそれを乱そうとする。熱は磁場がない時には双方の分布を等しくして、磁化をなくしてしまう。

ブロッキング温度以上ではこれらの単磁区粒子の磁気モーメントは平行と反平行二つの状態の間を素早く行き来している。しかし、かけた磁場の整列エネルギーによって個々の粒子の磁気モーメントは反平行より平行である時間の方がほんの少しだけ長くなる。全体としては、平行の粒子の方が反平行の粒子より多くなる。ブロッキング温度での整列の度合いが重要である。 $T > T_B$ で磁場を切れば二つの状態の数はすぐに等しくなると、磁化を残さない。 T_B 以上では整列の度合いは整列のエネルギーと熱エネルギーの比に依存する。 T_B ではこの比は

$$\left(\frac{vj_s [T_B] H}{kT_B} \right) = b \quad (3.21)$$

である。統計熱力学から m が H と平行なエネルギー状態を取る相対的ボルツマン確率 P_+ は

$$P_+ = \left(\frac{\exp[b]}{\exp[b] + \exp[-b]} \right) \quad (3.22)$$

となり、反平行の粒子の相対確率 P_- は

$$P_- = \left(\frac{\exp[-b]}{\exp[b] + \exp[-b]} \right) \quad (3.23)$$

となる。 H に沿った磁気モーメントの偏り (整列の度合い) は

$$P_+ - P_- = \left(\frac{\exp[b] - \exp[-b]}{\exp[b] + \exp[-b]} \right) = \tanh(b) \quad (3.24)$$

となる。 T_B から冷えると、この磁気モーメントの偏りが凍結 (ブロック) される。

ブロッキング温度での熱残留磁化は次の式で与えられる。

$$\text{TRM}(T_B) = [N(T_B)m(T_B)][P_+ - P_-] \quad (3.25)$$

ここで、 $N(T_B)$ は単位体積あたりのブロッキング温度 T_B を持つ単磁区粒子の数、 $m(T_B)$ は個々の単磁区粒子の磁気モーメント。 $m(T_B) = vj_s(T_B)$, と式 (3.24) を $P_+ - P_-$ に代入すればブロッキング温度での完全な TRM の式が得られる。

$$\text{TRM}(T_B) = N(T_B)vj_s(T_B) \tanh \left(\frac{vj_s [T_B] H}{kT_B} \right) \quad (3.26)$$

整列の度合いが小さいことを強調するためにブロッキング温度 $550^\circ\text{C} (= 823\text{K})$ の単磁区の磁鉄鉱の粒子の集合について磁気モーメントの整列の度合いが如何ほどであるか考えよう。式 (3.26) のハイパーボリックタン

ジェントの項が整列の度合を表す。その項の中には v : 単磁区粒子の体積; T_B : ブロッキング温度 (= 823K); H : 磁場 (ここでは 10e を使う); $j_s[T_B]$: T_B での飽和磁化が含まれている。以前、温度による緩和時間の変化を見るために (図 3.8)、 $T_B = 550^\circ\text{C}$ の単磁区粒子を考えた。この粒子の体積は $4.3 \times 10^{-17}\text{cm}^3$ で、 550°C での j_s は 140G である。式 (3.26) のハイパーボリックタンジェントの項は

$$\left(\frac{vj_s[T_B]H}{kT_B} \right) = 5.3 \times 10^{-2} \quad (3.27)$$

となる。このような小さな数に対しては $\tanh(x) \approx x$ であるから 整列の度合 = 0.053 である。これは本当に小さな偏りである; 磁場の方を向いている磁気モーメントはほんの少しだけ反対を向いているのより多いのである。

ブロッキング温度が狭いという仮定をすると、それからは周辺の地表の温度 (例えば 20°C) まで冷える間に磁気モーメントの方位に変化はない。 T_B から 20°C までの冷却時に変化する唯一の量は強磁性物質の飽和磁化である。そうすると 20°C での最終的な TRM は

$$\text{TRM}(20^\circ\text{C}) = N(T_B)vj_s(20^\circ\text{C}) \tanh\left(\frac{vj_s[T_B]H}{kT_B}\right) \quad (3.28)$$

となる。TRM のためのこの式のハイパーボリックタンジェントの項は T_B から 20°C への冷却で変化しないことに注意しよう。なぜならこの項は T_B における偏り ($P_+ - P_-$) であるからだ。 T_B は冷却で変化するものではない。前の章で示したように、緩和時間 τ は T_B から温度が下がっていくと劇的に増加し続ける。結果得られる TRM は地質学的時間を越えるような緩和時間を持って、長時間生き残ることが出来る。

モデルの一般化

上のモデルでは適切でない点があいくつもある。もっともひどい単純化は単磁区粒子の集合が一軸異方性を持っていることである。この仮定は数学を展開する上では有用な単純化となるが、もちろん真実ではない。岩石中で期待されるのは磁化容易軸が本質的にランダムに (等方的に) 分布した強磁性粒子の集合である。

容易軸のランダムな分布は特定の粒子の整列のエネルギーを

$$E = \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} = mH \cos \theta \quad (3.29)$$

とおけば取り扱うことが出来る。ただし、 θ は磁化容易軸と磁場 H のなす角である。粒子の等方的な分布について積分すれば式 (3.28) より少し複雑な TRM の式が得られる。しかし、物理の本質は同じである。

容易軸がランダムに分布している単磁区粒子の集合は TRM の獲得についても等方的である。つまり、TRM は冷却時にかかっている磁場と平行を向く。知られていないわけではないが、強い異方性を持つ火成岩はまれで、われわれはほとんどの火成岩の TRM は冷却時の磁場の方向を忠実に記録していると期待できる。

また、先ほどのモデルは単磁区粒子は全て同じで、ブロッキング温度も等しいと仮定している。実際の岩石では強磁性粒子の形や大きさに分布があって、その結果 T_B にも分布がある。ブロッキング温度に分布がある場合の TRM の獲得は図 3.10 の $v-h_c$ 図を見ると良くわかる^{*1}。キュリー温度のすぐ下では微視的な抗磁力 h_c は低く、粒子は全部スーパー常磁性である (図 3.10a)。冷えていくと全部の粒子の h_c は上昇し、粒子の分布は h_c が上昇する方へと移動する (図 3.10b)。ブロッキング温度に対応するところで粒子は $\tau = \tau_s$ 線を切って、スーパー常磁性から安定な単磁区粒子となり、TRM を獲得する。

^{*1} 訳註: 図 3.10 の横軸が h_c となっているのは適切ではない。 v の変化は小さいにしても、 j_s も温度と共に変化するのだから、 τ 一定線が動かないグラフにするには、横軸は $h_c j_s$ としなければならない。ここで取り上げている磁鉄鉱粒子の場合、 $h_c = \Delta N_D j_s$ であるから、 $\tau = \Delta N_D j_s^2$ になることを考えると、横軸は j_s だけでもよい。ただ、抗磁力が温度で変化することを強調したいのも理解できるところで、 $\tau = h_c^2 / \Delta N_D$ と書いてしまえば、このグラフも一概に間違いないとは言えない。それでも、意味論的には j_s が h_c を決めているわけで、逆ではないという不自然さは残る。

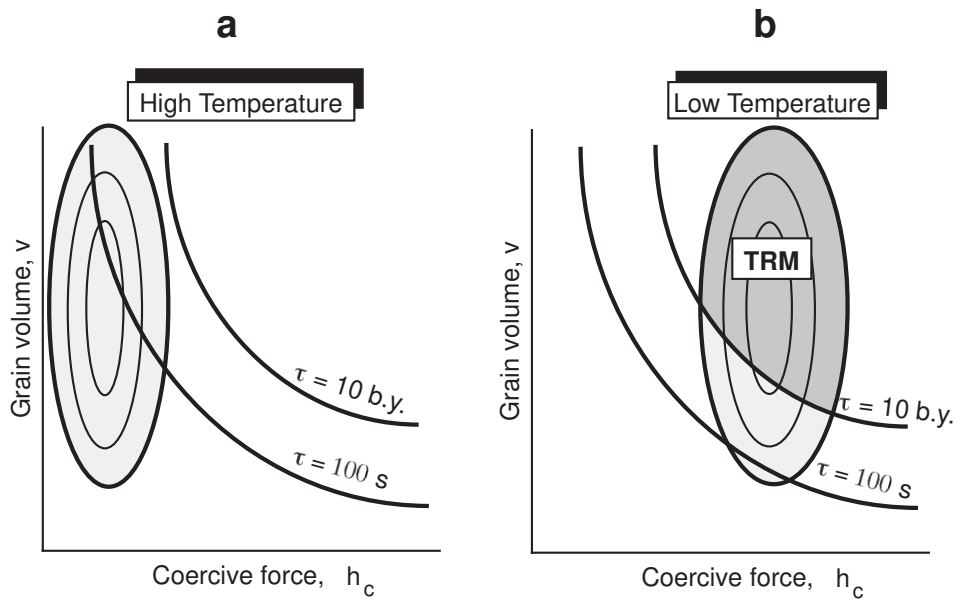


Figure 3.10 Migration of SD grain population towards increasing h_c between (a) high temperature and (b) low temperature. Lines of $\tau = 100$ s and $\tau = 10$ b.y. are schematically shown; SD grains in the dark stippled region of (b) experience blocking of their magnetic moment during cooling and acquire TRM.

T_B の正確な分布は岩石中の粒子のサイズや形に依存し、段階熱消磁で決められる。熱消磁は実験室での加熱の最高温度以下のブロッキング温度の粒子全ての残留磁化を消す。この手法によって二つの T_B の間で固定される TRM の部分を決定することが出来る。図 3.11 は典型的な例である。^{*2}

安定な TRM を持った火成岩では一般にキュリー温度から 100°C 程度の間にはほとんどの T_B がある。 T_C よりもずっと低いところに T_B を持つような粒子によって残留磁化の大部分が担われているような岩石は複雑な多成分の磁化をもっている可能性が多い。こういう問題点については後に詳しく見ることにする。

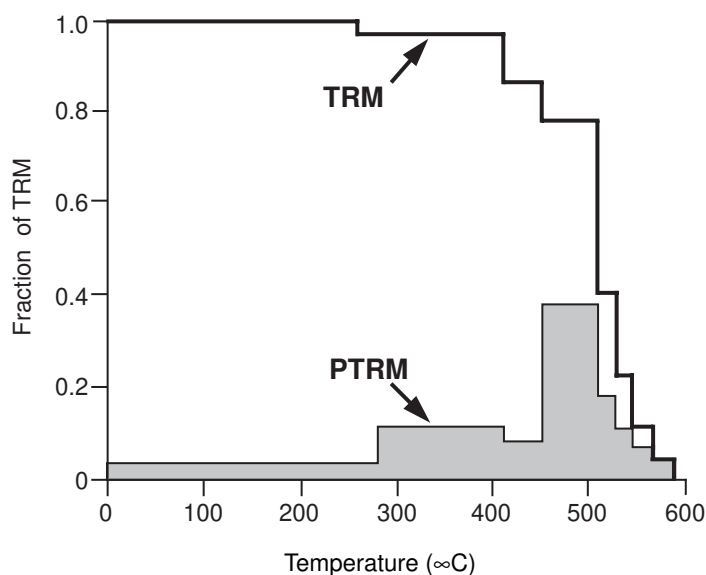


Figure 3.11 Distribution of blocking temperatures in an Eocene basalt sample. The solid line labeled TRM indicates the amount of TRM remaining after step heating to increasingly higher temperature (~75% of the original TRM has blocking temperatures between 500°C and 580°C); the stippled histogram labeled PTRM shows the amount of TRM within corresponding intervals of blocking temperature (e.g., ~40% of the original TRM has a blocking temperatures between 450°C and 510°C).

^{*2} 訳註：図 3.11 の PTRM のグラフは TRM のグラフと合っていない。この図では、PTRM としてあるステップで減少した磁化の大きさになっているようだが、正しくは、あるステップで減少した磁化の大きさ ÷ 前のステップとの温度差になるべきである。

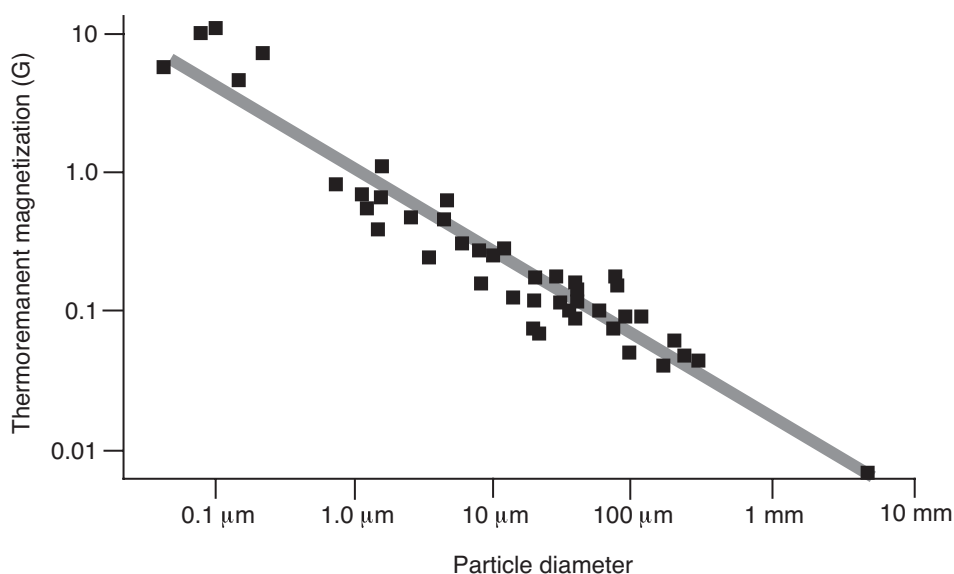


Figure 3.12 Dependence of intensity of TRM on particle diameter of magnetite. Magnetite particles were dispersed in a matrix; the intensity of TRM is determined per unit volume of magnetite to allow comparison between experiments that used varying concentrations of dispersed magnetite; the magnetizing field was 1 Oe. Redrawn after Dunlop (*Phys. Earth Planet. Int.*, v. 26, 1–26, 1981).

部分熱残留磁化

TRM 全体は異なった温度範囲で獲得された部分に分けることができる。例えば主要な強磁性鉱物として磁鉄鉱を含むような火山岩の TRM は $T_C = 580^\circ\text{C}$ から 20°C までを分けたいいくつかのブロッキング温度範囲で獲得された部分に分けることができる。ブロッキング温度を限った TRM の部分を“部分熱残留磁化”とよび、しばしば PTRM (partial TRM) と略される。PTRM はそれぞれベクトル量で、TRM は全ての温度範囲の PTRM のベクトル和である。すなわち

$$\text{TRM} = \sum_n \text{PTRM}(T_{Bn}) \quad (3.30)$$

PTRM はそれぞれの T_B 範囲を越えて冷却する際の磁場にのみ依存し、それ以外の温度範囲でかかっている磁場には左右されない。これが PTRM の加法則である。

PTRM の加法則の例として、もう一度主要な強磁性鉱物が磁鉄鉱であるような火成岩を考えよう。この岩石は最初に冷えて T_C から室温まで分布する T_B を持った PTRM 全部のベクトル和の TRM を獲得する。磁場が最初の冷却の時に一定であれば、PTRM は全部同じ方向を向いている。そこで、この岩石が次に室温とキュリー温度の間の T_r まで短時間再加熱されて、異なる磁場のもとで冷却したとしよう。 $T_B < T_r$ の PTRM は全て新しい磁場の方位を記録する。しかしながら、後に考える時間-温度効果を無視すれば、 $T_B > T_r$ の PTRM は初めの磁場の TRM 記録を保持するであろう。この高い T_B の粒子に影響しないままで低い T_B の粒子の持っている成分を取り除く能力が熱消磁の手法の基本的な原理である。

粒子サイズ効果

上記の TRM 獲得のモデルでもっとも激しい単純化はおそらく単磁区粒子のことしか考えていない点であろう。磁鉄鉱やチタン磁鉄鉱の安定な単磁区粒子の大きさや形の範囲を考えると、普通の火成岩においては本当に単磁区の粒子はむしろ少ない方であろう。ほとんどの粒子は擬単磁区か多磁区である。そうすると、擬単磁区や多磁区の粒子が TRM を獲得するかという疑問が生ずる。

図 3.12 は 1 Oe (0.1 mT) の磁場中でつけた TRM の粒子サイズの依存性を示したものである。図 3.12 が対数-対数プロットになっていて $1\mu\text{m}$ から $10\mu\text{m}$ の擬単磁区領域で TRM 獲得強度が劇的に減少していることに注意してほしい。しかしながら、擬単磁区粒子は確かに時間による減衰や後の磁場による消磁に耐えて安定な TRM を持ち得る。擬単磁区粒子の物理は単磁区粒子に比べてずっと複雑でまだ完全には理解できていない。しかし、ブロッキング温度での方向の偏りによって TRM が着くという基本的な考え方は擬単磁区粒子の磁気モーメントのような一様に磁化していない粒子にも適用出来る。

$d > 10\mu\text{m}$ となると TRM の獲得効率は落ちる。しかも、このような大きな粒子では TRM がついて一般に早く減少するし、粘性残留磁化が付きやすい。単磁区と擬単磁区の粒子は TRM の担体として効率的であるのに対して、多磁区粒子は最初の冷却からずっとあとに獲得した成分の磁化を持っていることが多い。

観察によれば、火成岩の強磁性粒子の粒径分布は対数正規分布になっていることが多い。粒子数対粒子の大きさの対数度数分布図はガウス曲線 (釣鐘型) にかなり良く合う。急冷した火山岩は普通は $d < 10\mu\text{m}$ を頂点とする粒径分布をしていて、分布のほとんどは単磁区か擬単磁区の範囲にある。しかも、火山岩の高温酸化はしばしば intergrowth した粒子をつくり出して、実効的な粒子サイズはマグマから晶出した鉄チタン酸化鉱物粒子よりずっと小さくなる。それで、かなり強く安定な TRM を持っていることが多い。玄武岩熔岩では $10^{-3}\text{G}(1\text{A}/\text{m})$ というのが典型的な値である。一般的に言って、火山岩の方が貫入岩より多磁区粒子の割合が少ない。これは、火山岩では多磁区粒子による二次磁化の成分が小さいということである。

しかしながら、貫入岩では逆の状況が現れる。粒径分布は大きい方に頂点を持っているし、粒子の大半は多磁区粒子の範囲で、単磁区粒子や擬単磁区粒子の割合は小さい。その結果、安定な TRM 成分は (よしんば存在しても) 火山岩より小さい。もっと重要なことは、多磁区粒子が担っている二次磁化が優越磁化になることである。この雑音と言うべき成分を取り除いて、隠れている安定な TRM を取り出すことは重要な課題となる。

塩基性の貫入岩は酸性の貫入岩より初生磁化を保持していそうである。塩基性貫入岩は鉄やチタンの含有量が高く、その結果、中間的な組成のチタン磁鉄鉱は冷却時にエクソリュージョンする。このエクソリュージョンした粒子は均質な粒子よりずっと安定な TRM を保持することが出来る。それに加えて、安定な TRM を持つ貫入岩の多くには、斜長石などの珪酸塩の粒子からエクソリュージョンした単磁区の磁鉄鉱の粒子が見られる (図 2.11a)。この議論から、古地磁気学においては火山岩が貫入岩よりずっと好まれることが明かである。

化学残留磁化 (CRM)

ブロッキング温度以下でも強磁性鉱物が生ずる化学変化が磁場中でおこると化学残留磁化 (Chemical Remanent Magnetization: CRM) が獲得される。強磁性鉱物が関係する化学反応には (a) 前にあった鉱物 (強磁性鉱物でも構わない) から強磁性鉱物への変質、(b) 溶液からの強磁性鉱物の沈澱、がある。例外はあるけれども、CRM は堆積岩で多く見られる。この節では CRM 獲得のモデルを概観して、この種の NRM の基本的な特質を解説する。

CRM 形成のモデル

熱残留磁化 (TRM) のモデルを作り上げるのに、均質な単磁区粒子の集合の緩和時間を得る式 (式 3.14) から出発した。

$$\tau = \left(\frac{1}{C}\right) \exp\left(\frac{vh_c j_s}{2kT}\right) \quad (3.14)$$

TRM 形成時には、単磁区粒子の体積 (v) は定数で、 h_c と j_s が温度の低下とともに増加するので τ は

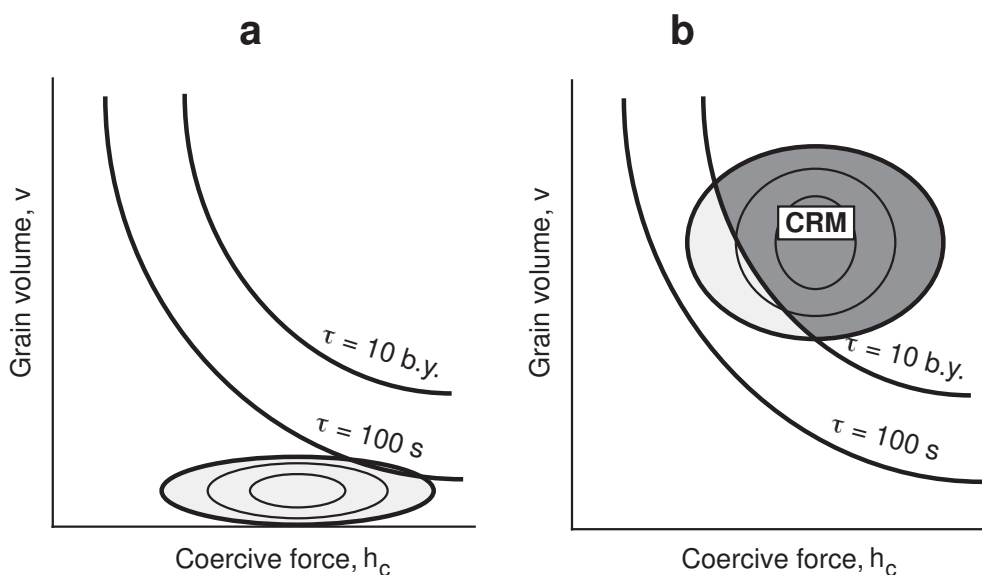
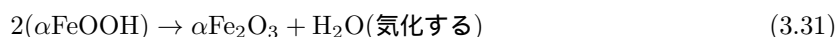


Figure 3.13 Migration of SD grain population toward increasing grain volume, v , between (a) beginning of chemical precipitation and (b) an advanced stage of grain precipitation. Lines of $\tau = 100$ s and $\tau = 10$ b.y. are schematically shown; SD grains in the dark stippled region of (b) have grown through blocking volumes and have acquired CRM.

増大する。強磁性鉱物の化学的形成時には各粒子は体積 0 から成長する。体積の小さい粒子は短い緩和時間を持っていてスーパー常磁性状態にある。この状態は図 3.13a に示した通りで、 $v - h_c$ 空間で横軸の近くに分布する。強磁性鉱物の成長が進むと、個々の粒子の体積が増加し、 $v - h_c$ 空間で分布は上へと移動する(図 3.13b)。粒子の成長過程で、個々の粒子の緩和時間は劇的に増加し、スーパー常磁性から安定な単磁区状態へと変化する。この遷移が起こる体積をブロック体積と呼ぶ。TRM の場合と同じように、粒子の集合がブロック体積を越えると周辺磁場の方向への磁化の偏りが記録される。^{*3} ブロック体積を越えても粒子の成長は続いて、地質学的な時間安定な化学残留磁化が固定されることとなる。

人工の CRM 獲得実験でこのモデルの本質的な部分は確かめられている。溶液からの強磁性鉱物の沈澱実験では CRM は正確に地球磁場の方向を向く。強磁性鉱物の変質の実験も行なわれている。変質が結晶構造の大きな変化を伴う場合には(例えば、磁鉄鉱から赤鉄鉱)、獲得した CRM は変質の際の磁場の方位を記録していて、前にあった強磁性鉱物の磁化方位に左右されないようである。しかしながら、結晶構造に基本的な変化のない場合(例えば、チタン磁鉄鉱からチタノマグヘマイト)、最終的な磁化方位は元の粒子の磁化方位の影響を受ける。

自然界の CRM の例には赤鉄鉱の堆積後の形成がある。これは、赤色堆積物でよく見られる。赤色シルト岩の通常の強度は 10^{-5} G (10^{-2} A/m) である。堆積後のさまざまな酸化反応、脱水反応が赤鉄鉱の形成には関係している。例えば、ゲーサイト (α -FeOOH) は鉄を含んだ珪酸塩の変質で出来る水酸化物である。ゲーサイトが脱水して赤鉄鉱になる反応は



となる。CRM は赤鉄鉱粒子の成長で着く訳である。

赤鉄鉱が堆積直後に出来たなら、CRM は本質的には堆積時の磁場の方位を記録しているはずで、初生磁

*3 訳註：この理論に基づいて CRM 強度の式を TRM 強度の式と同様に書き下すと

$$CRM[v] = N[v_B]v_j s \tanh\left(\frac{v_B j_s H}{kT}\right)$$

となる。ここで、 v は磁性粒子の現在の体積、 v_B ブロック体積である。

化と考えるも良い。しかし、赤色堆積物での残留磁化獲得の様式と時期には議論のあるところである。赤色堆積物は古地磁気試料として重要であるので、赤色堆積物の磁化過程（と、付随する不確かさ）の理解は重要である。従って、この赤色層論争については第8章で詳しく議論する。

CRM は堆積のずっと後に獲得されれば、二次成分とみなされる。例えば、続成作用/自生作用による鉄硫化鉱物や、海洋堆積物中の鉄マンガン酸化鉱物の生成は CRM を生ずる。この種の CRM は堆積から何百万年もたった後に獲得したものかも知れないので、二次磁化と見られるだろう。これらの話題も第8章で取り上げる。

堆積残留磁化 (DRM)

堆積残留磁化 (Detrital remanent magnetization: DRM) は堆積岩が堆積と石化作用の間に獲得する磁化である。ほとんどの堆積環境では、堆積する主な強磁性鉱物は磁鉄鉱 (チタンに乏しいチタン磁鉄鉱) である。DRM の獲得過程は、堆積岩形成の複雑な過程がたくさん絡んでいるので、ややこしい。様々な出発物質の鉱物種は、しばしばお互い化学的に平衡でないし、堆積環境とも平衡でない。堆積後の物理過程、例えば生物擾乱も磁化に影響するかも知れない。圧密はことに重要な後堆積過程で、第8章で取り上げる話題の一つになる。化学的過程も初めに堆積した強磁性鉱物を変質させたり、取り去ったり、新しい強磁性鉱物を析出させたりして、古地磁気記録に影響を与え得る。このような複雑さゆえに DRM は TRM の様に理解されてはいないし、堆積物の古地磁気記録の精度は良く分かっていない。

この節では堆積岩の古地磁気に影響する基本的な物理的・化学的過程を概観する。堆積時の物理的な整列から話しを始めて、その結果生ずる磁化を堆積時堆積残留磁化 (depositional detrital remanent magnetization) と呼ぶ。次に後堆積残留磁化 (postdepositional detrital remanent magnetization: pDRM) と呼ばれる堆積してから固結するまでの間の物理的な整列について議論する。pDRM 過程は堆積物の上部 10–20cm の含水率の大きな部分で起こる。堆積時や後堆積時の磁化過程全体を堆積残留磁化 (DRM) という。

堆積残留磁化の古典的モデル

DRM 獲得の古典的なモデルは強磁性鉱物が着底した瞬間の磁場による整列の効果のみを考える。ここでは磁気モーメント m を持った球形の強磁性粒子が、粘性係数 η の流体中で、磁場 H にさらされている状況を考える。 m と H の間の角度を θ とする (図 3.14)。整列を記述する運動方程式は

$$\Omega \left(\frac{d^2\theta}{dt^2} \right) + \beta \left(\frac{d\theta}{dt} \right) + mH \sin \theta = 0 \quad (3.32)$$

となる。第一項は角加速度に対する慣性を示している。 Ω は粒子の慣性モーメントで、 ρ を粒子の密度、 d を直径とすると、

$$\Omega = \left(\frac{\pi d^5 \rho}{60} \right) \quad (3.33)$$

で与えられる。式 (3.32) の第二項は粒子と周囲の流体の間の粘性のひきずりを表している。このひきずりは回転に抵抗し、回転速度に比例定数 β

$$\beta = \pi d^3 \eta \quad (3.34)$$

で比例する。式 (3.32) の最後の項は磁場に整列しようとするトルクである。

堆積岩中の強磁性粒子に適切な値をとると、慣性項 (式 (3.32) の第一項) は無視できる。この結果、粒子が素早く回転して θ はすぐに $\sin \theta \approx \theta$ となる小さな値になる。この単純化を施すと式 (3.32) は次のようになる。

$$\frac{d\theta}{dt} = - \left(\frac{mH\theta}{\pi d^3 \eta} \right) \quad (3.35)$$

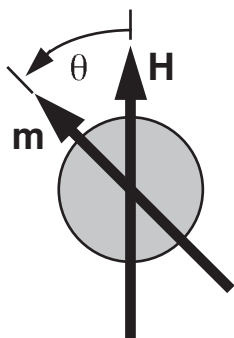


Figure 3.14 Detrital ferromagnetic grain in magnetic field. m is the magnetic moment of the ferromagnetic grain; H is magnetic field; θ is angle of m from H ; resulting aligning torque is $\Gamma = m \times H$.

この方程式の解は角度 θ が始めの角度 θ_0 からどのように減少するかを記述する。この整列過程を記述する解は

$$\theta(t) = \theta_0 \exp \frac{-t}{t_0} \quad (3.36)$$

ここで、

$$t_0 = \left(\frac{\pi d^3 \eta}{mH} \right) \quad (3.37)$$

である。これは θ が θ_0 から θ_0/e に減少する時間 t_0 を特徴的な時間とする指数関数的な整列過程である。

ここで、球形の磁性粒子の磁気モーメントは

$$m = \frac{\pi d^3 j}{6} \quad (3.38)$$

であることを思い出せば (j は単位体積あたりの磁気モーメント)、式 (3.37) の m にこれを代入して、

$$t_0 = \frac{6\eta}{jH} \quad (3.39)$$

となる。この結果は t_0 が粒子サイズ d に独立であることを示している。

t_0 がどの程度の大きさになるかの感じをつかむために、以下の数値を式 (3.39) に代入して見よ、

$$\begin{aligned} \eta &= 10^{-2} \text{poise、水の場合} \\ H &= 0.50e、地表の磁場の代表値 \\ j &= 0.1G \end{aligned}$$

最後の値は大きな磁鉄鉱の擬単磁区粒子の値で、小さな擬単磁区粒子や単磁区粒子の場合はもっと大きな値となる。しかしながら、このような小さめの j でも式 (3.39) は $t_0 = 1s$ を与える。したがって、このモデルによると磁性粒子は素早く完全に整列して堆積することとなる。残念ながら、この理論は実際と合わない。^{*4}

堆積後の整列の証拠

実験室での再堆積実験で DRM のプロセスについていろいろなことが分かる。天然の堆積物を水中で分散して、分かった環境で再堆積する実験が数多くある。このような実験の結果は古典的なモデルの予言とあわない。

初期の再堆積実験の一つに完新世の水縞粘土の実験がある。獲得した DRM から決めた磁気モーメントの整列の程度は古典的なモデルの示すところよりまったく小さい。明らかに、なにか乱すものがいて予想される強い配列を妨げているのである。

^{*4} 訳註: 水中で磁性粒子がほぼ整列しているという観測は行われており、その面ではこの理論は実際と合っている。堆積するときの擾乱が大きいと考えるべきである。今後、p-DRM の議論で堆積後の擾乱とロックインの話が出てくるが、堆積時の擾乱にはあまり言及されていない。

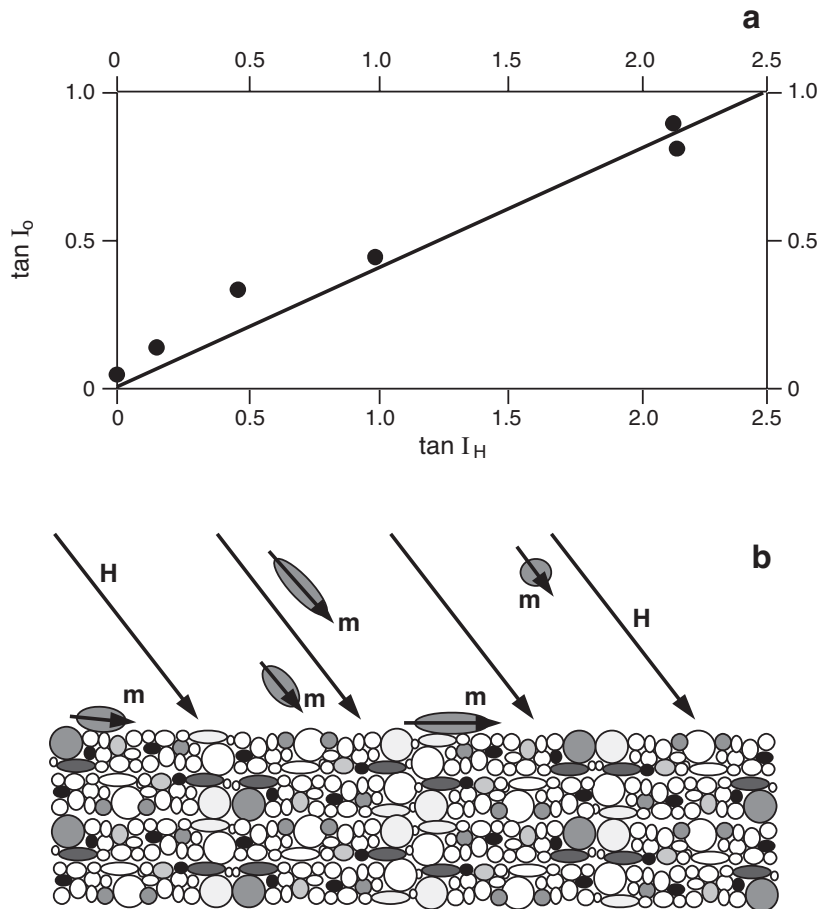


Figure 3.15 (a) The relationship between inclination (I_0) of DRM in redeposited glacial sediment and the inclination of the applied magnetic field (I_H). The solid line is the graph of $\tan I_0 = 0.4 \tan I_H$. Redrawn from Verosub (1977). (b) Schematic representation of ferromagnetic grains with magnetic moments m settling in magnetic field H . Elongate grains with m along long axis tend to rotate toward the horizontal plane, resulting in shallowed inclination of DRM.

かける磁場の伏角を変えながら行った再堆積実験がある。図 3.15a はその結果である。ついで DRM の伏角 I_0 はかけた磁場の伏角 I_H より系統的に浅くなっていて、両者の関係は

$$\tan I_0 = f \tan I_H \quad (3.40)$$

と書ける。式 (3.40) の f の値は氷河堆積物の再堆積実験では 0.4 である。

この実験の簡単な説明は図 3.15b の絵を見ればわかると思う。形状異方性により、細長い強磁性鉱物の磁気モーメントは長軸の方向になる。重力によるトルクはこのような粒子を水平方向へ回転させる。しかしながら、天然の堆積物の伏角誤差は、再堆積実験から期待される量より小さいことが多く、しばしばまったく見られない。一般的には、磁化過程は一部は後堆積残留磁化 (pDRM) であるからだと考えられている。伏角誤差については第 8 章でもっと深く議論する。

図 3.16 は pDRM の可能性を明白にした実験の結果である。この実験では、磁鉄鉱と石英の乾燥した混合物を用意した後、磁場中で水をそそいで、もう一度乾燥させる。生じた pDRM はかけた磁場の伏角を正確に記録していた。強磁性鉱物粒子は水に富んだスラリー中で回転して、かけた磁場の方向の正確な記録となるのである。

もう一つ、面白い深海底堆積物の再堆積実験がある (図 3.17)。この実験では何日にもわたっての再堆積実験を人工磁場中で行う。かけた磁場の偏角を 62 日目に 180° 反転する。磁場の偏角の反転は実際的には瞬間であるのに、出来た堆積物の磁化の偏角の変化はある範囲に広がっている。これで時間積分効果すなわ

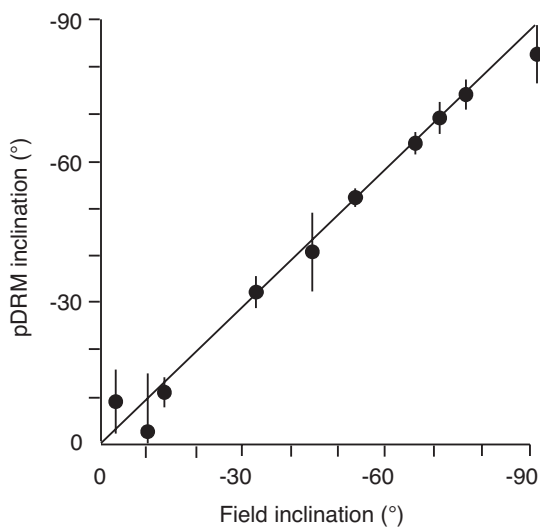


Figure 3.16 Inclination of pDRM versus inclination of applied magnetic field. Samples were dry synthetic quartz-magnetite mixtures flooded with water in a magnetic field of varying inclination; vertical error bars are confidence limits on measured pDRM inclination; the solid line is the expected result for perfect agreement between inclinations of pDRM and the applied magnetic field. Redrawn from Verosub (1977).

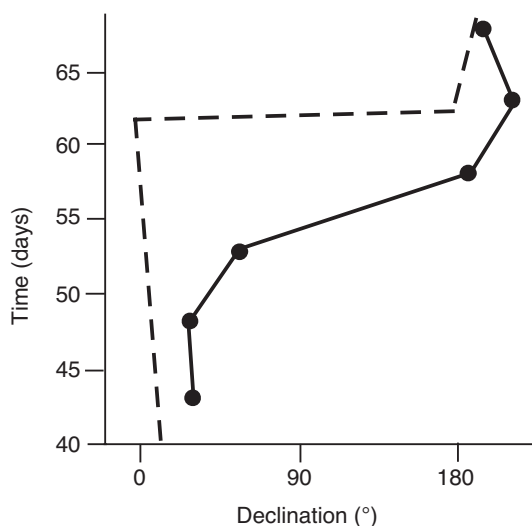


Figure 3.17 Declination of DRM recorded by redeposited deep-sea clay compared with declination of an applied magnetic field during redeposition. The ordinate indicates the number of days since commencement of the redeposition experiment; the declination of the applied magnetic field was changed by 180° on day 62; sediment deposited at least 10 days before the change in magnetic field declination partially recorded the new magnetic field direction. Redrawn from Verosub (1977).

ち、磁化獲得プロセスにある時間がかかることが分かる。磁化の偏角の変化は磁場の変化の10日から20日前に堆積した堆積物にも部分的には記録されているのである。

天然の深海堆積物は普通20cm以上の深さまで生物擾乱されている。どんな堆積残留磁化も虫が食べて通りすぎたあとではなくなるように思える。それでも、生物擾乱された深海堆積物はしばしば堆積から少し後の磁場の良い記録媒体である。上にあげた室内実験と観測は後堆積残留磁化の重要性を示している。生物擾乱された堆積物など pDRM が DRM 獲得の唯一の可能性であるような堆積物も多い。それ以外でも堆積時だけでなく堆積後の整列も起きているのであろう。後堆積残留磁化のプロセスの解析が堆積残留磁化の理解にとって重要である。

ブラウン運動と堆積後の整列

熱残留磁化と同じように、DRM においても熱エネルギーが磁性粒子の配列を乱す重要なエネルギーである。堆積後の環境において、熱エネルギーは水分子のブラウン運動に押されることで強磁性粒子に伝わる。非整列の度合いが粒子サイズに依存することはありそうなことだ。ミクロン以下の粒子は $100\text{-}\mu\text{m}$ 粒子よりブラウン運動の影響を強く受ける。初期の pDRM の理論を発展させる試みでは、水で満たした空隙中での小さな強磁性粒子の物理的回転の定式化に、常磁性気体の原子の磁気モーメントの配列の理論を援用した。どちらの場合でも磁場による整列しようとするトルクと熱エネルギーによる擾乱とが拮抗する。

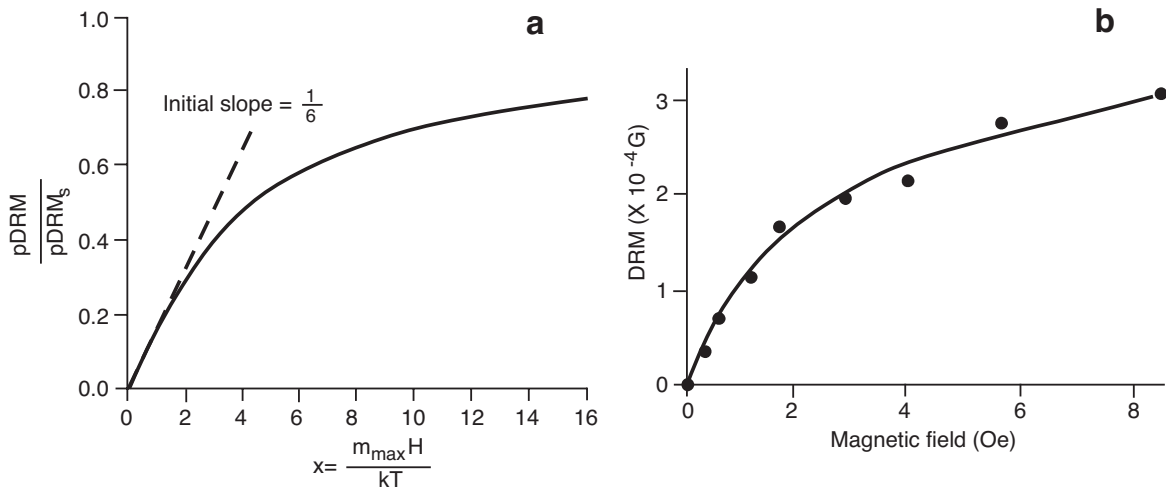


Figure 3.18 (a) Theoretical fractional saturation of pDRM in Brownian motion theory. The solid line is a plot of Equation (3.42); for small x , slope is $1/6$. (b) DRM acquired by redeposited glacial varved clay as a function of applied magnetic field. The solid line is Equation (3.42) with parameters adjusted to best fit observed DRM. Redrawn from Verosub (1977).

まず第一に磁気モーメント m を持った、同じ強磁性粒子の集合を考える。常磁性と同じようにランジュヴァン理論が適用できて、

$$\frac{\text{pDRM}}{\text{pDRM}_s} = \coth\left(\frac{mH}{kT}\right) - \left(\frac{kT}{mH}\right) \quad (3.41)$$

ここで、pDRM は結果として生ずる pDRM で pDRM_s は飽和 pDRM、すなわち全磁気モーメントがきちり揃ったときに生ずる残留磁化である。

pDRM のブラウン運動理論は粒子の磁気モーメントが 0 から最大値 m_{max} まで分布している事を考慮に入れて改善された。もし、磁気モーメントの分布がこの範囲で一様であるとすると、上の式を m について積分して、

$$\frac{\text{pDRM}}{\text{pDRM}_s} = \left(\frac{1}{x}\right) \ln\left(\frac{\sinh[x]}{x}\right) \quad (3.42)$$

となる。ここで、

$$x = \frac{m_{max}H}{kT} \quad (3.43)$$

である。この式をプロットすると図 3.18a になる。粒子の磁気モーメントと磁場の双方が小さいときには、式 (3.42) と (3.43) の x は小さい。そうすると、以下の近似が成立する。

$$\frac{\text{pDRM}}{\text{pDRM}_s} = \frac{x}{6} = \frac{m_{max}H}{6kT} \quad (3.44)$$

この結果は図 3.18a で示す初期傾斜を与える。

こういうふうにして求めた結果が物理的に見て適当であるか考えるのは重要なことである。無磁場のとき (または $m_{max} = 0$ のとき) pDRM の値は正しく 0 になる。磁場を少しずつかけていくとそれに比例して pDRM が増えていくのはもっともらしい。強い磁場では pDRM の上限に漸近していく。無限大の磁場をかけても構成する磁気モーメントの完全配列より強い磁化が得られるはずはないので、この予言は正しそうだ。一方、磁場一定では温度が上昇すると pDRM は減少する式になっているが、ブラウン運動による擾乱の効果が増える事から期待される通りである。ちょっと見たところでは、この pDRM の式は正しそうだ。

図 3.18b の点は氷河堆積物の再堆積実験のデータで、曲線は式 (3.42) をデータに合わせたものである。式 (3.42) の形は実験データにきわめてよく合い、理論は pDRM の磁場強度依存性をうまく表し

ているようである。このフィッティングの際に調整したパラメータは m_{max} である。最適の m_{max} は $7.4 \times 10^{-14} \text{Gcm}^3 (7.4 \times 10^{-17} \text{Am}^2)$ であった。これと、磁性粒子のサイズの情報からこの堆積物の強磁性鉱物の磁化強度は 8G 前後であると決めることが出来る。この値は単磁区粒子の 480G と多磁区粒子の弱い磁化 (< 1G) との間である。この結果はこのようなシルトや粘土の磁化において擬単磁区粒子が重要であることを示している。

pDRM のブラウン運動理論は後堆積残留磁化の様々な性質をうまく説明できた。しかし、うまくいったからと言って DRM がすべて実は pDRM であるという意味する訳ではない。天然の堆積物では、DRM のある部分は堆積時のものであり、残りは堆積後のものである。堆積時の DRM では伏角誤差がつくかもしれないが、pDRM の再整列で伏角誤差は軽減される。それゆえ DRM の堆積時とその後獲得する割合はたいへん重要である。

堆積時と堆積後の整列の割合は、まだ完全には理解されていないが、様々な要素に依存する。そのうち重要なものには以下のようなものがある。

1. 粒子サイズ。小さなサイズでは強磁性粒子のブラウン運動の効果が強くなる。細粒堆積物は堆積時には水含有量が多く、圧密と固化の過程でゆっくり減少する。その結果、pDRM の整列が働く時間は長い (おそらく $10^2 - 10^3$ 年)。それとは逆に粗い粒子の堆積物は全 DRM の大部分を堆積時に獲得するであろう。
2. 堆積速度。強磁性粒子が水含有量が多い領域にとどまる時間は堆積速度に依存する。おそらく堆積速度が遅いと堆積後の整列の効果は強くなるだろう。
3. 生擾乱。生擾乱でかき混ぜられた堆積物の堆積残留磁化はすべて堆積後のプロセスでついたものである。生擾乱は堆積物最上部での高含水量を意味し、高含水量は pDRM の整列を強化することが知られている。

粒子サイズ効果

粘土の最大の粒子の直径は $4\mu\text{m}$ で、ほとんどすべての磁鉄鉱粒子は単磁区か擬単磁区の領域になる。一方、シルトと砂の境界は $62\mu\text{m}$ である。細かいシルトは擬単磁区粒子が多い場合があるかもしれないが、淘汰のよい粗粒のシルトや砂の磁鉄鉱はほとんど全部多磁区粒子である。

この粒子サイズの違いは二つの意味で重要である。第一に単磁区ないし擬単磁区領域の粒子は地球磁場中でそろう (主として pDRM で)。大きな粒子は磁化強度が弱く、堆積直後の空隙で自由に回転するとは考えにくい。従って、堆積時または堆積後の過程で効率的に揃うことはない。第二に多磁区領域にある大きな強磁性粒子は粘性残留磁化を獲得しやすい。従って、砂岩は最初の残留磁化獲得効率が小さい上に、残留磁化はより不安定である。

その他の粒子サイズ効果も重要である。中粒砂岩より大きな粒子サイズでは、強磁性鉱物に対しても力学的エネルギーの影響が磁場による整列より大きくなる。従って、粗粒砂岩や礫岩では DRM は着きそうにない。その上、粗粒の堆積物は一般に透水率が高く、地下水循環によって強磁性鉱物に影響を与える化学的变化が起きている可能性が高い。このような訳で、古地磁気研究では試料に粘土から細粒砂岩までを好み、粗粒の堆積物は避けるのが普通である。

DRM の固着

堆積物の脱水と固化が進んで、粒子の動きが止まったときに堆積残留磁化は固着する。一旦回りの粒子との接触で動きが止まると、DRM は力学的に固まる。固着は脱水と固化の進んでいく時間少しずつ進行する。固着にかかる時間は 10^3 年程度までと見積もられているが、堆積環境に依存する。おそらく粗い強磁性粒子は細かい粒子より早く固着するだろう。

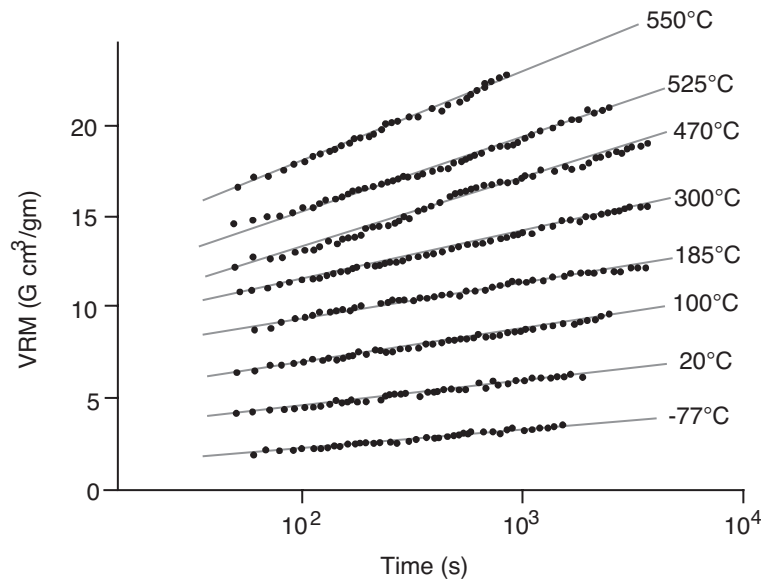


Figure 3.19 Progressive acquisition of VRM by synthetic sample of dispersed 2-mm diameter grains of magnetite. Data points show VRM acquired at corresponding time since the beginning of exposure to the magnetic field; lines show the trend of VRM for a particular VRM acquisition experiment at the temperature indicated; the magnetic field was 3.3 Oe; zero on the ordinate is arbitrary (the absolute value of VRM was adjusted so that results of all VRM acquisition experiments could be conveniently shown on a single drawing). Redrawn from Stacey and Banerjee (1974).

この DRM の議論で堆積時や直後の堆積岩の残留磁化について基本的な理解が出来たであろう。原岩や堆積時、その後のプロセスなど堆積岩も様々であるので、DRM 強度が様々でも驚くにあたらない。磁鉄鉱に富んだ大陸性堆積物では $>10^{-4}\text{G}$ (10^{-1}A/m) の DRM 強度を持っているものもあるし、海洋性の石灰岩では $<10^{-7}\text{G}$ (10^{-4}A/m) 程度の DRM 強度しか持っていないものもある。

粘性残留磁化 (VRM)

粘性残留磁化 (Viscous remanent magnetism: VRM) は弱い磁場にさらしたときに次第に着いていく残留磁化のことである。天然の VRM は岩石が形成されてからずっと後の地球磁場の働きで生じた二次磁化として見られる。古地磁気学的な視点で言うと、この VRM は好ましくない雑音である。この節では粘性磁化の基本的性質を調べよう。基本的な物理を理解することによって、VRM の着きやすい強磁性鉱物の特性が分かる。それはまた、粘性磁化を消去し古地磁気学的に興味のある初生磁化を取り出す消磁の技術を理解することにもなる。消磁については第 5 章で詳しく取り扱う。

VRM の獲得

粘性残留磁化の獲得を示す実験データを図 3.19 に示した。この実験では $2\text{-}\mu\text{m}$ の磁鉄鉱粒子を拡散した人工試料を 3.3Oe (0.33mT) の磁場中に置き、生じた VRM を定期的に測定した。実験は温度を変えて繰り返した。ある温度での VRM 獲得は

$$\text{VRM} = S \log t \quad (3.45)$$

に従って進んだ。ただし、 t は磁場中に置いた時間、すなわち VRM 獲得に要した時間で、 S は粘性係数と呼ぶ。

図 3.19 から S が温度と共に増加することは明らかである。VRM が磁場にさらした時間の対数に比例するのであるから、粘性磁化では最近の磁場の影響が卓越する。大きな VRM 成分を持った岩石は試料採取

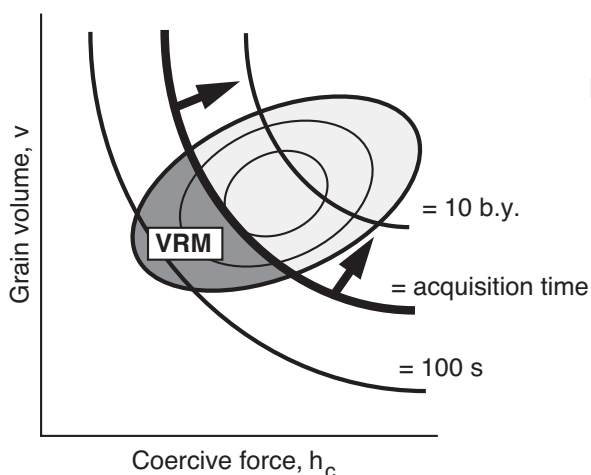


Figure 3.20 Schematic representation of VRM acquisition on a diagram of SD grain volume (v) versus microscopic coercive force (h_c). As the time of VRM acquisition increases, the bold line labeled τ = acquisition time sweeps through the SD grain population from lower left to upper right; grains with progressively longer τ can acquire VRM as acquisition time increases; SD grains in the dark stippled region labeled τ VRM have acquired VRM.

場所の現在の地球磁場の方向に揃った NRM を持つ。

まず、単磁区粒子の獲得する VRM を考えよう。単磁区粒子の集合については、VRM の獲得は本質的に磁気の緩和の逆の現象である。緩和時間 τ の短い粒子の磁気モーメントの再配列で VRM は着く。図 3.20 は、単磁区粒子の分布を $v - h_c$ グラフ上にコンターで示した模式図である。もし、VRM の獲得実験を図中の“獲得時間”の長さだけ行えば、 $\tau \leq$ “獲得時間” (図 3.20 で濃い網の部分になる粒子) の粒子はすべて実際に“浮動”して、かけた磁場に反応することが出来る。これらの浮動する粒子の磁気モーメントは平衡分布に向かい、その結果かけた磁場の方向に VRM が着く。獲得時間が増えるにつれて、 $\tau =$ “獲得時間”の線が粒子の分布を掃いていって、VRM は増加する。

温度増加の効果は h_c が温度と共に減少することを考えると理解できる。温度の増加と共に $v - h_c$ 空間での粒子の分布は h_c が減少する方向 ($v - h_c$ 図で左の方) に移動する。より大きな熱エネルギーがあればエネルギー障壁をすばやく乗り越えて磁気モーメントが回転する。それゆえ、同じだけの磁化獲得の時間では、温度が上昇するとより多くの粒子が VRM の担体となる、すなわち、粘性係数 S が大きくなる。温度がかなり高くなると生ずる磁化は熱粘性残留磁化 (thermoviscous remanent magnetization: TVRM) と呼ぶ。天然で生ずる VRM の獲得時間は 10^9 年やそれ以上にもなりうる。 $\tau < 10^9$ yr のあらゆる粒子は VRM の担体となる可能性がある。 10^9 年以上の緩和時間を持った単磁区粒子は一般に古地磁気学的に意味のある初生磁化を持っている。このような緩和時間の長い安定な粒子は $v - h_c$ 図では右上に来る。

擬単磁区と多磁区粒子の VRM

擬単磁区や多磁区の粒子では VRM は磁壁が熱で動くことによって着く。図 3.3 に示すとおり、磁壁のエネルギーは場所の関数である。かけた磁場と擬単磁区や多磁区の粒子の相互作用のエネルギーは磁壁を動かし、かけた磁場の方向の磁化が増加する。

多磁区の粒子では一般に抗磁力と粘性係数が反比例する関係にある。抗磁力の低い粒子は素早く VRM を獲得するし、一番抗磁力の低い粒子ではほとんど VRM になる。磁鉄鉱を生ずる岩石では、VRM は一般に抗磁力の低い多磁区粒子が担っている。低抗磁力と VRM の卓越の、このような原因までさかのぼる関係は、磁鉄鉱を生ずる岩石での VRM の消磁を説明する上で重要である。

熱粘性残留磁化 (TVRM)

古地磁気を研究しようとする岩石が変成作用などで長時間の加熱を受けていることもある。キュリー温度以下とはいえ高温に長時間さらされたときの (1) 初生の NRM を保持する能力への、また、(2) 熱粘性残留磁化 (TVRM) からの、影響を理解しなければならない。この節では、単磁区理論を用いて TVRM を解析

し、緩和時間が温度と共にどのように変化するかを見る。この理論で TVRM の獲得はうまく説明できる。また、これによって強磁性粒子のある部分がかんりの変成作用を受けても初生の磁化を維持しうることも示せる。

まず、均一の単磁区粒子の集合を考えよう。Néel の緩和時間の温度依存の式は以下のようになる。

$$\tau(T) = \frac{1}{C} \exp\left(\frac{vj_s[T]h_c[T]}{2kT}\right) \quad (3.46)$$

従って、

$$\ln(\tau[T]C) = \left(\frac{vj_s[T]h_c[T]}{2kT}\right) \quad (3.47)$$

となる。それゆえ、均一の粒子の集合では

$$\frac{v}{2k} = \text{一定} = \frac{T \ln(\tau[T]C)}{j_s[T]h_c[T]} \quad (3.48)$$

である。ここで、この集合が温度 T_1 で τ_1 、温度 T_2 で τ_2 の緩和時間を持つとする。(3.48) 式の右の等号から T_1 と T_2 各々の温度での各パラメータの間には以下の関係が成り立つ

$$\frac{T_1 \ln(\tau[T_1]C)}{j_s[T_1]h_c[T_1]} = \frac{T_2 \ln(\tau[T_2]C)}{j_s[T_2]h_c[T_2]} \quad (3.49)$$

時間と温度の関係を得るためには抗磁力 $h_c(T)$ の温度依存性を知る必要がある。単磁区磁鉄鉱では抗磁力は形状異方性による場合が多いであろうから、

$$h_c(T) = \Delta N_D j_s(T) \quad (3.50)$$

と考えてもよい。ここで、 ΔN_D は短軸と長軸の反磁場係数の差である。単磁区赤鉄鉱の場合は抗磁力は結晶磁気異方性によるので、温度により強く依存し、

$$h_c(T) = D j_s^3(T) \quad (3.51)$$

となる。 D は温度に依存しない(しかし、この議論では重要ではないその他もろもろに依存する) 比例定数である。これらの式を (3.49) 式に代入すると、

$$\left(\frac{T_1 \ln[\tau_1 C]}{j_s^2[T_1]}\right) = \left(\frac{T_2 \ln[\tau_2 C]}{j_s^2[T_2]}\right) \quad \text{磁鉄鉱について} \quad (3.52)$$

$$\left(\frac{T_1 \ln[\tau_1 C]}{j_s^4[T_1]}\right) = \left(\frac{T_2 \ln[\tau_2 C]}{j_s^4[T_2]}\right) \quad \text{赤鉄鉱について} \quad (3.53)$$

飽和磁化 j_s の温度変化のデータ (図 2.3) を用いれば、磁鉄鉱と赤鉄鉱の時間—温度安定性を計算することが出来る。

得られた緩和時間と固着温度 (τ, T_B) の関係の最も役に立つような表し方は τ - T_B 空間上で同じ粒子が活性化する場所を示すノモグラムを書くことであろう。単磁区の磁鉄鉱と赤鉄鉱の粒子のノモグラムが図 3.21 である。この図は固着図としても知られている。3.21a を用いた例を見るとノモグラムがいかに役に立つか分かるであろう。

図 3.21a の点 1 は 260°C で 10m.y. の緩和時間を持った単磁区の磁鉄鉱粒子に対応する τ - T_B 空間の点である。この粒子は 260°C に 10m.y. 置くとかんりの量の VRM を獲得する。点 2 は $\tau = 30$ 分 $T_B = 400^\circ\text{C}$ にあたり、点 1 と同じノモグラム上に位置する。これは 260°C で $\tau = 10$ m.y. の粒子は 400°C では $\tau = 30$ 分であることを示している。それは、 260°C , 10m.y. で獲得した TVRM は 400°C , 30 分無磁場中に置くことで消されるという意味である。

次に、図 3.21a の点 3 と 4 を見てみよう。この 2 点は τ - T_B グラフ上で点 1,2 とは異なる一つのノモグラムの上にある。点 3 は $T_B = 520^\circ\text{C}$ で $\tau = 10$ m.y. で、点 4 は $T_B = 550^\circ\text{C}$ で $\tau = 30$ 分である。従っ

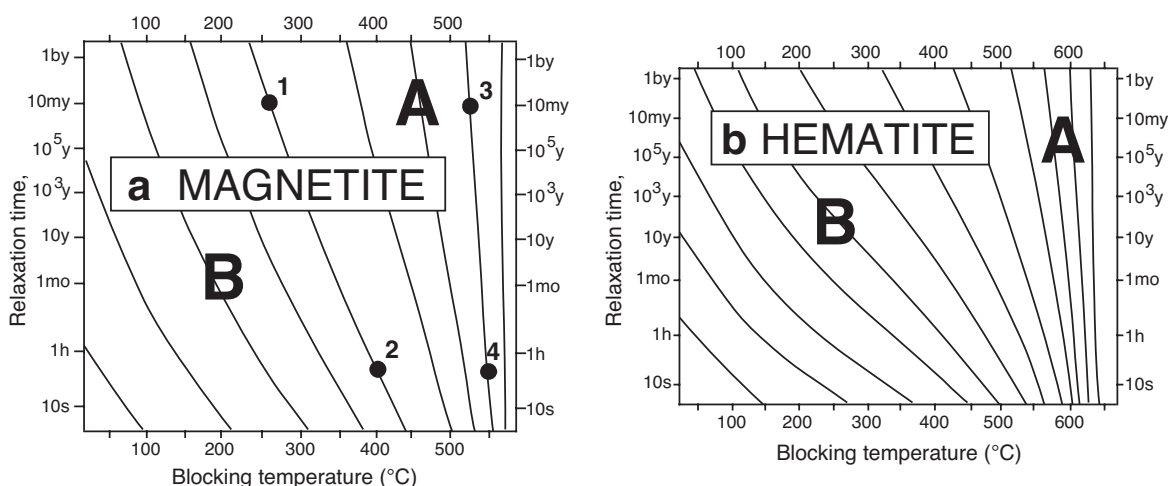


Figure 3.21 Blocking diagrams for (a) magnetite and (b) hematite. Lines on the diagrams connect combined temperature and relaxation time (τ) conditions that can unblock (reset) the magnetization in a given population of SD grains. See text for explanation. Redrawn from Pullaiah et al. (1975).

て、 520°C で 10m.y. の緩和時間を持つ粒子を 30 分で消磁するにはほんの少し高い温度 (550°C) しか必要としない。これは、キュリー温度に近い T_B を持つ粒子は温度が少し下がるだけで急速に緩和時間が長くなるということを別の面から眺めたものである。

図 3.21a と 3.21b の固着図は二つの領域に分けることが出来る。B 領域の粒子は実験室の時間スケール (例えば 30 分程度) での固着温度が少なくとも 100°C キュリー温度より低い。このような粒子はあまり高い温度にならなくても (例えば 300°C 程度) 地質学的に長い時間 (例えば 10m.y. 程度) その温度にさらされると TVRM を獲得する。従って B 領域の粒子は磁化の初生成分の担体としては不安定で TVRM や VRM の二次磁化を獲得している可能性が高い。一方、A 領域の粒子は実験室での固着温度がキュリー点から 100°C の範囲にある。このような粒子はキュリー温度のすぐ近くまで熱せられない限り、リセットされることはない。B 領域の粒子は固着温度がキュリー温度のずっと下まで大きく広がっているのに対して、A 領域の粒子はキュリー温度から 100°C の範囲に明確に固着温度が制限されている。これは、なぜ T_B がキュリー温度から 100°C の範囲の粒子が TRM の安定な担体であり、 T_B がキュリー温度から離れて広く分布している粒子が一般に不安定であるかの説明となる。

図 3.21 から初生の NRM が緑色片岩帯の温度 ($300\text{--}500^{\circ}\text{C}$) の加熱でも残る可能性のあること、しかし、角閃岩帯 ($550\text{--}750^{\circ}\text{C}$) まで上がると駄目なことが分かる。A 領域の T_B を持つ磁鉄鉱粒子が記録している磁化は普通角閃石が放射起源のアルゴンを保持する温度 (およそ 525°C) と同程度である。しかしながら、この議論は時間-温度効果のみを考えていることに気をつけてほしい。低度の変成作用でさえしばしば化学変化を伴い、強磁性鉱物を変質させて、時には初生の NRM を消したり、岩石を化学的に再磁化したりすることもある。

この熱粘性残留磁化の理論は NRM の熱消磁の基本的な理論と同じである。室温で短い τ を持つ単磁区粒子は低い T_B を持ち、室温で長い τ を持つ粒子は高い T_B を持つ。二次磁化は短い τ (そして低い T_B) を持っていることが多い。従って、NRM の二次成分を持っている粒子の T_B よりも高く、初生の NRM を持っている粒子の T_B よりも低い温度で消磁することが可能となる。こうすれば、NRM の初生磁化をそのままに二次磁化を消すことが出来るのである。

注意とまとめ

ここで、皆さんがいま習った(少し努力したかもしれないが、大したことはなかったと希望しています)色々な理論どれもが、実は、うまくいくとは限らないということに注意しておきたい。しばしばみられる問題は TVRM や VRM を消すのに必要な温度が理論で予想されるよりも高いことである。定性的な傾向は正しいのであるが、理論は TVRM による二次磁化の消去について楽観的である。もう一つは、磁鉄鉱より赤鉄鉱で理論がうまくいっているように見えるという点である。

この理論は単磁区粒子でのみ有効であることを思い出してほしい。赤鉄鉱の大部分は単磁区粒子であるのに対して、一般的な磁鉄鉱を生ずる岩石では粒子サイズの領域のかなりの部分は擬単磁区粒子の領域である。擬単磁区粒子が存在することで磁鉄鉱のある岩石ではこの TVRM 理論を適用できなくなっている可能性は高い。また、この TVRM の理論では変成作用による強磁性鉱物の化学的变化も無視している。広域変成や埋没変成の効果を考えるとき、化学変化と粒子成長のことを常に頭にいかないといけない。

岩石中の強磁性粒子の粒子サイズと形状の分布が与えられると、VRM や TVRM を獲得する粒子がどれくらいあるかわかる。これらの自然残留磁化の成分は通常は邪魔な二次磁化で、我々は何とか部分消磁で消してしまおうとする。固着温度の低い単磁区粒子は粘性磁化が着きやすいということは見てきた。しかしながら、岩石中に固着温度の高い粒子があれば他の粒子に VRM が着いてもその粒子は初生の自然残留磁化を保っているということも示した。自然残留磁化に複数の成分があるときには、それらは、同じ石の中の別の強磁性粒子の集合が担体となっていることがありうる。古地磁気の研究のかなりの部分はたくさんの成分の磁化から意味のある成分を取り出すという問題に帰着できる。

等温残留磁化 (IRM)

強い磁場に温度を変えずに短時間さらすことで着く磁化を等温残留磁化 (isothermal remanent magnetism: IRM) と呼ぶ。実験室では、IRM は電磁石で作った磁場に (普通は常温で) さらしてつける。磁気履歴実験で残る磁化は IRM で、かけた磁場より抗磁力の弱い強磁性粒子に着く。

天然の IRM は落雷による瞬時の磁場による NRM の二次磁化としてみられる。雷の電流は 10^4 アンペアを越えることもあるので、落雷した点から 1m 以内では 10^2 – 10^3 Oe (10–100 mT) の強い磁場となりうる。そのようなところで試料を採集するような羽目になることはなさそうに思えるが、以下に示すように、落雷による IRM は問題になる可能性があり、特に雷嵐の頻発する地域では十分に注意する必要がある。

驚くべきことに、世界中で落雷が起こる頻度は 1 秒に 10^2 – 10^3 回にもなる。それぞれの落雷で周囲 2m の範囲が IRM を獲得するとして、また、古地磁気の試料採取に適した新鮮な露頭ができるように 2m 斜面が浸食されるのに 10^4 年かかるとしよう。すると、 10^4 年間で 1m^2 に平均的には 0.1 回落雷があったことになる。雷嵐は熱帯地域で多いことを考えると、そこでは落雷の影響について十分注意しないといけないことがわかる。雷の落ちやすい尾根やメサ上の露頭は何度も落雷して完全に再磁化しているかもしれない。いずれにせよ、高い位置の露頭からの試料採取は避けるべきであるし、もし取ったら試料の NRM を注意深く調べる必要があることは明らかである。野外と実験室での実際の作業については次章で述べる。

推薦図書

熱残留磁化:

- L. Néel, Some theoretical aspects of rock magnetism, *Adv. Phys.*, v.4, 191–242, 1955.
The classic article on TRM.
- F. D. Stacey, The physical theory of rock magnetism, *Adv. Phys.*, v.12, 45–133, 1963.

Presents an in-depth investigation of various forms of NRM.

- F. D. Stacey and S.K. Banerjee, *The Physical Principles of Rock Magnetism*, Elsevier, Amsterdam, 195pp, 1974.
Chapters 6 and 7 treat TRM.

堆積残留磁化:

- D. W. Collinson, Depositional remanent magnetization in sediments, *J. Geophys. Res.*, v.70, 4663–4668, 1965.
Discusses numerous aspects of DRM acquisition.
- E. Irving and A. Major, Post-depositional detrital remanent magnetization in a synthetic sediment, *Sedimentology*, v.3, 135–143, 1964.
A classic PDRM experiment.
- F. D. Stacey, On the role of Brownian motion in the control of detrital remanent magnetization of sediments, *Pure Appl. Geophys.*, v.98, 139–145, 1972.
Treats the Brownian motion model of PDRM.
- K. L. Verosub, Depositional and post-depositional processes in the magnetization of sediments, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v.15, 129–143, 1977.
Excellent review article on DRM.

粘性残留磁化:

- D. J. Dunlop, Viscous magnetization of .04–100 μm magnetites, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, v.74, 667–687, 1983.
A more advanced look at VRM.
- G. E. Pullaiah, E. Irving, K. L. Buchan, and D. J. Dunlop, Magnetization changes caused by burial and uplift, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v.28, 133–143, 1975.
Develops the blocking diagram approach to TVRM.

雷励起等温残留磁化:

- A. Cox, Anomalous remanent magnetization of basalt, *U.S. Geol. Surv. Bull.*, v.1083-E, 131–160, 1961.
A classic study of effects of lightning on natural remanent magnetism.

第 4 章

試料採取、測定、NRM の表示

この章では、第 1 章から第 3 章で学習した理論と観測を実際に適用する。具体的な資料採集・測定・NRM の表示の技術を通じて、データ取得の手順について述べる。一連の古地磁気試料中の強磁性鉱物の同定の方法についても、短くではあるが言及する。

古地磁気試料の採集

第 1 章で表面の地球磁場は 10^5 年程度までの周期を持った永年変化をしていることを見た。平均方位は地心双極子磁場が期待され、古地磁気研究の多くはこの平均方位を決定するようにする。古地磁気試料を取るときは岩石ができたほぼその瞬間の地磁気方位を記録していると考えて採集する。地磁気永年変化は平均してしまふ必要があるから、古地磁気試料は 10^5 年以上の期間にわたるように採集しないと行けない。期間にとくに上限はないが、2 千万年を越えることはめったにない。

試料採集の計画

図 4.1 は一般的な古地磁気試料採集法における試料の階層的な整理を示したものである。岩相単位とは堆積岩で言えば一連の地層や火成岩複合体では一連の冷却単位、普通は地質学で層群と呼ばれるくらいの単位、時にはその下の層と呼ばれる単位や、一連の層群を単位としたものを示している。ずっと離れたサイトで（できれば数 100km も離れた）試料を採取したほうがいい。そうすれば、一ヶ所の結果のみに依存することもなくなるし、第 5 章で議論する野外テストが適用できるようになるかも知れない。ある地域をとれば、一ヶ所だけの結果で問題となるローカルなテクトニックな動きや地球化学的な変質の影響も受けにくくなる。

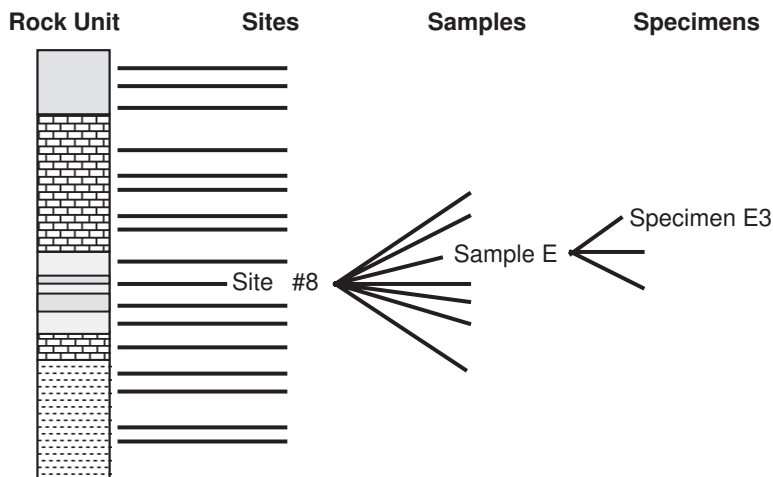


Figure 4.1 Generalized paleomagnetic sampling scheme. Multiple sampling sites are collected within the rock unit; multiple samples are collected from each site; specimens for laboratory measurements are prepared from samples.

サイトというのは、一連の堆積岩のある層や、火成複合岩体中の冷却単位（すなわち溶岩流や岩脈）の露頭である。その岩相単位の初生 NRM を知ることが出来るのであれば、各サイトの結果は各試料採取地点の初生磁化が形成された（理想的には短い）期間の地球磁場方位の記録であるはずである。ほとんどの古地磁気研究にとって、ある岩相単位で複数のサイトを設定することは、地球磁場方位の時間平均をとるために重要である。どのくらいのサイト数が必要であるかは議論のまとであり、第7章で述べる。

サンプル（試料）というのはそれぞれ独立に方位をつけた岩石片である。技術的な問題がない限り（例えば、湖底のコアなど）一つのサイトから複数の試料を取ったほうがいい。通常は 6～8 個の試料を露頭の 5～10m の範囲に散らばらせて取る。NRM の方位を試料間で比較すれば、サイト内での NRM の均一さが評価できる。

スペシメン（試片）というのは NRM の測定に適当な大きさに試料から切り出したものである。複数の試片をそれぞれの試料から切り出すこともある。それらの結果の比較で、複数の試料の場合に加えて NRM の均質性や実験の再現性のチェックができる。一つの試料から試片が一つしか取れないこともある。一方、3 個以上の試片を一つの試料から取っても意味のあることはまれである。

もし、サイトでの地層が水平でなければ、後で構造補正をするために地層の走向傾斜を測定しておかなければならない。走向傾斜の測定は地質学一般で行われている方法でよい（通常はクリノメータを用いる）。露頭の状況がよければ完全な構造の記載をしておく。サイトがプランジした褶曲の翼部にあったとしたら、完全な構造補正のためにはその場の傾斜補正だけでなくプランジの補正もしなければならない。古地磁気データの構造補正については後に述べる。

試料のタイプ

試料採集に何を持っていけるかでどんな定方位試料が取れるかが違ってくる。広く行われている試料採取の方法を以下に述べる。

1. 携帯ドリルを用いたコア試料。古地磁気試料の採取に最も広く用いられているのが水冷式のダイヤモンドビットをガソリンエンジンで動かす携帯ドリルでコア試料を得る方法である（図 4.2a）。コアの直径は ~2.5cm を用いることがほとんどである。露頭で 6 から 12cm の深さにコアを抜いた後（図 4.2b）、コアの底をはずす前に方位付器で方位を付ける（図 4.2c）。方位付器にはコアの軸の傾斜を計る傾斜計と、軸の方位を計る日時計や磁針が付いている。この方法での方位付の精度は $\pm 2^\circ$ 程度である。方位を付けた後、コアの底を割って取りだし、方位マークを確認し、サンプル番号を書く（図 4.2d）。コア試料の利点は、露頭の状態によらず試料採取が可能なことと、方位の精度である。欠点には重装備（ドリル、水、ガソリン）でサイトに行かなければいけないこと、ドリルの調子に左右されること（特に、不便な場所で）、長期間従事すると椎間板ヘルニアになりやすいこと、があげられる。
2. ブロック試料。装備の問題、ドリルしにくい岩質、（または禁止地域）等の理由でブロック試料を取る必要が出てくることがある。割れ目の入った岩石に方位を付けて（一つの面の走向傾斜を記録することが多い）はずす。未固結の堆積物の場合、露頭から試料を切り出すこともある。ブロック試料の利点は、装備に左右されないこととドリルできない様な脆い岩石でも取れることである。一方、欠点は方位付の精度が悪いこと、割れ目の入った岩石（おそらく、マッシュな部分より風化が進んでいる）しか取れないこと、帰りに運ぶことになる岩石が重くかさばること、持ち帰ってから測定用試料の加工に手間がかかること、等が気になる。
3. 湖底や海底のコア試料。湖底や海底から堆積物の柱状試料を得るために色々な道具が作られている。とれるコアは断面が ~10cm 程度の円や同じくらいの正方形のものが多い。ほとんどのコアは水平面内の方位は付いていない。また、コアが垂直に刺さると仮定する場合が多い。貫通深度は $\leq 20\text{m}$ が普通である。ただし、深海掘削計画（ODP）で使っている、APC（Advanced Piston Corer）ではロータリー掘削の先で非攪乱の試料を取ることが可能で、数 100m の深さまでほとんど 100% の回



Figure 4.2 Core sample collection procedures. (a) Portable gasoline-powered drill with diamond drilling bit; a pump can is used to force cooling water through the drill bit. (b) Unskilled laborer drilling a core. (c) Orientation stage placed over in situ core. Notice the inclinometer on the side of the orientation stage; the magnetic compass is under a Plexiglas plate; the white ring on the Plexiglas plate is used to measure the azimuth of the shadow cast by the thin rod perpendicular to the plate. (d) Core sample with orientation markings.

収率でコア採取をしている。実験室で測定用にコアから試料を取ることになる。

試料採集時の注意

古地磁気と言っても研究対象や応用は様々なので、試料採集について一般的に書くのは難しいが、長年の経験から得られる注意事項はある。まず一番目は新鮮で風化していない試料を取ることである。地表面での酸化は磁鉄鉱を赤鉄鉱や水酸化鉄に変え、磁鉄鉱が担っている NRM を弱めると共に、新しく CRM がつく。それゆえ、人工の露頭（道路の切り通しなど）は適している。天然の露頭では浸食の盛んな谷などが最適な場所である。

落雷は二次的な IRM をつけるが、それで初生の NRM が覆い隠されてしまうかもしれない。このような雷による IRM は実験室で部分消磁すれば消えることもあるとは言うものの、雷の落ちやすい場所は避ける方針としたほうがよい。可能であれば、頂上付近は避けるべきだ（特に赤道地域では）。どうしても雷の多い地域で試料採集しないといけないときには、以下の二つの方法で雷の影響を抑えることができる。

1. 玄武岩などの強い磁化を持った岩石の露頭では、試料採集前に磁場測量をすれば、落雷があった場所が見当をつけることができる。具体的には、磁針の方位をマッピングして、かなり ($\geq 5^\circ$) 北からずれた場所を見つける。方位磁石の方向を一定にしたまま岩石の表面から $\sim 15\text{cm}$ の距離まで近づけると、落雷で着いたような不均質に強く磁化した IRM なら、磁針の方位を目に見えるほど振らせる。このようにすれば試料採集時に落雷地点を知って、避けることができる。

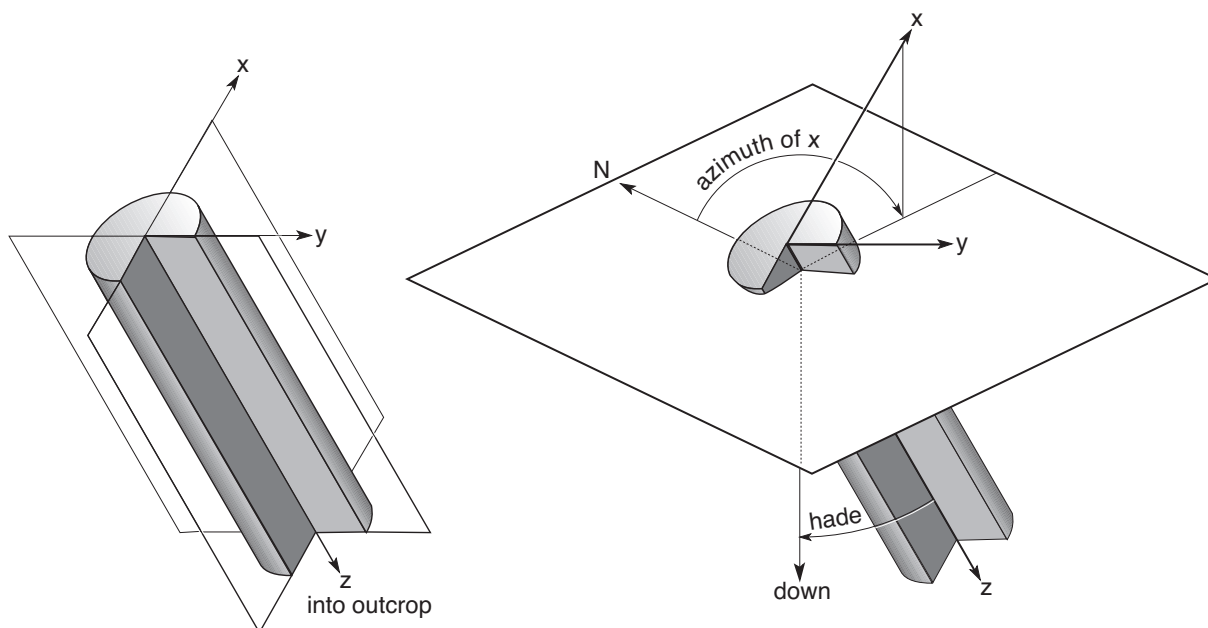


Figure 4.3 Orientation system for sample collected by portable core drill. Diagram on the left is a schematic representation of core sample in situ. The z axis points into outcrop; the x axis is in the vertical plane; the y axis is horizontal. Diagram on the right shows orientation angles for core samples. The angles measured are the hade of the z axis (angle of z from vertical) and geographic azimuth of the horizontal projection of the $+x$ axis measured clockwise from geographic north.

- 雷の発生しやすい地域では日時計を用いて試料の方位を付けるとよい。試料方位を日時計で付けるのは難しくないし、計算も携帯プログラム電卓があれば露頭でできてしまう。地磁気の水平成分の小さい高緯度地域でも日時計での方位付けが必要となる。もし、曇っていて太陽が見えない場合は、試料採取地点からの方位の分かった地形などを利用して現在の偏角を決めることができる。

方位付けの方法は色々あって、標準が確立していない。しかし、どの方法でも、試料の採取時の方位を一意に示すようになっている。一例としてあげると、筆者が使っているのは図 4.3 に示した右手系の直交座標方式である。 z 軸はコアの軸（露頭の奥に向かって z 正）、 x 軸は鉛直面内で z 軸に垂直な方向、 y 軸は水平面内となる（図 4.3a）。野外で測る試料の方位は (1) $+x$ の水平投影の方位 ($x-z$ 面の方位) と (2) 垂線と $+z$ 軸のなす角 ($90^\circ - z$ 軸の傾斜)。実験室でこの座標軸に基づいて測定することとなる。

NRM の測定

古地磁気にとって意味のある結果は 10^{-8}G (10^{-5}A/m) 以上の磁化を持った岩石から得られてきた。これは 10 cm^3 の標準コア試料では、 10^{-7}G cm^3 (10^{-10} Am^2) の磁気モーメント (M) に相当する。このように弱い M を素早く確かに測定するためにはかなり苦勞する。過去 30 年間で岩石磁力計の感度は少なくとも千倍は改善した。初期の古地磁気研究は磁化の強い玄武岩や赤色堆積物に限定されていたが、装置が進歩して基本的にはどんな岩石でも古地磁気の研究が出来るようになってきた。古地磁気学で用いる装置についての話は、Collinson の本（参考文献参照）に詳しいので、この本ではこれ以上立ち入らない。古地磁気学の理論の発展と実験室での実際を解説する上で必要な基本的なことにふれるのみとする。

1950 年代の古地磁気学の発展（ほとんどイギリスで）は、ほとんど無定位磁力計で NRM を測ることによってもたらされた。無定位磁力計には様々な種類があるが、すべて基本は小さな磁石を糸（実際には金属や石英の細い線）で吊した構造をしている。試料の磁化が磁石に及ぼす力で糸がねじれて磁石が回転する角度を読んで試料の磁化の大きさと方向を測定する。巧妙な工夫と長年の努力で無定位磁力計の感度は

$M \leq 10^{-5} \text{Gcm}^3 (10^{-8} \text{Am}^2)$ まで改良された。最も大きな問題点は振動と周辺磁場の変動によるノイズであった。

1960年代から1970年代の初めにかけて、スピナ磁力計が広く使われるようになった。これも様々な形式があるが、基本的な構成は試料を回転する回転軸と、回転する試料の磁気モーメントから生じる振動磁場を検知するセンサの組み合わせである。センサの出力は位相検波器に渡されて、試料が回転する周波数の成分だけが取り出される。高効率の位相検波器とデジタル加算器の開発で、スピナ磁力計の感度と測定速度は大きく改善した。現在のスピナ磁力計の感度は $M \approx 10^{-7} \text{Gcm}^3 (10^{-10} \text{Am}^2)$ の NRM の試料を測定することが出来る。しかし、測定時間は磁化強度の減少とともに長くなり、このように弱い試料の測定には30分以上かかることになる。

1970年代の初頭に、超伝導磁力計が開発されて、スピナ磁力計より弱い磁化を素早く測ることが出来るようになった。超伝導磁力計は磁気センサとして、液体ヘリウム温度 (4K) での超伝導現象を利用した、SQUID (Superconducting QUantum Interference Device: 超伝導量子干渉素子) を用いている。SQUID は液体ヘリウムの入ったデュア瓶の中に置いてある。SQUID センサのすぐ近くに室温の部分が作ってあって、試料をそこにおいて試料の出す磁場を測定する。超伝導磁力計は $M \leq 10^{-7} \text{Gcm}^3 (10^{-10} \text{Am}^2)$ の試料を簡単に測定することが出来る。大きく改善した点は測定時間で、たった1分程度しかかからない。

どんな磁力計を用いても、測定できるのは試料座標系での試料の磁気モーメントの各成分 (M_x, M_y, M_z) である。試料の NRM の一様性と測定の S/N 比を見るために、各々の成分について何回か繰り返し測定をする。データはコンピュータに送られて、平均磁化方位の計算や、試料の方位の補正をして地理座標系にもどす計算をするようになっていることが多い。超伝導磁力計を使えば測定から計算までを1試料あたり1分で進めることが可能である。

NRM 方位の表示

古地磁気学ではベクトル方位を図 2.1 に示した伏角 I (水平面からの角度) と偏角 D (地理的北からの角度) で表す。そのような三次元的な方位を二次元の紙の上に表すには何か投影を用いなければならない。球の中心から NRM 方向の半直線が球と交わる点を NRM の方位と対応させて、その球を二次元に投影するのが、通常の方法である。投影には色々な方法があり、それぞれに長所短所がある。

古地磁気では二種類の投影が広く用いられている。等角投影 (ステレオまたはウルフ投影) には球面状の円 (中心のベクトルから同じ角度はなれたベクトルの集合) はどこにあらうと投影後も円となる性質がある。しかし、投影前に同じ大きさの円の投影後の大きさは中心の位置によって変わる (中心のベクトルが下を向いているほどすなわち投影の中心に近いほど小さくなる)。

等面積投影 (ランベルトまたはシュミット投影) は球面上の同じ大きさの円の面積は中心がどこにあらうと投影後も等しくなるという性質がある。しかし、円は中心が投影の中心にない限りは投影後は楕円になる。古地磁気学においては方位のばらつきが問題になることが多いので、等面積投影を使うことが多い。しかし、必ず使わなくてはならないというものではないし、実際、古地磁気方位を等角投影で示した論文も数多くある。

鉱物学者は結晶の対称性を示すのに結晶面 (または、その面の極) の投影を、構造地質学者は鉱物の伸び方向や層理面 (または、その面の極) の投影を使う。どちらの場合でも、表示すべき要素は直線で、上向き下向きいずれのベクトルの投影を示しても情報を失うことはない (読者が規約を分かっている限りは)。鉱物学者は上半球投影を用いる (彼等は空間を眺めて一生を過ごすことが好きなのだ)。一方、構造地質学者は下半球投影を用いる (彼等は手と足で鉱物の伸びなどを確かめて一生を過ごすのだ)。古地磁気方位は真のベクトル量で、上下両半球いずれも使うのであるから、古地磁気学者はもっとも均整がとれているはずである。

水平面への投影は偏角が同じで伏角の符号のみが異なる二つのベクトル (例えば、 $I = 20^\circ, D = 340^\circ$ と $I = -20^\circ, D = 340^\circ$) が同じ点になるという性質をもっている。上向きの方角と下向きの方角を区別する

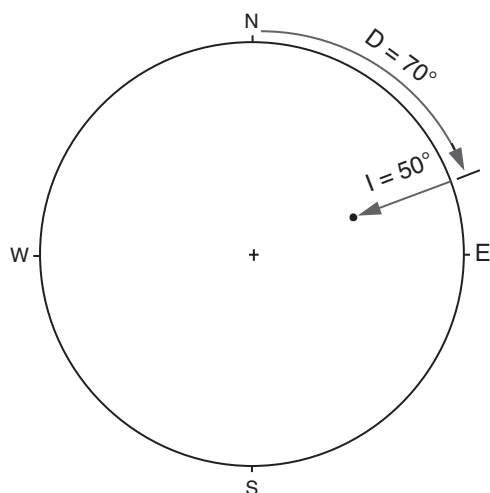


Figure 4.4 Plotting a direction on the equal-area projection. Declination is measured around the perimeter of the projection (clockwise from north); inclination is measured from 0° at the perimeter of the projection to $\pm 90^\circ$ at the center of the projection.

規約が何か必要である。古地磁気学で普通使う規約は下半球には塗りつぶした記号 (solid symbol: 閉じた記号) を用い、上半球には周囲だけの記号 (open symbol: 開いた記号) を用いるというものである。

例として図 4.4 に $I = 50^\circ$, $D = 70^\circ$ の方位を等面積投影で示した。伏角が正であることは、記号に黒丸を用いることで表してある。これ以降の議論では等面積投影上でのベクトルのプロットや回転について基本的な知識があると仮定している。もし、読者がこれらについてまったく知らないのであれば、Marshak and Mitra (参考文献参照) などの構造地質学の入門書の関係のある部分を読むとよい。

試料座標から方位へ

測定量から NRM の方位を求める手順について述べよう。図 4.3 の規約で方位を記録したコア試料を考える。例えば、試料の方位、試片の体積 (v)、磁気モーメントの各成分 (試料座標での) が表 4.1 の通りであったとする。

試片の全磁気モーメント M は

$$M = \sqrt{M_x^2 + M_y^2 + M_z^2} \quad (4.1)$$

で与えられる。表 4.1 のデータを用いると $M = 3.74 \times 10^{-3} \text{Gcm}^3$ ($3.74 \times 10^{-6} \text{Am}^2$) となる。NRM 強度は

$$\text{NRM} = \frac{M}{v} \quad (4.2)$$

Table 4.1 Data for Sample Coordinates to Geographic Coordinates Transformation

Sample orientation: Hade = 37° ; Azimuth of +horizontal projection of $+x = 25^\circ$
Specimen volume: 10 cm^3
Components of magnetic moment:
$M_x = 2.3 \times 10^{-3} \text{ G cm}^3$ ($2.3 \times 10^{-6} \text{ A m}^2$)
$M_y = -1.2 \times 10^{-3} \text{ G cm}^3$ ($-1.2 \times 10^{-6} \text{ A m}^2$)
$M_z = 2.7 \times 10^{-3} \text{ G cm}^3$ ($2.7 \times 10^{-6} \text{ A m}^2$)
Sample coordinates direction: $I_s = 46^\circ$; $D_s = 332^\circ$
Geographic coordinates direction: $I = 11^\circ$; $D = 6^\circ$

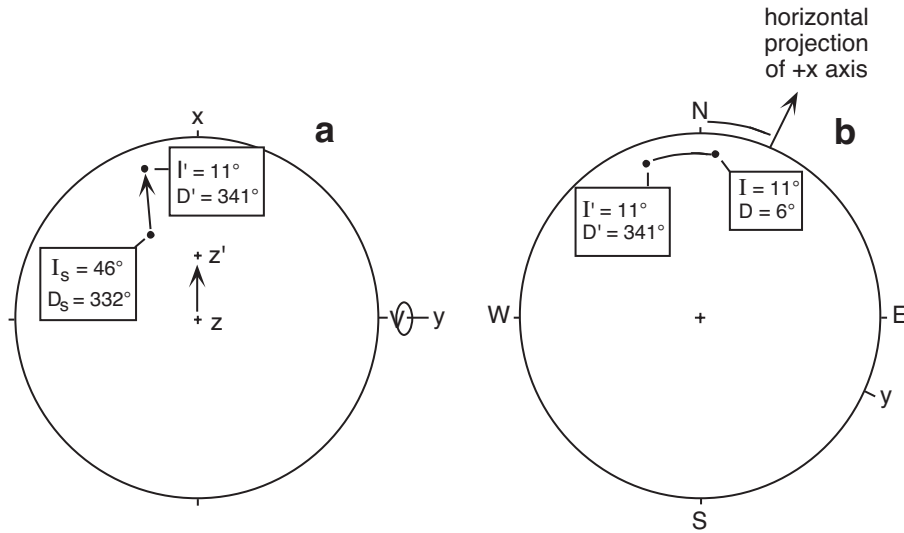


Figure 4.5 Determination of in situ (geographic) NRM direction from direction in sample coordinates. (a) Inclination and declination of NRM direction in sample coordinates (I, D) rotates to I', D' as z axis is rotated to the in situ hade; this rotation is about the y axis of the sample; amount of rotation equals the hade of the z axis. (b) Sample axes are returned to in situ (geographic) positions by rotating the horizontal projection of the $+x$ axis to its measured azimuthal orientation; the direction of NRM is rotated along with sample coordinate system.

で与えられるから、 $3.74 \times 10^{-4} \text{G}$ ($3.74 \times 10^{-1} \text{A/m}$) である。試料座標系での伏角 (I_s) と偏角 (D_s) は

$$I_s = \tan^{-1} \left(\frac{M_z}{\sqrt{M_x^2 + M_y^2}} \right) \quad (4.3)$$

$$D_s = \tan^{-1} \left(\frac{M_y}{M_x} \right)$$

となる。 D_s については M_x の符号によって値域が変わることに気をつけなければならない。表 4.1 の値を用いれば試料座標系での磁化方向は $I_s = 46^\circ$, $D_s = -28^\circ = 332^\circ$ である。

地理座標系での NRM 方位を求めるには、試料の軸 (と試料座標系での NRM 方向) を採取したときの元の方位に戻してやる。これは実際には座標変換を計算して求めるが、図 4.5 に説明してあるように図上で確かめておくことは、意味を把握する上で重要である。

一段目は等面積投影図上に試料座標系の方位をプロットすることである (図 4.5a)。試料の $+z$ 軸の鉛直線からの角度 (=hade) は 37° であった。 y 軸が水平であることを思い出せば (図 4.3 の方法による) 元々の z 軸の方位 (と NRM の方位) は $+y$ の回りに 37° 時計回りに回転してやれば得られることがわかる。回転は図 4.5a に示したように y 軸を中心とした等面積格子の小円に沿って NRM 方位を 37° 回転するという操作となる。回転後の方位は $I' = 11^\circ$, $D' = 341^\circ$ になる。

次は $+x$ 軸 $+y$ 軸の方向を回転して NRM の地理座標系での方位を見つけることである。この回転は図 4.5b に示すように鉛直線の回りの回転で、 $+x$ 軸の方向が測定した方位角 25° になるように回転する (したがって、 $+y$ 軸は $25^\circ + 90^\circ = 115^\circ$ になる)。各々の座標軸が正しい方向を向いたときに、地理座標系での NRM 方位が得られて、 $I = 11^\circ$, $D = 6^\circ$ となる。

傾動補正

もし、試料がテクトニックな運動で傾斜した地層から得られたものであれば、NRM には傾動補正を施さなければならない。野外調査の際に試料採取サイトの構造要素、すなわち地層の走向傾斜 (または、傾斜と

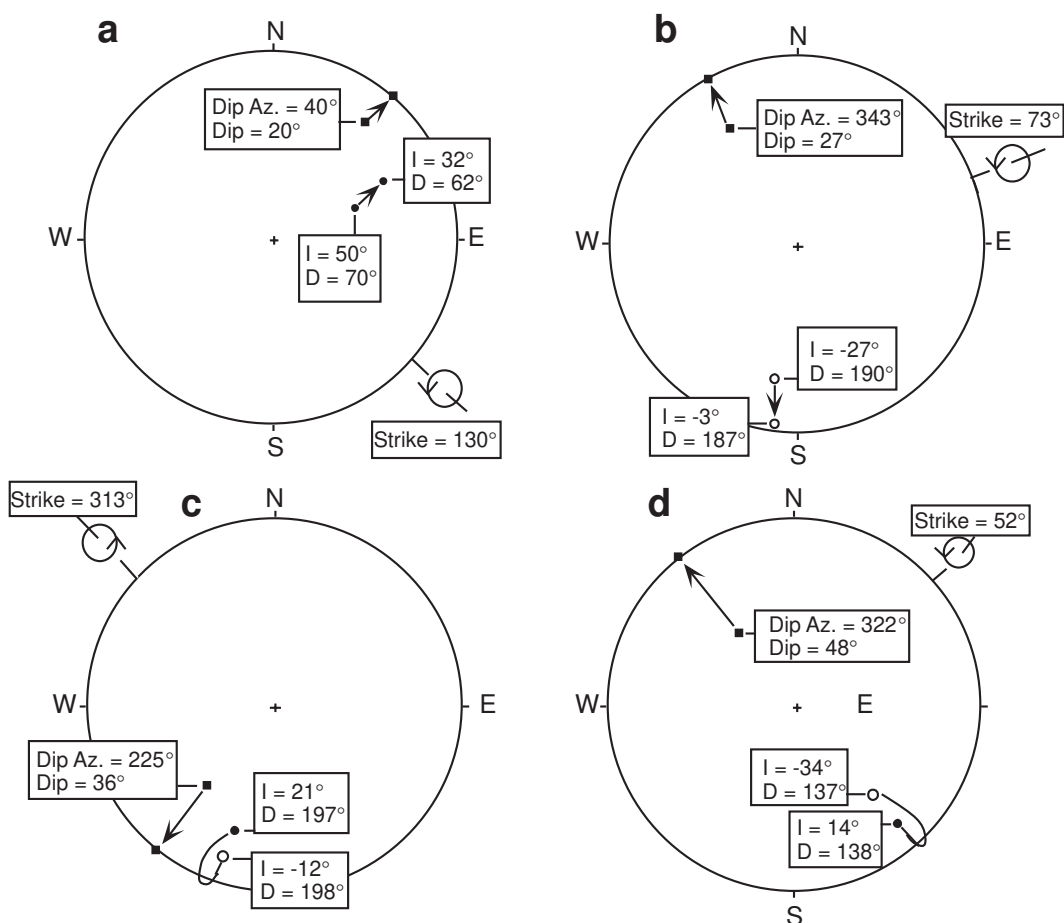


Figure 4.6 Examples of structural corrections to NRM directions. The bedding attitude is specified by dip and dip azimuth (squares on the equal-area projections); the azimuth of the strike is 90° clockwise from the dip azimuth; the rotation required to restore the bedding to horizontal is clockwise (as viewed along the strike line) by the dip angle and is shown by the rotation symbol; the in situ NRM direction is at the tail of the arrow, and the structurally corrected NRM direction is at the head of the arrow; solid circles indicate NRM directions in the lower hemisphere of the equal-area projection; open circles indicate directions in the upper hemisphere.

方位角) を測定しておく。

傾動補正は走向を軸として傾斜角の分だけ戻すように回転することで行える。図 4.6 に例を上げておいたので、ぜひじっくり追いかけてほしい。このような幾何学的操作が直観的にわかれば、古地磁気の技法や応用について理解を非常に助ける。

以下の説明では手元に等面積格子 (シュミットネット) とトレシングペーパーを持って読んでもらいたい。傾動補正の図学的方法は以下のとおりである。

1. もし、地層面の方位が傾斜方位と傾斜角で測定されているなら、傾斜方位に 90° を足して走向を出しておく。
2. 等面積格子の小円の中心が走向と等しくなるように格子を回転する。
3. NRM 方向を等面積格子の小円に沿って傾斜角だけ回転する。この際回転方向に注意して、傾斜を戻す方向に回転すること。

図 4.6 にいくつか例を示しておいたので、ぜひ自分で手を動かして手続きを完全に理解して欲しい。古地磁気方位には上半球投影 ($I < 0^\circ$) と下半球投影 ($I > 0^\circ$) 両方あって、点の動く方向が違って来るから注

意すること。どちらが正しいかは直観的にわかるだろうが、手を層面として磁化方向に見立てた鉛筆を指のあいだに挟んで傾けたり水平に戻したりというような一見ばかなことをするのも理解を非常に助ける(ただし、図書館でこんなことをして誤解されるかもしれない)。

上の例は単純な傾動の場合である。もし、サイトがブランチしている褶曲の一部であった場合には、褶曲軸を水平に戻してから(その際に層理面に垂直に立てたベクトルや、NRM ベクトルも一緒に戻す)層理面の傾斜を補正する必要がある。

二次磁化の証拠

岩石の NRM (実験室での取扱の前) は少なくとも二つの成分からなる事が多い。岩石の形成とともに獲得した初生成分 (TRM や CRM、DRM) と後に獲得した二次成分 (例えば、VRM や雷による IRM など) である。その結果得られる NRM は初生成分と二次成分のベクトル和となる (式 3.17)。この節では二次磁化が NRM 方位の分布に与える影響について述べ、部分消磁による試験について触れたいと思う。

NRM の特徴成分

NRM の成分について述べる時、初めに紹介しておかなければならない用語がいくつかある。部分消磁 (第 5 章で詳しく述べる) は NRM の成分を順番に消していく。簡単に消える成分は不安定成分と言う。部分消磁で不安定成分を取り除けば、安定成分を取り出すことが出来る。多くの場合、安定成分は必然的に初生の NRM、不安定成分は二次的な NRM と推定される。しかし、これはいつも正しいとは限らない。そのため、安定成分を表わす述語が必要となる。

部分消磁で取り出された NRM の安定成分は NRM の特徴成分 (Characteristic Remanent Magnetization: ChRM) と呼ばれることが多い。部分消磁では ChRM を特定することは出来るが、それが初生磁化であるかについては他に情報が必要である。特徴成分という単語を用いれば部分消磁の結果について述べるのに初生 NRM という言葉が内包する獲得時期に言及せずすむ。この区別は不必要に細かいものに見えるかもしれないが、部分消磁の結果確かに言える部分 (ChRM の決定) から、ChRM が初生磁化であるという不確かな部分を切り離すために有用である。

NRM の分布

二次的な NRM を見つけ (出来れば) それを消すことこそが古地磁気学の実験室での仕事である。第一の段階は二次磁化を認識することである。ある岩体からの試料の NRM をまず測ったときに、NRM の分布で二次磁化の存在が分かることがある。

図 4.7a は中生代の赤色堆積物中のあるサイト (単層) の 6 個の試料の NRM 方位を示したものである。NRM の方位は試料採取地点の現在の地磁気方位を通る大円上に分布しているのが見て取れる。方向が変わらず大きさのみ変わる二つのベクトルの和のベクトルの方位はその二つのベクトルの方向を通る大円に沿って分布することになる (付図参照)。図 4.7a ような線状の分布になれば NRM がおそらく二つの成分の和になっているのであろうと推論できる。

二つの成分のうち的一方は試料採取地点の現在の地球磁場の方向を向いており、まず間違いなく VRM が最近着いた CRM である。もう一つのベクトルの方位はこれだけでは決定できないが、線状の分布の現在の地球磁場方位から一番離れた点の向こうにあるのであろう (図 4.7a 参照)。図 4.7b は部分熱消磁後の ChRM の方位である。ChRM 方位は良くまとまっており、現在の地球磁場とは大きく異なっている。部分消磁で二次磁化が消えて、ChRM の分離に成功した訳だ。この例の場合ではこれ以外の実験から ChRM は中生代にこの赤色堆積物が堆積した直後についた CRM であることがわかっている。

モハヴィ - ソノラ砂漠地域 (合衆国南西部) の第三紀の玄武岩の例が図 4.7c である。NRM の方位は散ら

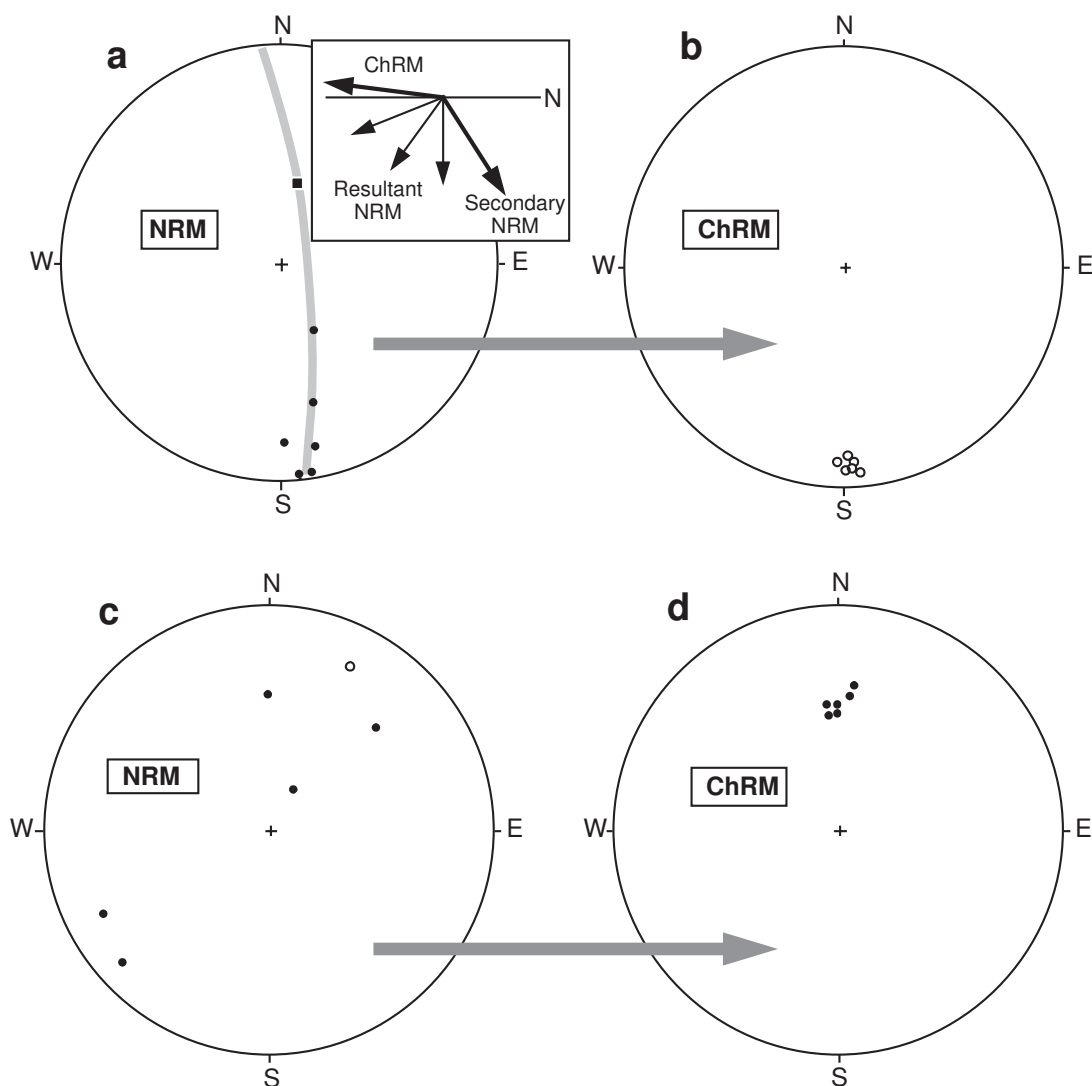


Figure 4.7 Examples of distributions of NRM directions before and after partial demagnetization. (a) Equal-area projection of NRM directions in multiple samples from a paleomagnetic site in a Mesozoic red sediment; the square shows the direction of the present geomagnetic field at the collecting locality; stippling indicates the great circle along which the NRM directions are streaked; the inset shows how the addition of varying amounts of ChRM and secondary NRM produces resultant NRM vectors distributed in the plane connecting these two component vectors. (b) ChRM directions determined from samples shown in part (a) following erasure of secondary NRM components. (c) Equal-area projection of NRM directions in multiple samples from a paleomagnetic site in Miocene basalt. (d) ChRM directions determined from samples shown in part (c) following erasure of secondary NRM components.

ばっていて、不自然なほど強い。この地域では雷嵐が非常に多いから、この散らばった方位はほとんど間違いなく雷による IRM が原因である。交流磁場で部分消磁をしてやれば、ChRM がうまい具合に現われた。この岩石については他の知識から ChRM が TRM で、溶岩流が初めに冷えたときについたものだと分かっている。

今あげた例いずれでも、部分消磁で NRM の、おそらくは初生のもと思われる、特徴成分を分離することができた。古地磁気を理解するとは、理論とその実際、部分消磁実験の解析を理解するというのである。第 5 章への序として、一連の試料中の主要な強磁性鉱物が何かを特定する方法について少し述べよう。

強磁性鉱物の同定

岩石中の強磁性鉱物の同定は部分消磁法を決める際や結果の解釈の際に参考になる。問題は NRM のある成分 (部分消磁実験で決まる) と特定の強磁性鉱物を関係づけられるかということである。これが分かればどの成分が初生であるかが分かることが多い。強磁性鉱物の同定法を大きく分けると以下の三つに分類できる。(1) 顕微鏡、これには光学顕微鏡、電子顕微鏡 (SEM)、EPMA などが含まれる。(2) キュリー温度。(3) 抗磁カスペクトル解析。以下にそれぞれの手法の概要を示して、例をいくつか紹介する。

顕微鏡

強磁性鉱物は不透明であり、光学的に観察しようとするとき反射顕微鏡が必要となる。光学顕微鏡や SEM による構造の観察で鉱物の形成順序が分かることがある。これによって、磁性鉱物が岩石形成のときにできたのか、それとも後の化学的変質によってできたのかが分かるかもしれない。EPMA で化学組成を直接決めれば、光学的に見分けにくい鉱物を同定できる。顕微鏡写真の例を図 2.11 に示した。

光学顕微鏡や SEM の観察で最も問題となるのが強磁性鉱物の濃度が低いことと強磁性鉱物が小さい (単磁区や擬単磁区粒子では $\leq 1\mu\text{m}$ ともなる) ことである。火成岩は一般的に強磁性鉱物が多くて、薄片の顕微鏡観察で見ることができる。しかし、堆積岩では強磁性鉱物の抽出をしないと見えないことが多く、抽出したものが堆積岩に含まれている強磁性鉱物と同じ構成になっているかどうか問題となる。チタン磁鉄鉱では単磁区や擬単磁区の粒子 (重要な残留磁化を担っている部分) の大きさは光学顕微鏡の解像度以下である。従って、ずっと大きな多磁区粒子の観察から単磁区や擬単磁区粒子の鉱物組成を推定しないと見えない。SEM を使えば間違いのない結果を得られる場合もあるが、コストの問題や試料準備にかかる時間の問題でいつもする訳にはいかない。

キュリー温度測定

キュリー温度は強磁場熱磁気分析で測ることができる。これは、強い磁場 ($\geq 1000 \text{ Oe} = 100 \text{ mT}$) の磁場中の試料の磁化を温度を上昇させながら測定するものである。多くの場合 (常磁性鉱物や反磁性鉱物の磁化が強い例外的なものを除いて) 強磁場中の岩石の磁化は強磁性鉱物の J_s に近い。 J_s が大きく減少する温度がキュリー点であると考えられる。もし、強磁性鉱物の濃度が十分に大きいと実験は直接岩石のまま行うことができる。しかし、そうでない岩石も多くて、その場合には強磁性鉱物を抽出する必要がある。そうすると、抽出した磁性鉱物の割合がもとの岩石と同じであるかがやはり問題となる。

図 4.8 は熱磁気分析でよく見られる結果である。図 4.8a では $\sim 575^\circ\text{C}$ のキュリー温度が昇温時にも降温時にも見られる。このキュリー温度はチタンに乏しいチタン磁鉄鉱でも $x \approx 0.1$ のチタン赤鉄鉱でもありうるので、完全に同定するためには他の情報が必要である。この場合は抗磁カスペクトル (後に詳しく述べる) によってチタンに乏しいチタン磁鉄鉱であると分かっている。

図 4.8b は $T_C \approx 200^\circ\text{C}$ の熱磁気分析結果の例を示している。このキュリー温度はチタン磁鉄鉱チタン赤鉄鉱の双方がありうる (図 2.8、図 2.10 参照)。顕微鏡観察と EPMA 分析から、この磁性鉱物 (抽出したもので) ではチタン赤鉄鉱がほとんどだと分かっている。

図 4.8a と 4.8b はキュリー点一つで可逆的な単純な例であった。しかし、非可逆的な化学変化が起こったり、複数の強磁性鉱物が存在した場合、解釈するのがしばしば難しくなる。図 4.8c では昇温時と降温時の曲線が異なっていて、加熱で強磁性鉱物に非可逆的な変化が起こったことを示している。飽和磁化の増加が 225 から 275°C の間で見られる。この試料には二種類のピロータイト (Fe_7S_8 と Fe_9S_{10}) がある。ピロータイトのキュリー温度は 320°C で、 225°C の J_s の増加は Fe_9S_{10} が $T < 225^\circ\text{C}$ の反強磁性から $225 < T < 320^\circ\text{C}$ のフェリ磁性に変化したためである。このように強磁性鉱物が非可逆的な変化をしたり

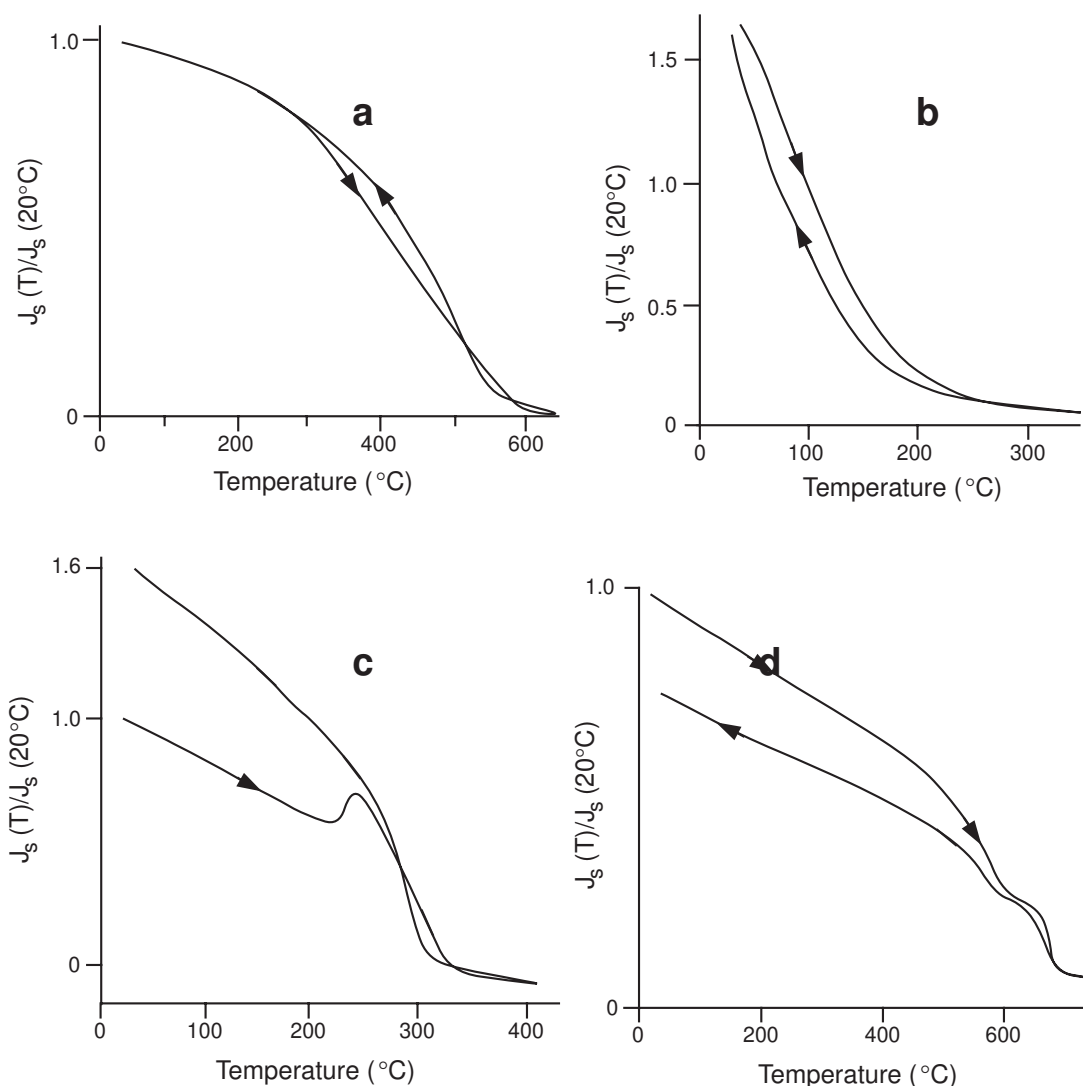


Figure 4.8 Strong-field thermomagnetic behaviors. **(a)** Sample is a magnetic separate from Pliocene continental sediment of northwestern Argentina; the magnetizing field was 3000 Oe; arrows indicate the direction of temperature change (heating or cooling). Redrawn from Butler et al. (*J. Geol.*, v. 92, 623–636, 1984). **(b)** Sample is a magnetic separate from Paleocene continental sediment of northwestern New Mexico; the magnetizing field was 2000 Oe. Redrawn from Butler and Lindsay (*J. Geol.*, v. 93, 535–554, 1985). **(c)** Thermomagnetic behavior of magnetic separate from Cretaceous submarine volcanic rocks of coastal Peru; the magnetizing field was 3000 Oe. Redrawn from May and Butler (*Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 72, 205–218, 1985). **(d)** Sample is a magnetic separate from Berriasian marine micritic limestone from southeastern France; the magnetizing field was 3000 Oe. Redrawn from Galbrun and Butler (*Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 86, 885–892, 1986).

複数の強磁性鉱物が共存したりすると、熱磁気分析の結果から強磁性鉱物を同定することはきわめて難しくなる。

最後の例 (図 4.8d) は磁気抽出をした試料で、 580°C と 680°C のキュリー温度が見られる。他の実験からこれらのキュリー温度はそれぞれ磁鉄鉱、赤鉄鉱に依るものであることが分かっている。この例で小さい j_s を持つ強磁性鉱物 (例えば赤鉄鉱) が大きな j_s を持つ強磁性鉱物 (例えば磁鉄鉱) と共存していても、熱磁気分析で観察できるということが分かるであろう。しかし、これは典型的な例とはいえなくて、熱磁気分析の限界を示すものである。なぜなら、試料の J_s は j_s の大きな鉱物に左右されていて、 j_s の小さな強磁性鉱物は、たとえそれが NRM を担う主要な鉱物であっても、熱磁気分析の結果には現われてこないかも

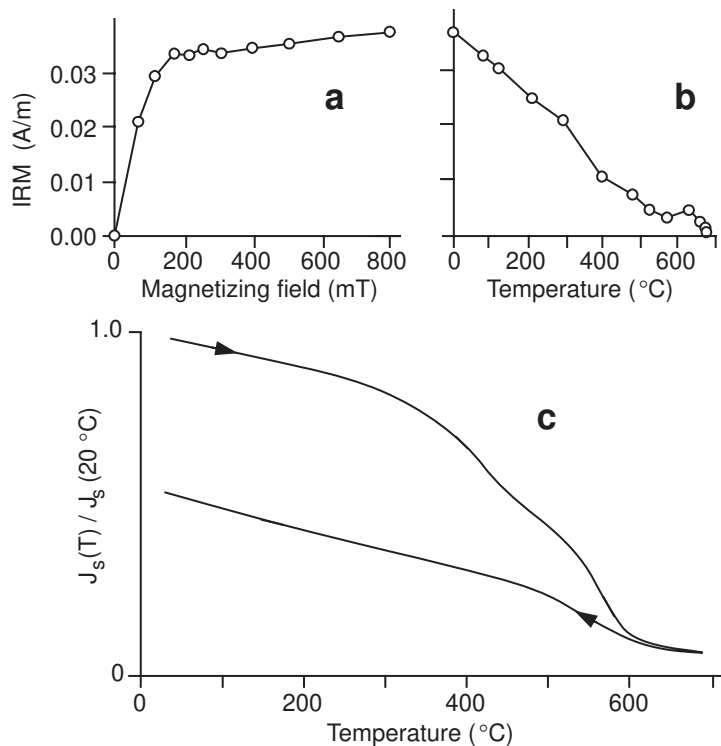


Figure 4.9 Comparison of coercivity spectrum analysis with strong-field thermomagnetic behavior. (a) Acquisition of IRM by sample of gray sandy marine limestone of Berriasian age from southeastern France. (b) Thermal demagnetization of acquired IRM. (c) Strong-field thermomagnetic behavior of a magnetic extract from this limestone; the magnetizing field was 2000 Oe. Redrawn from Galbrun and Butler (*Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 86, 885–892, 1986).

しれないからである。この欠点を補うのに抗磁力スペクトルの測定が有効である場合がある。

抗磁力スペクトル分析

チタン磁鉄鉱の飽和磁化 j_s は最高 480 G (4.8×10^5 A/m) で微視的抗磁力 h_c は ≤ 3000 Oe (300 mT) である。(チタン赤鉄鉱でも組成が $0.5 \leq x \leq 0.8$ では似た h_c を持ち、室温でフェリ磁性である。) これと対照的に赤鉄鉱はたった 2–3 G ($2\text{--}3 \times 10^3$ A/m) の j_s しか持たないが、10000 Oe (1 T) 以上の h_c を持ちうる。同様の高抗磁力はゲーサイトでも見られる。抗磁力スペクトル分析はチタン磁鉄鉱と赤鉄鉱やゲーサイトとの抗磁力の著しい違いを用いて、磁化の強い鉱物と共存している赤鉄鉱 (やゲーサイト) を見出す手法である。

抗磁力スペクトル分析の通常の手順は以下のとおりである。(1) 試料を磁場 H にさらして等温残留磁化 (IRM) を着ける、(2) 着いた IRM を測定する、(3) 少し強い磁場で同じことを繰り返す。チタン磁鉄鉱 (かフェリ磁性のチタン赤鉄鉱) のみを含む試料は $H \leq 3000$ Oe (300 mT) で IRM を獲得するが、それ以上の磁場にさらしてもさらに IRM を獲得することはない。もし、赤鉄鉱 (やゲーサイト) のみが存在すれば、IRM は H が 30,000 Oe (3 T) になるまで徐々に着いていく。チタン磁鉄鉱と赤鉄鉱 (やゲーサイト) の両方を含むような試料は $H \leq 3000$ Oe (300 mT) までは急速に磁化を獲得するが、それ以降も徐々に磁化が着き続ける。この手順で少量の赤鉄鉱 (やゲーサイト) を、よしんば強い磁化を持った鉱物と共存していても、検出することができる。

IRM 獲得実験の次に段階熱消磁という手順の実験はよく行われる。IRM はブロッキング温度まで来ると消磁される。キュリー温度の少し下に最も高いブロッキング温度はあるものだから、IRM が一番減少する所を見るとキュリー温度が分かる。

抗磁力スペクトルの使い方の説明が図 4.9 である。この白亜紀の石灰岩から分離した磁性鉱物の熱磁気分析の結果が図 4.9c である。580°C のキュリー温度は明らかであるが、赤鉄鉱による 680°C のキュリー温度は見られない。しかし、この石灰岩の IRM 獲得は 3000 Oe (300 mT) まで磁鉄鉱を示す急激な増加があった後、ずっと強い磁場まで磁化が増加し続けた。 $H \geq 3000$ Oe (300 mT) でも IRM を獲得し続けるとい

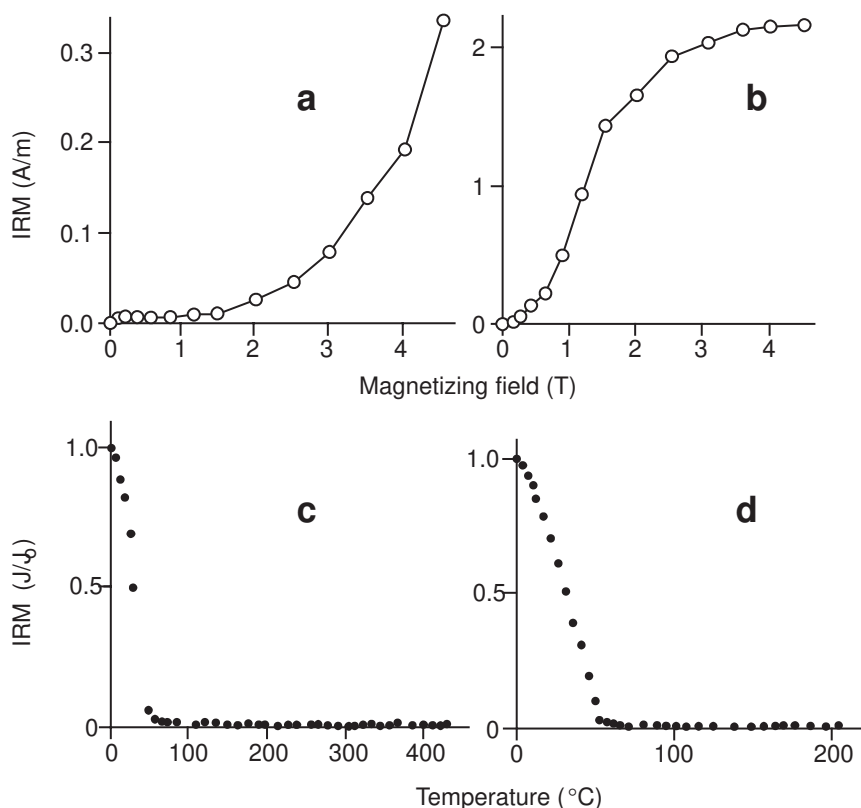


Figure 4.10 Coercivity spectrum analysis of two samples of Jurassic limestone from Bavaria. **(a and b)** Acquisition of IRM by two separate samples; note very high coercivities. **(c)** Thermal demagnetization of IRM acquired by the sample shown in part **(a)**. **(d)** Thermal demagnetization of IRM acquired by the sample shown in part **(b)**. Redrawn from Lowrie and Heller (1982).

うことは h_c の高い鉱物 (赤鉄鉱とかゲーサイト) の存在を示している。得られた IRM の段階熱消磁の結果が図 4.9b である。IRM は磁鉄鉱のキュリー温度である 580°C でほとんど消えてしまうが、 $H \geq 3000 \text{ Oe}$ (300 mT) で獲得した部分は最高 680°C のブロッキング温度を示している。これは高 h_c 成分が赤鉄鉱によることを明白に示している。

もう一つの例が図 4.10 である。これら二つのジュラ紀の石灰岩の IRM 獲得曲線の形 (図 4.10a と 4.10b) はかなり違うが、いずれも高抗磁力磁性鉱物が多いことを明らかに示している。IRM 獲得実験だけからはこの鉱物が赤鉄鉱なのかゲーサイトなのか決定することはできない。しかし、獲得した IRM の段階熱消磁実験 (図 4.10c と 4.10d) からブロッキング温度が 100°C であることが分かり、磁性鉱物はほとんどゲーサイト ($T_C = 120^\circ\text{C}$) だと決めることができる。

推薦図書

装置と実験技術:

- S. Marshak and G. Mitra, Basic Methods of Structural Geology, Prentice Hall, Englewood Cliffs, N. J., 446 pp., 1988.
In-depth treatment of instruments and laboratory techniques of paleomagnetism.

幾何学:

- D. W. Collinson, *Methods in Rock Magnetism and Palaeomagnetism*, Chapman and Hall, London, 503 pp., 1988
第 4 章に等角投影と等面積投影の紹介がある。

抗磁カスペクトル解析:

- D. J. Dunlop, Magnetic mineralogy of unheated and heated red sediments by coercivity spectrum analysis, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 27, 37–55, 1972.
This publication introduced the technique and showed its utility.
- W. Lowrie and F. Heller, Magnetic properties of marine limestones, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 20, 171–192, 1982.
Numerous applications of coercivity spectrum analysis.

第5章

古地磁気の安定性

ここまでで得られた知識で、二次磁化のみを消磁して、特徴的 NRM を取り出すことの重要性について理解できたであろう。古地磁気安定性のテストの理論と実際がこの章での話題である。実験室での部分消磁は ChRM を取り出すために行う。消磁を魔法のように思っている人もいるが、実は岩石磁気の理論にしっかりと根ざしているのである。古地磁気研究が成り立つかどうかの瀬戸際となる ChRM の時代を決めるのに、古地磁気安定性の野外テストが決定的であることもしばしばである。古地磁気安定性の問題の認識が十分でないと古地磁気学全体がつまらないものに見えてしまうようになる。そのようにならないためにこの章を用意した。この章は“Big Enchilada”でないにしても、“Burro Grande”ではある。

部分消磁

交流消磁と熱消磁の理論と実際をこの節では紹介する。部分消磁のデータの解析は永年古地磁気研究の中心的な話題であったにもかかわらず、マイクロコンピュータが広く導入されたことで、最近も進歩しつつある。現代の古地磁気学を理解するためには複雑な多成分の NRM を解読する手法に慣れる必要がある。理論と手法がどう使われるかを示すために、この章の終わりには実際の例をあげておいた。

交流消磁の理論

交流消磁とは基本的には交流磁場に試料をさらすことである。交流磁場の波形はサイン波で振幅は時間と共に減少する。交流磁場の最大値は H_{AF} と呼ぶ (図 5.1a)。

一般的な交流消磁器の H_{AF} は 1000 Oe (100 mT) 程度である。サイン波の周波数は 400 Hz が多く、磁場が最大値から 0 に減衰する時間は 1 分程度である。ほとんどの交流消磁装置にはタンブラー装置がついていて、入れ子になった歯車で試料が回転するようになっている。タンブラーは試料のすべての方向が消磁コイルの軸の近くを通るように設計されていて、一回の消磁操作で試料のあらゆる方向の磁化が均等に消えるようになっている^{*1}。

交流消磁の理論の基礎を説明するために交流磁場の一部を拡大した図 5.1b を用意した。図 5.1b の点 1 が 200 Oe (20 mT) で「上向き」(コイルの軸のいずれかの方向で、実際に上を向いている訳ではない)の磁場を持っていたとする。試料中の $h_c \leq 200$ Oe (20 mT) の磁性粒子は全て上に向けられる。磁場はつぎの瞬間にはゼロを通過して逆向きの最大値へと向かう。磁場のサイン波の振幅が半周期ごとに 1 Oe ずつ減少するとすれば、2 の時点では 199 Oe (19.9 mT) で「下向き」になっていて、 $h_c \leq 199$ Oe (19.9 mT) の磁性粒子は今度は下向きにさせられる。点 2 を過ぎると磁場はもう一度ゼロを通過して 198 Oe (19.8 mT) まで増加して点 3 に達する。そして、 $h_c \leq 198$ Oe (19.8 mT) の磁気モーメントはまた上を向く。

^{*1} 訳註: 最も消磁効率の良い方向は交流磁場の方向から 45° の方向で、平行の場合の $\sqrt{2}$ 倍強く消磁される。また、垂直の方向は平行の方向と同じ消磁の効率である。

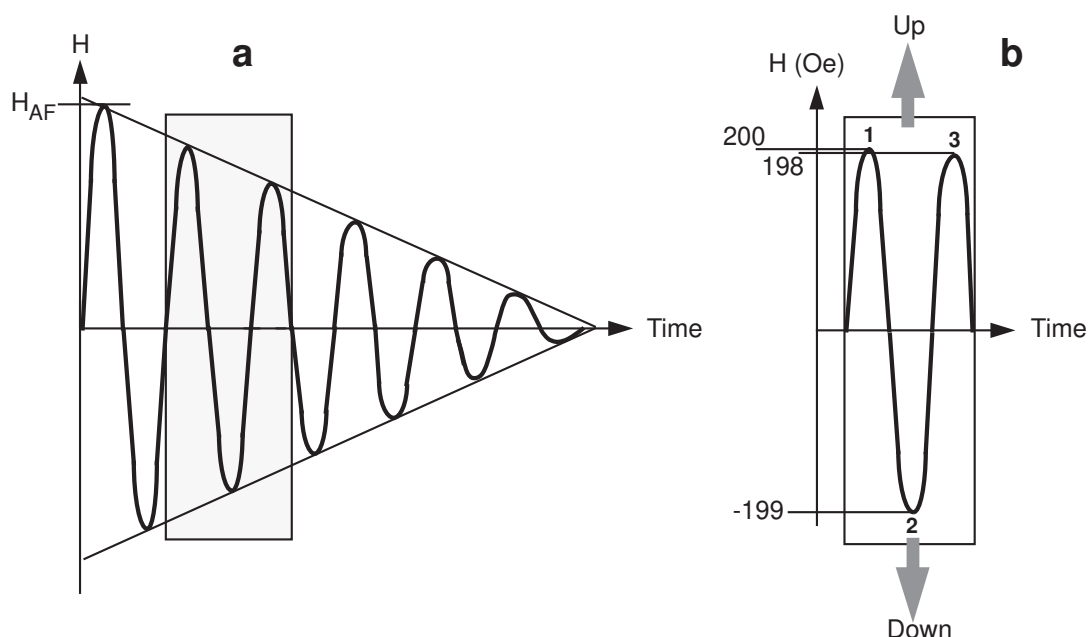


Figure 5.1 Schematic representation of alternating-field demagnetization. (a) Generalized waveform of the magnetic field used in alternating-field (AF) demagnetization showing magnetic field versus time; the waveform is a sinusoid with linear decay in amplitude; the maximum amplitude of magnetic field (= peak field) is H_{AF} ; the stippled region is amplified in part (b). (b) Detailed examination of a portion of the AF demagnetization waveform. Two successive peaks and an intervening trough of the magnetic field are shown as a function of time; the peak field at point 1 is 200 Oe; the peak field at point 2 is -199 Oe; the peak field at point 3 is 198 Oe.

点1から点3までの正味の効果としては h_c が 199 から 200 Oe (19.9 から 20 mT) の磁性粒子は上向きで取り残されて、198 から 199 Oe (19.8 から 19.9 mT) の磁性粒子は下向きで取り残されることになる。この二つの h_c 区間の磁性粒子の磁気モーメントはほぼ打ち消し合う。その結果 $h_c \leq H_{AF}$ の粒子は全体として磁化に寄与しなくなり、 $h_c > H_{AF}$ の粒子が担っている NRM のみが残る。タンブラーが試料をあらゆる方向に向けるので、 $h_c \leq H_{AF}$ の粒子はランダムな方向を向くことになる。それで、交流消磁はピークの消磁磁場以下の抗磁力の粒子が担う NRM を消すことができるのである。

交流消磁はチタン磁鉄鉱が主要な強磁性鉱物であるような岩石の二次磁化を取り除き特徴的な NRM (ChRM) を取り出すのに有効である場合が多い。そのような岩石では二次的な NRM はほとんど多磁区粒子が担っており、ChRM は単磁区や擬単磁区の粒子が担っている。多磁区粒子は主として $h_c \leq 200$ Oe (20 mT) である一方、単磁区や擬単磁区粒子はもっと高い h_c を持っている。それで、ChRM を変化させずに h_c の低い粒子の二次磁化を取り除くことが、交流消磁のできるものである。交流消磁は操作も単純で短時間で済み便利であるので、無効な場合でない限りはその他の手法より多用されることとなっている。

熱消磁の理論

熱消磁は試料をその強磁性鉱物のキュリー温度より低い温度 (T_{demag}) まで加熱して、室温まで無磁場中で冷却する。これでブロッキング温度 (T_B) $\leq T_{demag}$ の粒子は $H = 0$ の“熱残留磁化”を獲得する。すなわち、これらの粒子が担っている NRM は消える。別の言い方をすると $T_B \leq T_{demag}$ の粒子の磁化は交流消磁における h_c の小さな粒子と同様にバラバラになる。

ほとんど VRM の二次的な NRM のみを部分熱消磁で取り除けるという理論は図 5.2 の $v-h_c$ 図で説明で

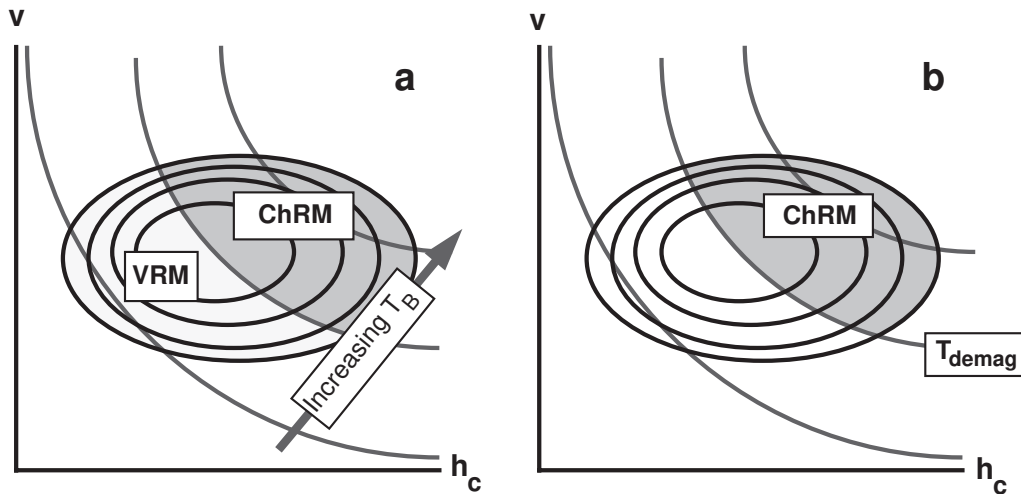


Figure 5.2 Schematic explanation of thermal demagnetization. (a) Diagram plots grain volume (v) versus microscopic coercive force (h_c) for a hypothetical population of SD grains. Solid contours are of concentration of SD grains; stippled lines are contours of τ (and T_B) with values increasing from lower left to upper right; grains with low τ and low T_B preferentially carry VRM; these grains occupy the lightly stippled region in the lower left portion of the diagram; grains with high τ and high T_B preferentially carry ChRM; these grains occupy the heavily stippled region. (b) Following thermal demagnetization to temperature T_{demag} , NRM in SD grains with $T_B < T_{demag}$ is erased. Only the ChRM in the SD grains with higher T_B remains.

きる^{*2}。VRMの議論で述べたように、短い緩和時間 τ を持つ単磁区粒子はVRMを獲得するし、 τ の長い単磁区粒子はVRMに対して安定である。第3章のTVRMの議論で、短い τ の単磁区粒子は T_B も低いことが分かった。これが、部分熱消磁の基本的原理である。 $v-h_c$ 図中の等 τ 線は等 T_B 線でもあり、VRMを担っているような単磁区粒子のほとんどは T_B も低い。この状況は図5.2aの様になっている。VRMを消すための熱消磁の有効性は、 $T_{demag} \geq T_B$ であるような粒子を消磁することでVRMを選択的に消して、長い τ (=高い T_B)を持つ粒子が担っているChRMはそのままにしておくことを思い出せば明らかである。

上記の交流消磁と熱消磁の説明でなぜ赤鉄鉱を産する岩石の二次成分を取り除くのに交流消磁が有効でないかは分かるであろう。二次磁化が着くような赤鉄鉱の τ が短い原因は、 $v \cdot h_c$ の積が小さいからである。 h_c が高くても体積 v が小さければ二次磁化が着くことになる^{*3}。しかし、このような粒子の抗磁力は消磁装置の限界の H_{AF} を簡単に超えてしまって、交流消磁することは出来なくなる。従って、赤鉄鉱が主要な強磁性鉱物であるような岩石ではVRMを取り除くのにいつでも熱消磁が必要となるのである。

化学消磁

薄い酸(ふつうは塩酸)に岩石をつけると鉄チタン酸化鉱物が溶ける。時間を少しずつ伸ばしながら酸で岩石試料を溶かすことを化学消磁と呼ぶ。粒子が小さいと表面積と体積の比が大きくなるので、化学消磁は小さな粒子から取り除くことになる。この手法は赤色堆積物中の赤鉄鉱の微結晶やピグメントを取り除くのに効果的である。化学消磁は赤色堆積物中の小さい粒子の赤鉄鉱のみを取り除くのであるから、その粒子

^{*2} 訳註: 図5.2は今までの類似の図と違うプロットになっていることに注意が必要である。他は、 T 一定という条件で等 τ 線を引いてあった。この図は、 τ 一定という条件で、等 T_B 線が引いてある。熱消磁実験の時間を10分とすると、 $\tau = 10$ 分をとる温度のプロットである。 j_s も温度で変わるので、プロットの意味の把握は必ずしも簡単ではないかもしれない。

^{*3} 訳註: 単磁区の赤鉄鉱の場合、 v はむしろ大きく、この文章は適切ではない。式(3.14)によれば、 τ は $v \cdot h_c \cdot j_s$ の関数である。赤鉄鉱の j_s は磁鉄鉱に比べてかなり小さいので $h_c \cdot j_s$ が h_c が大きくと小さくなりうる。これが、赤鉄鉱のVRMが交流消磁では簡単には消えない理由である。

が担っている二次磁化を選択的に取り除くことができる。化学消磁と熱消磁は通常は同じ二次磁化を取り除くことになるが、化学消磁は取り扱いづらい時間もかかるので、熱消磁の方が好まれる。

段階消磁

この節では以下の質問に答える。

1. ある試料群の ChRM を取り出すのにどんな消磁方法を使えば良いかどのようにすれば分かるのか。
2. ChRM を取り出すのに最も良い消磁レベル (H_{AF} や T_{demag}) はいかほどか。

段階消磁実験はこの非常に重要な疑問に答えをもたらそうとするものである。これは通常は採集した全試片の NRM の測定後に行う。NRM 方位の分布を見るとありそうな二次成分の見当が付くことがあり、強磁性鉱物に関する知識があれば、NRM の成分を分離する消磁方法が分かるかも知れない。

段階消磁を一般的に言えば、しだいに強く消磁をしながら、各段階の消磁後に残った NRM を測定することである。一つの試片で段階交流消磁をして、別の試片で段階熱消磁をするのが一般的である。こうすれば二つの方法の結果を比較することができる。目的は抗磁力またはブロッキング温度がある範囲の強磁性鉱物が担っている NRM の成分を分離することである。消磁されにくさはしばしば NRM の安定性として議論される。つまり、不安定成分は簡単に消磁されるし、安定成分は高い消磁レベルまで消えない。

NRM の成分がはっきりわかるためには普通は最低でも 8~10 段階の消磁が必要である。どのように消磁段階を設定するのが良いかはやってみて修正する他はない。しかしながら、一般的に言えば抗磁力は対数正規分布をしていることが多いので、交流消磁の強さの段階は初めは少しずつ増やし、強くなってくると大きく増やすのが良い。10, 25, 50, 100, 150, 200, 300, 400, 600, 800, 1000 Oe というような設定をよく用いる。

段階熱消磁の段階は室温と一番高いキュリー温度との間を刻むことになる。よく行われるのは低温部分では 50°C か 100°C のステップで上昇させて、キュリー温度の下 100°C 位になったときに細かく刻む (時には 5°C 間隔) という方法である。段階消磁実験で得られるものはしだいに強い消磁で残った NRM の測定の連なりである。このデータを解析するには NRM の方向と強度の段階的な変化の表示方法を考えなければならぬ。

段階消磁の図示

段階消磁を図示する様々な方法を紹介するのに、図 5.3 の透視図にあるような理想的な結果を考えよう。これは非常に単純化したものではあるが、実際の結果を抽象化したもので、よくある二成分の NRM の典型的な場合の本質を示したものとなっている。NRM のベクトルは消磁前を 0 としてそれぞれ番号をつけてある。1 から 3 までの消磁段階の間、抗磁力の低い成分が消えるにつれて、残った NRM の方向は回転し、強度が変化する。この不安定成分は図 5.3 で破線の矢印で示されていて、以下のベクトルの差で求められる。

$$\text{NRM}_{0-3} = \text{NRM}_0 - \text{NRM}_3 \quad (5.1)$$

ここで NRM_0 と NRM_3 はそれぞれ 0 と 3 段階の消磁の後の NRM である。

段階 4 から 6 の消磁の間、残った NRM は方向を変えず、強度だけ弱くなる。この安定な成分は消磁段階 3 でうまく取り出すことが出来て、もし他の試片でも同様であれば、ChRM と解釈される^{*4}。NRM ベクトルの終点が段階 4 から 6 では原点に向かう直線上にあることに注意してほしい。ベクトルの終点の軌

^{*4} 訳註: ChRM を純粋に“最も消磁されにくい成分”と定義すれば、他の試片で同様であるかは問題とはならない。ChRM を他の試片/試料/サイトと比較して、磁化時期を議論することになる。一方、初生とは言えなくても、サイト内で“特徴的”な磁化方位を ChRM と考えれば、この文章はあながち間違いとは言えない(翻訳者の立場は前者であるが)。実際の論文にもこの二つを混同した例が間々見られるので、注意が必要である。

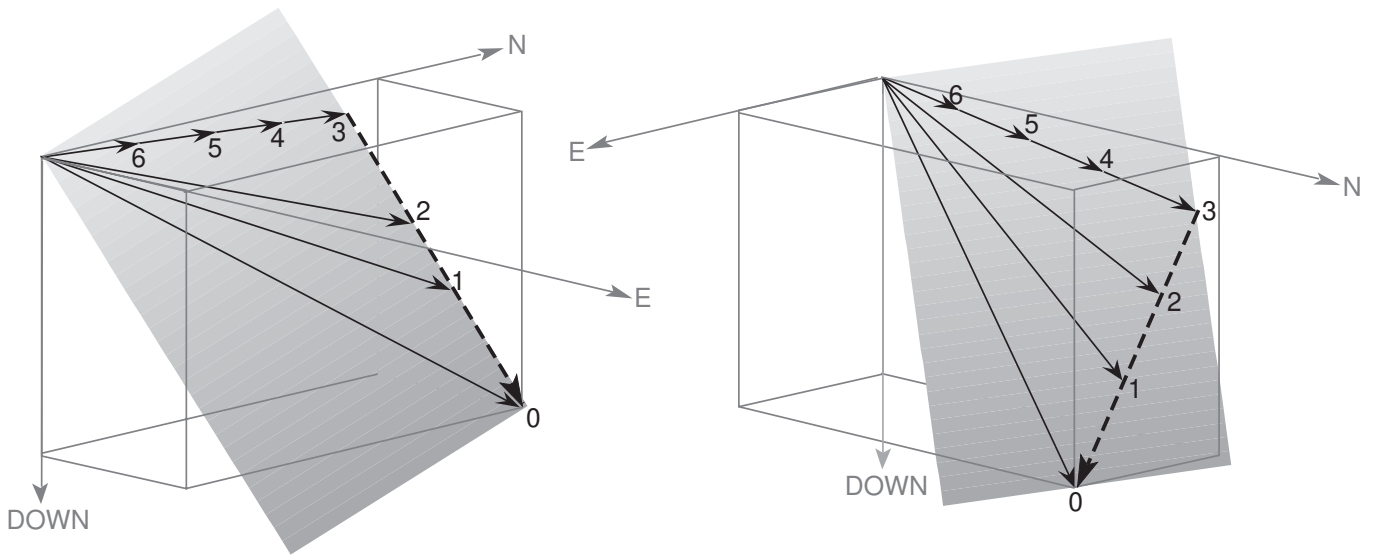


Figure 5.3 Perspective diagram of NRM vector during progressive demagnetization. Geographic axes are shown; solid arrows show the NRM vector during demagnetization at levels 0 through 6; the dashed arrow is the low-stability NRM component removed during demagnetization at levels 1 through 3; during demagnetization at levels 4 through 6, the high-stability NRM component decreases in intensity but does not change in direction.

跡が原点に向かう直線になっていることが安定成分を取り出したと認定する鍵になる。

段階消磁の結果を解析するには三次元ベクトルの変化を二次元の紙に図示する方法が必要である。そのような図示の方法にはいずれもなんらかの投影が必要であり、それぞれに特徴と限界がある。

図 5.3 の段階消磁の情報は図 5.4 でも示すことができる。この方法は 1970 年代中頃まで一般的で、方向の変化を表すのに等面積投影を用い (図 5.4a)、強度の変化はそれと別に図示する (図 5.4b)。NRM の方位は 0 と 3 の間で変化し、その後の 3 から 6 の消磁段階では一定である。しかし、方位と強度の情報を別にすると NRM の成分を分けることが難しくなる。

今日では段階消磁実験の結果はベクトル成分図 (ベクトル終点図または直交投影図などとも呼ばれる) で

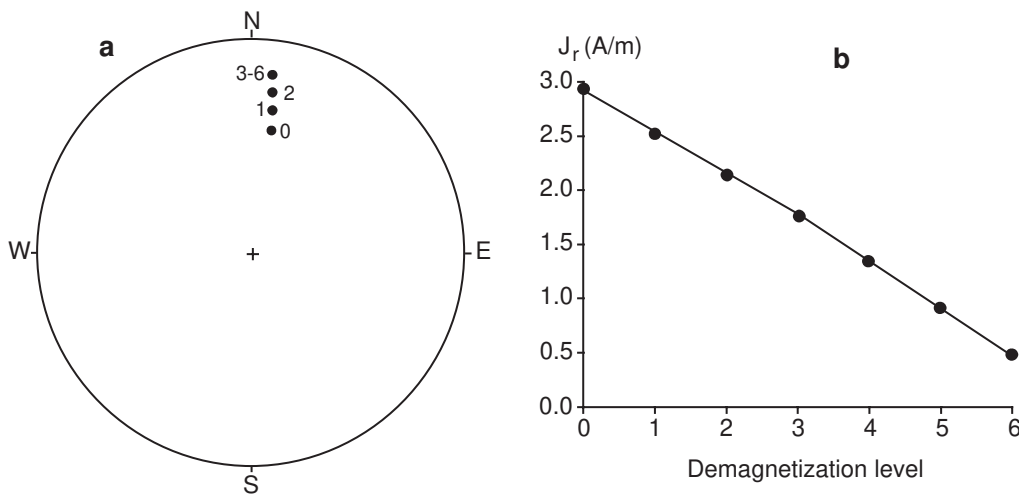


Figure 5.4 Equal-area projection and NRM intensity plot of progressive demagnetization results. (a) Equal-area projection of the direction of NRM. Numbers adjacent to NRM directions indicate the demagnetization level; the NRM direction changes between levels 0 and 3 but is constant direction between levels 3 and 6. (b) NRM intensity versus demagnetization level. A slight break in slope occurs at demagnetization level 3.

示するのが普通である。この方法は Zijdeveld (参考文献参照) によって提案されたのでザイダーフェルト図とも呼ばれる。ベクトル成分図の良い点は二つの直行する面への投影を一つの図にまとめることで、方位と強度の双方の表示ができることである。しかしながら、この図を理解するには最初は少し時間がかかる。ここ 10 年に発表された古地磁気の論文ほとんどすべてにベクトル成分図が少なくとも一つはある。だから、現代の古地磁気学を理解しようとする、この図示の方法の基礎を理解しないわけにはいかない。ここでちょっとひと休みして、大きなポットにコーヒー (まあ、イギリス人ならお茶でもいいですが) をいれましょう。準備が出来たら、さあベクトル成分図の説明に飛び込みましょう。

ベクトル成分図においては、NRM ベクトルの始点は直交座標の原点に置き、ベクトルの先を二つの直交する面に投影する。原点からそれぞれのデータ点までの距離は NRM ベクトルをそれぞれの面に投影した強度に比例する。ベクトル成分図を作るには、段階消磁で観測されるそれぞれの NRM ベクトルを北 (N)、東 (E)、鉛直 (下 = Z) の成分に分解する:

$$N_i = \text{NRM}_i \cos I_i \cos D_i \quad (5.2)$$

$$E_i = \text{NRM}_i \cos I_i \sin D_i \quad (5.3)$$

$$Z_i = \text{NRM}_i \sin I_i \quad (5.4)$$

ここで、 NRM_i は NRM_i の強度、 I_i と D_i はそれぞれ NRM_i の伏角と偏角である。

図 5.5 は図 5.3 の段階消磁データからベクトル成分図を作る方法を示したものである。図 5.5a では七つの NRM ベクトルの水平面への投影が N_i 対 E_i のプロットで構成されている。それぞれのデータ点は水平面に投影された NRM ベクトルの終点を示している (従って、ベクトル終点図という名がある)。例として、 NRM_3 の水平面投影は濃い網かけの矢印で示してある。原点から各データ点に引いた直線が北軸となす角が、その消磁段階での NRM ベクトルの偏角である。

図 5.5a を注意深く見ると、0 から 3 までの点は一直線上にあるが、その延長線上に原点はないことがわかる。一方 3 から 6 の点も同様に一直線上にあり、こちらは原点もその直線上にある。図 5.5a の水平面投影の二つの直線は、ここに示した段階消磁データが NRM の二つの異なる成分の和であるということを示している。0 から 3 の段階で消える成分 (= NRM_{0-3}) と、3 から 6 の段階の間で消える成分の二つである。実は図 5.5a の薄い網かけの矢印が NRM_{0-3} の水平面投影で、濃い網かけの矢印は 3 の段階の消磁で分離できた ChRM の水平面投影である。

二番目の投影は段階消磁のデータの鉛直面内の変化を知るために必要となる。図 5.5b では、それぞれの消磁段階での NRM ベクトルが鉛直成分対北向き成分でプロットされている。実際の NRM_0 の鉛直面投影は黒の矢印で、 NRM_3 の鉛直面投影は濃い網かけの矢印で示してある。図 5.5b は南北方向の鉛直面に垂直な方向から西を向いて見ている事になっている。鉛直成分は南北方向 (この場合のように)、東西方向、いずれの鉛直面でも投影できる。図 5.5b で南北の鉛直面に (そして水平軸を北に) とったのは投影するベクトルに一番近いからである。

図 5.5b で、NRM の二つの成分は終点の軌跡の第三段階での明らかな傾きの変化で見て取れる。点 0 から 3 は一直線上にあるが、この 3 点を結ぶ直線は原点を通らない。この段階で消磁できた不安定成分の鉛直面への投影は図 5.5b の薄い網かけの矢印で示してある。点 3 から 6 も一直線上にあり、これらの点の軌跡を延長すると原点を通る。これは方向の変化しない一つのベクトルが消えて行っていることを示している。このベクトルこそが鉛直面投影図上に濃い網かけの矢印で示した ChRM である。

ベクトルの終点の軌跡がベクトル成分図上の原点に向かっていることを確かめることは極めて重要である。方向の定まった単一のベクトルが消磁されていっていることを示しているからである (例えば図 5.3 の第 3 から第 6 段階)。ベクトル終点が原点に向かって消えて行くと言うことは、NRM の不安定成分がうまく消せて安定な ChRM が取り出せたと言うことである。

ChRM の伏角をこの図から求めることは、3 から 6 の点を結んだ直線が N 軸となす見掛けの伏角 I_{app} と真の伏角 I との関係が

$$\tan I = \tan I_{app} |\cos D| \quad (5.5)$$

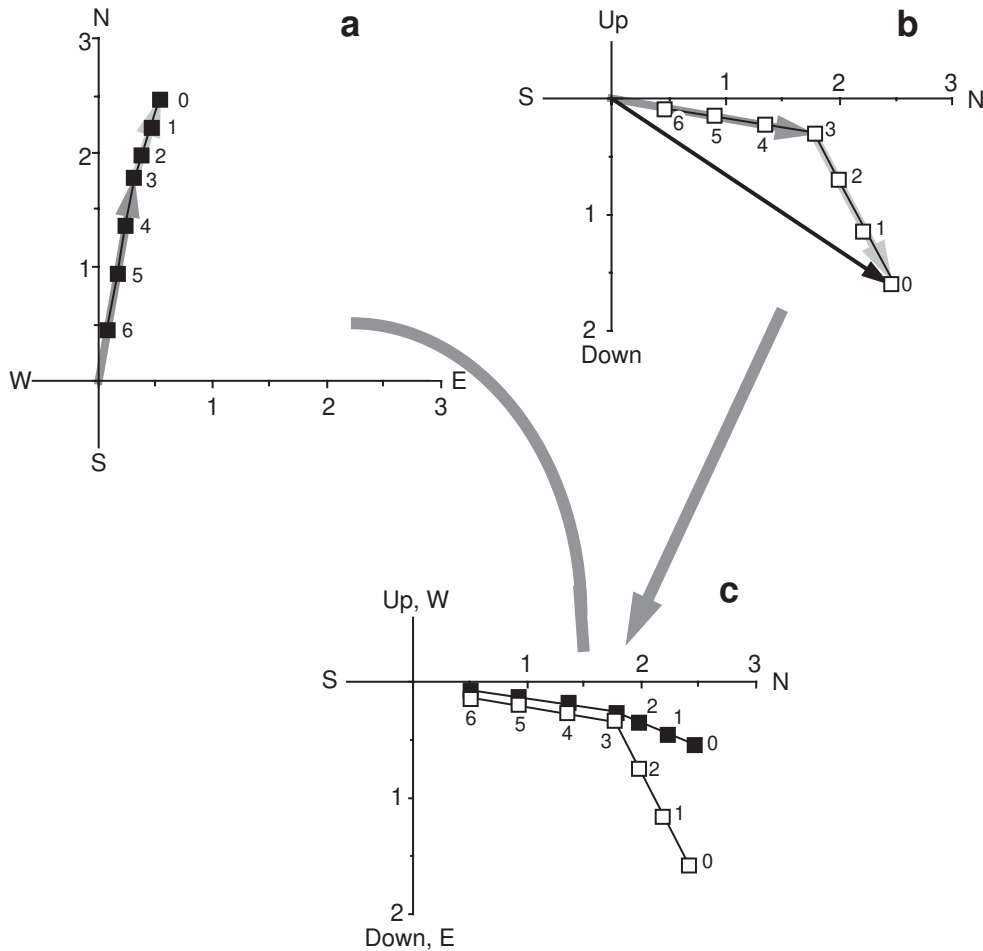


Figure 5.5 Construction of vector component diagram. (a) Projection of the NRM vector shown in Figure 5.3 onto the horizontal plane. The scale on the axes is in A/m; the lightly stippled arrow is the horizontal projection of the NRM vector removed during demagnetization at levels 1 through 3; the heavily stippled arrow is the projection of the NRM vector remaining at level 3. (b) Projection of the NRM vector onto a vertical plane oriented north-south. The solid arrow is the vertical projection of the NRM vector prior to demagnetization; the lightly stippled arrow is the projection of the NRM vector removed during demagnetization at levels 1 through 3; the heavily stippled arrow is the projection of the NRM vector remaining at level 3. (c) Horizontal and vertical projections combined into a single vector component diagram. Solid data points indicate vector end points projected onto the horizontal plane; open data points indicate vector end points projected onto the vertical plane; numbers adjacent to data points are demagnetization levels.

であることが分かれば容易である。ここで $|\cos D|$ は $\cos D$ の絶対値である。不安定成分の伏角も同様に求めることができる。図 5.5b の例では不安定成分の方位は $I \approx 60^\circ$; $D \approx 18^\circ$ である。

ベクトル成分図を作る最後の段階は、図 5.5c にあるように二つの投影を一つの図に組み合わせることである。この図では二つの座標軸が重なっているが、各軸に明示してある。図の説明文中中の詰った点はベクトルの終点の水平面への投影で、中の開いた点は鉛直面への投影であると書いてある。このように点を打つのが一般的であるが、必ずしもそうであるとは限らない。ベクトル成分図の形式はまだ固まっていないので、図を見る時は説明文をしっかりと読もう！この本のベクトル成分図では詰った点は水平面投影、開いた点は鉛直面投影に使う。

図 5.5 の例でベクトル成分図で NRM の成分が分かるということは明らかである。しかしながら、この方法には欠点があることを述べねばならない。もし、NRM のある成分がどちらかの投影面に垂直であったら、その投影面上ではその成分は現れない。しかし、それと垂直な面への投影ではその成分を

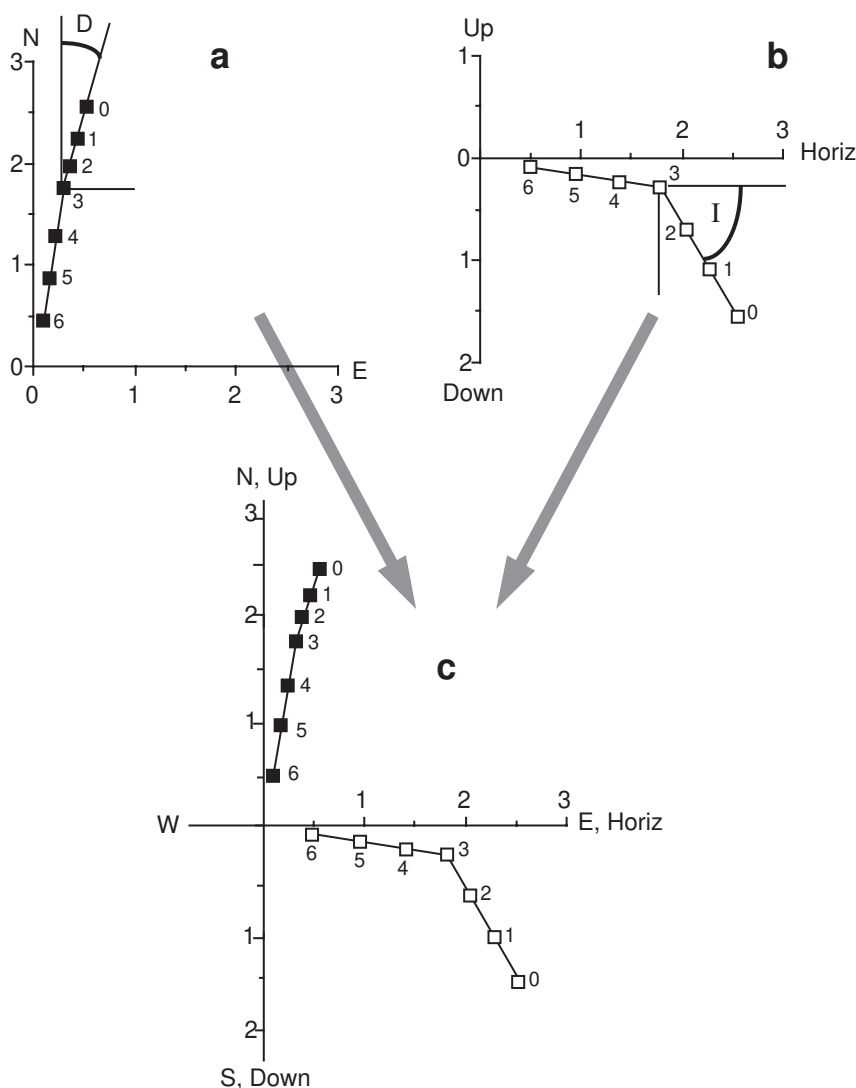


Figure 5.6 Construction of an alternative form of vector component diagram. (a) Projection of the NRM vector shown in Figure 5.3 onto the horizontal plane. This diagram is identical to Figure 5.5a; angle D is the declination of the low-stability NRM component removed during demagnetization at levels 1 through 3. (b) Projection of NRM vector onto a vertical plane cutting directly through the NRM vector. The scale on the axes is in A/m; the distance of each data point from the origin indicates the total NRM intensity; angle I is the inclination of the low-stability NRM component removed during demagnetization at levels 1 through 3. (c) Horizontal and vertical projections combined into a single vector component diagram. Solid data points indicate vector end points projected onto the horizontal plane; open data points indicate vector end points projected onto the vertical plane; numbers adjacent to data points are demagnetization levels.

見ることができる。例えば、もし東向きの成分が消えて行っても、南北方向の鉛直面上への投影では一点になるだけである。しかし、この東向きの成分は水平面投影へはきれいに現れる。両方の投影をしっかりと見る必要があるのだ。この図が3次元の情報から作られていることを忘れては大きな間違いをおかすことがある^{*5}。

図 5.6 はベクトル成分図のもう一つの表し方を図 5.3 の段階消磁のデータを使って示したものである。この図でも水平面投影 (図 5.6a) は前の図 (図 5.5a) と同じである。不安定成分 (NRM_{0-3}) の偏角の図上での

*5 訳註: ザイダーフェルト図の弱点はむしろ東西鉛直面内の屈曲ないしは曲線が直線として現れることであろう。これを図上から読み取ることは難しいので、図上で上下の直線 2 本となる時は東西鉛直面への投影も作ってみた方がよい。

求め方が分かるように、点 3 を通る北軸と東軸を書いておいた。図 5.6b では鉛直面投影はベクトル自身がある面への投影をプロットする。この面はそれぞれの消磁段階で変わりうる。この形式のベクトル成分図の良いところは図 5.5b に示したように図上で真の伏角^{*6}が分かることである。鉛直面投影の点と原点の間の長さは NRM の全磁化強度に比例する。しかし、鉛直面が動いて行くというのは分かりにくいので(時には誤解する)、この形式のベクトル成分図は図 5.5 に比べてあまり使われない^{*7}。

実例

これから段階消磁の実例を、簡単なものから複雑なものまでいくつか取り上げて見ていくことにする。複雑になる理由の説明や、あたらしい解析の方法も紹介する。

図 5.7 はいずれも二成分の NRM のベクトル成分図の例であるが、難しさは一様ではない。図 5.7a は Moenave 層群の試料の結果で、図 5.3 から 5.6 の分かりやすい例と似ている。508°C までの熱消磁で北向き下向きの不安定な成分が消えている。消磁の前には、このサイトの試料(赤色シルト岩)の NRM の方向は、試料採取地点での現在の地球磁場の方向を含む大円にそって並んでいた。それゆえ、不安定成分は現在の地球磁場方向を向いた二次的な VRM であると解釈できる。

508 から 690°C の消磁温度では、ベクトルの終点の軌跡は原点に向かう直線に沿っている。この ChRM はほとんど完全に北を向いていて、508 から 690°C の消磁の間有意な変化はない。この地点の他の試料でも段階消磁すると似た方位が観測できた。この場合は NRM の二つの成分はきれいに分離できた。ChRM は NRM 全体の内のかかなりの部分を占めていて、広い消磁温度範囲で ChRM が観測できた。510°C 付近から 600°C 付近の間のいずれの温度の熱消磁でも不安定成分はきれいに消えて、安定な ChRM が現れる。

図 5.7c と 5.7d はある中新世の玄武岩試料の段階交流消磁の結果である。このサイトの他の試料の NRM の方位は大きく散らばっていて(図 4.7c の様な感じである)、NRM 強度は異常に強い。20 mT (200 Oe) での交流消磁で北向きで $I \approx -40^\circ$ の大きな不安定成分が消えている。20 から 80 mT (200 から 800 Oe; 図 5.7d の拡大図参照) の交流消磁ではベクトルの終点の軌跡は原点に向かう直線になっていて、残った NRM の方位に有意な変化は見られない。この観測で ChRM が 20 mT (200 Oe) の交流消磁で得られることがわかる。ChRM は $I \approx 55^\circ$, $D \approx 330^\circ$ の方位を持っている。

このサイトのもう一つの試料に 20 mT (200 Oe) の交流消磁で ChRM を取り出した後、熱消磁を施した。プロッキング温度は 450°C と 580°C の間の成分が卓越し、各段階の熱消磁後の ChRM の方位は 20 から 80 mT (200 から 800 Oe) の交流消磁後の方位と同じであった。このサイトの試料から得られたキュリー温度も 580°C で、磁鉄鉱が主要な強磁性鉱物であることを示していた。これらの観察を総合すると、20 mT (200 Oe) の交流消磁で消える不安定成分は雷由来の IRM であると判断できる。また、20 mT (200 Oe) の交流消磁で取り出される安定な ChRM は初生の TRM で、この中新世の玄武岩が最初に冷えた時に獲得したものであろう。

もっと問題となる例が図 5.7b である。この後期三畳紀の赤色堆積物は $T \approx 600^\circ\text{C}$ までの熱消磁で NRM の大きな部分が消磁される。この不安定成分は ($I \approx 60^\circ$, $D \approx 10^\circ$) 試料採取地点の現在の地球磁場にほぼ平行で、二次的な VRM (又は最近の風化をついた CRM) と解釈できる。633 から 685°C の熱消磁でのみ原点に向かう軌跡を描く ChRM が分離できる。ChRM の大きさが二次磁化に比べて小さい上に、高温の消磁でしか現れないために、一つの試料の段階消磁だけから ChRM の方位を自信を持って決めるのは難しい。そのような場合は ChRM の方位が、同じサイトの他の試料の結果と調和するかどうかが決め手となる。

^{*6} 訳註: 各ステップ方位の真の伏角は分かるが、原点に向かっていない成分の真の伏角はこのプロットからは分からない事に注意が必要である。

^{*7} 訳註: この形式の成分図の欠点は偏角が大きく振るような成分がある場合にその成分が鉛直面投影上で直線とならないことである。すなわち、一つの成分であるかどうかの判断がしにくいのである。

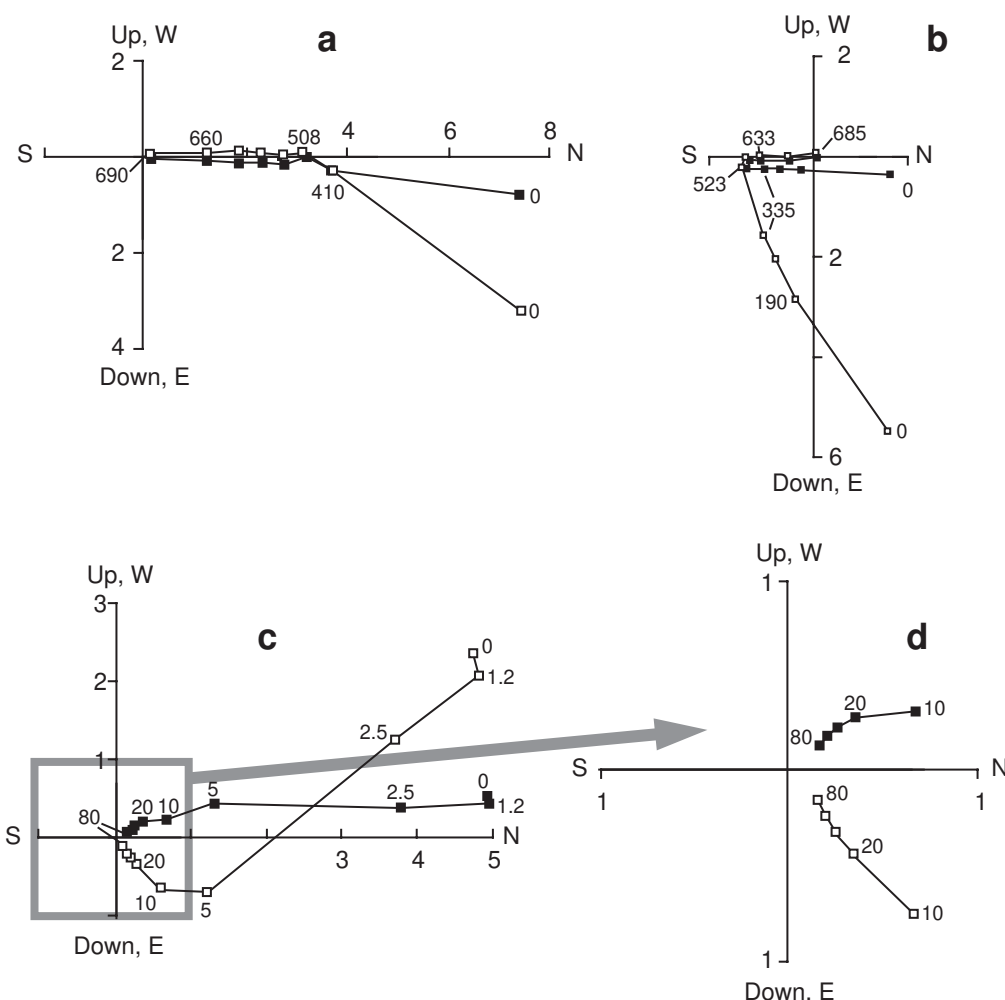


Figure 5.7 Example vector component diagrams. In all diagrams, numbers on axes indicate NRM intensities in A/m, solid data points indicate projection onto the horizontal plane, and open data points indicate projection onto the vertical plane. **(a)** Progressive thermal demagnetization of a sample from the Moenave Formation. Numbers adjacent to data points indicate temperature in degrees Celsius. **(b)** Progressive thermal demagnetization of a sample from the Chinle Formation. Numbers adjacent to data points indicate temperature in degrees Celsius. **(c)** Progressive AF demagnetization of a sample of Miocene basalt. Numbers adjacent to data points indicate peak demagnetizing field in mT; region of diagram outlined by stippled box is amplified in part **(d)**.

ブロッキング温度や抗磁力のスペクトルが重なっている場合

ベクトル成分図上での終点の軌跡が鋭い曲がりを (図 5.7a のような) 見せずに、二つの直線部分をつなぐ曲線になることはよくあることである。このようになる原因は二つの成分を担っている強磁性粒子のブロッキング温度スペクトル (または抗磁力スペクトル) に重なりがあるからである。曲がった軌跡の原因は図 5.8 を見れば理解できるであろう。この例では、NRM は二つの成分から成っている: 方位が $I = -25^\circ, D = -15^\circ$ の不安定成分 J_A と $I = 70^\circ, D = 155^\circ$ の安定成分 J_B である。それぞれの成分が消える消磁レベル (微視的抗磁力やブロッキング温度のスペクトル) が図 5.8 の左側に示してある。

図 5.8a では、二つの成分の消磁スペクトルは重なっていない; J_A は第 1 段階と第 6 段階の間で消磁されて、一方、 J_B は第 6 段階と第 9 段階の間で消磁されている。結果のベクトル成分図は図 5.8b となる。図では二つの直線状の軌跡が見られる: 第 1 段階と第 6 段階の間で J_A が消えるにつれてできる軌跡と、第 6 段階と第 9 段階の間 (それと原点) で J_B が消えるにつれてできるものである。二つの成分の消磁ス

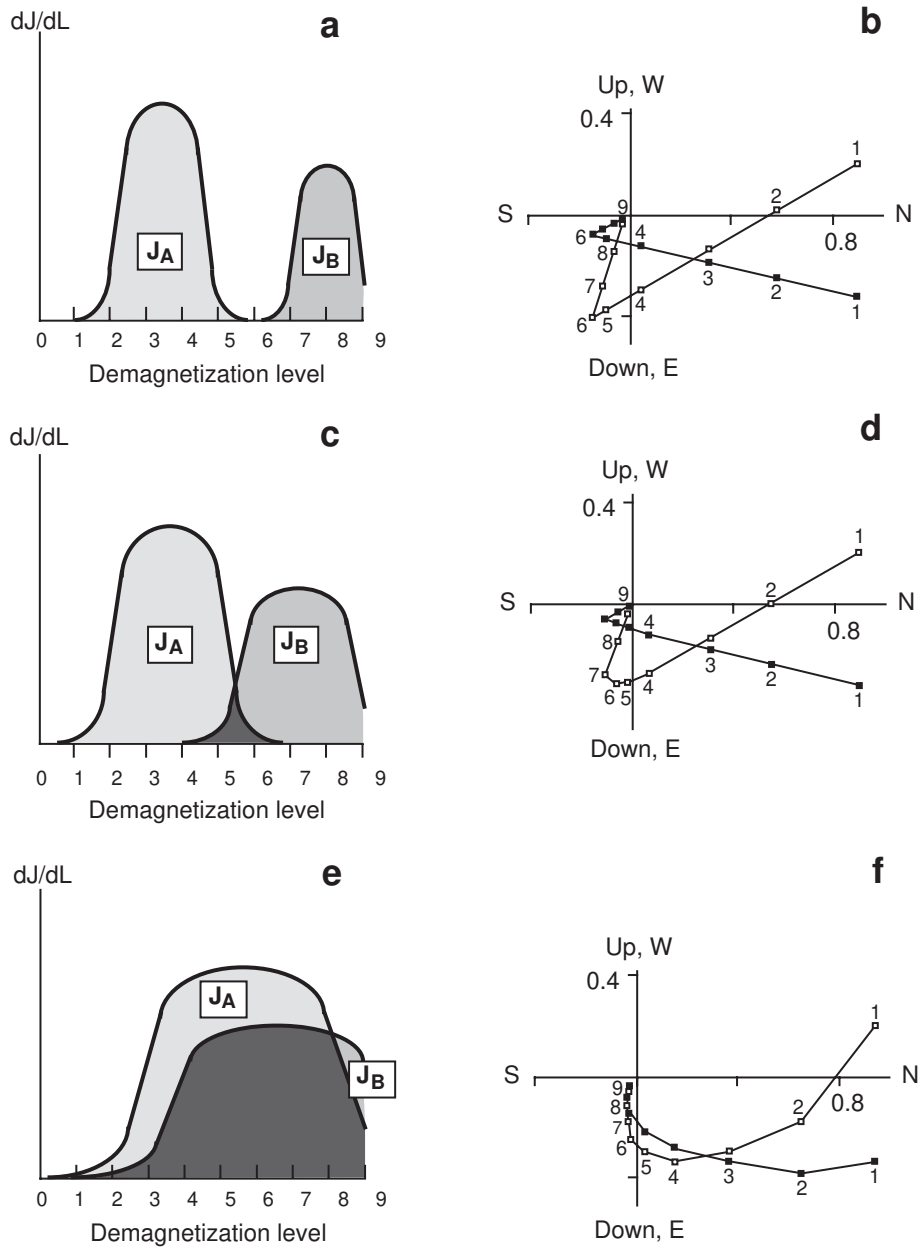


Figure 5.8 Schematic representation of effects of overlapping demagnetization spectra. A lower-stability component, J_A , has direction $I = -25^\circ$, $D = 15^\circ$. A higher-stability component, J_B , has direction $I = 70^\circ$, $D = 155^\circ$. (a) Demagnetization spectra of the two NRM components. NRM component J_A is removed during demagnetization levels 2 through 5; NRM component J_B is removed during demagnetization levels 7 through 9. (b) Vector component diagram resulting from progressive demagnetization of NRM composed of components J_A and J_B with demagnetization spectra shown in part (a). (c) Demagnetization spectra of the two NRM components with small interval of overlap. NRM component J_A is removed during demagnetization levels 2 through 6; NRM component J_B is removed during demagnetization levels 5 through 9. (d) Vector component diagram resulting from progressive demagnetization of NRM composed of components J_A and J_B with demagnetization spectra shown in part (c). (e) Demagnetization spectra of the two NRM components with large interval of overlap. NRM component J_A is removed during demagnetization levels 2 through 9; NRM component J_B is removed during demagnetization levels 3 through 9. (f) Vector component diagram resulting from progressive demagnetization of NRM composed of components J_A and J_B with demagnetization spectra shown in part (e). Modified from Dunlop (1979).

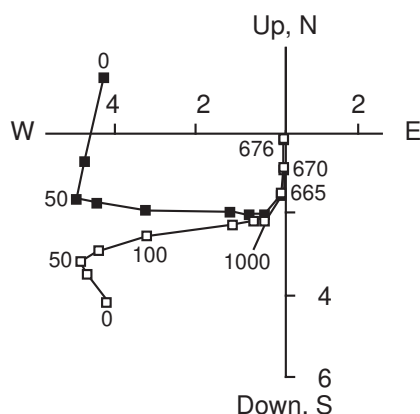


Figure 5.9 Vector component diagram on a three-component NRM. The sample is a red argillite from the Precambrian Spokane Formation of Montana; numbers on axes indicate NRM intensities in A/m; solid data points indicate projection onto the horizontal plane; open data points indicate projection onto the east-west oriented vertical plane; numbers 0 through 1000 indicate peak field (in Oe) used in alternating-field demagnetization; numbers 665 through 676 indicate temperatures (in degrees Celsius) used in subsequent thermal demagnetization. Modified from Vitorello and Van der Voo (*Can. J. Earth Sci.*, v. 14, 67–73, 1977).

ベクトルに全く重なりはないので、二つの軌跡はきれいに別れて、点 6 で鋭角で交わっている。

図 5.8c では消磁スペクトルが第 5、6 段階で重なっている。その結果見られるベクトル成分図 5.8d では、二つの直線状の軌跡が 1 から 4 と 7 から 9 段階では見られる。しかし、重なっている範囲では (5、6 段階) 両方の成分が同時に消え、軌跡は曲線となる。安定成分 J_B の方位は 7 から 9 の消磁段階 (即ち、重なりより上) で見ることができる。

図 5.8e では、二つの成分の消磁スペクトルは完全に重なっている。片方の成分のみが消磁される温度範囲は全くない。その結果のベクトル成分図 (図 5.8f) には直線部分がなく、二つの成分を分離することはできない。このように消磁スペクトルが大きく重なっている試料を扱う巧妙な手法もいくつか提案されているが (後節参照)、状況は絶望的で、あなたは悲しみの海に溺れ死ぬことになるかも知れない。

幸いなことには、岩石の NRM の各成分がきれいに別れていて、自信をもって ChRM だと分かる場合の方が多い。図 5.7a のような振舞いが見られるよう期待しては、しばしばもっと難しいものに当たるが、図 5.7c-d のようになんとか成るものも多く、ChRM が分離できないような場合は多くない。

三つ以上の成分がある場合

役に立つ古地磁気の結果の大部分は二つまでの成分から成っている岩石からの結果である。不安定な二次成分とそれを取り除いて現れる安定な ChRM (しばしば、初生成分だと主張される) という組み合わせである。しかしながら、三つ四つの成分と言ったどんどん複雑な NRM が報告されるようになってきた。消磁の手法や解析法はどんどん進歩するし、古地磁気学者は複雑な歴史の岩石に挑戦するので、複雑な多成分の NRM の報告は今後疑いなく増加するであろう。それゆえ、各成分がきちんと解釈できる 3 成分以上の NRM の例を少なくとも一つ見ておくことも重要であろう。

図 5.9 は、ベルト層群の先カンブリア時代の赤色アーグライトの段階消磁の結果である。この研究では、交流消磁をしてから熱消磁をするという組み合わせをいくつかの試料に施してある (先カンブリア時代の岩石を相手にすると人生も単純には行かないと言うよい例である)。50 Oe (5 mT) の交流消磁で、 $I \approx 50^\circ$, $D \approx 15^\circ$ 即ち試料採集地点の現在の地球磁場方位とほぼ平行な磁化成分が取り除かれる。この不安定成分はおそらく VRM であろう。

50 Oe (5 mT) から 1000 Oe (100 mT) の交流消磁では中間の安定度の成分が取り除かれる。この成分の方位は $I \approx 10^\circ$, $D \approx 275^\circ$ である。他の試料の段階熱消磁では同様な中間安定度の成分が 300°C から 500°C のプロッキング温度を持っていた。このサイトの多くの試料では、この成分に加えて最も安定な ChRM が 665°C から 680°C の熱消磁で分離できた。ChRM はこのアーグライトが 1300 Ma に堆積した時 (またはそのすぐ後) に獲得した初生の CRM であると解釈される。

この地域でカンブリア紀初期に変成作用があったという地質学的証拠と、中間安定度成分の方位がカンブリア紀初期の古地磁気方位と調和的であるという事実から、この成分はカンブリア紀初期の変成作用による

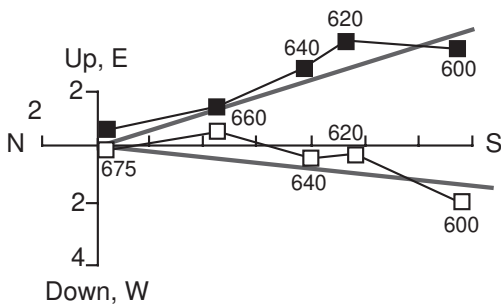


Figure 5.10 Example of best-fit line to progressive demagnetization data using principal component analysis. The sample is from the Late Triassic Chinle Formation of New Mexico; numbers on axes indicate NRM intensities in A/m; solid data points indicate projection onto the horizontal plane; open data points indicate projection onto the north-south oriented vertical plane; numbers adjacent to data points indicate temperatures of thermal demagnetization in degrees Celsius; the stippled lines show the best-fit direction ($I = 6.4^\circ$, $D = 162.8^\circ$) calculated by using the anchored option of principal component analysis applied to the data.

ものであると解釈できる。確かにこの研究は勤勉な古地磁気学者による良い仕事に間違いはないが、この例は多成分の NRM を間違いなく解釈することの難しさを際立たせている。古地磁気結果の解釈の“困難度”は NRM の成分の数に対して指数関数的に増加する。この本で議論するほとんどの例は 2 成分の NRM で、もっと複雑な多成分の NRM の領域に立ち入ることはまれにしたい。しかしながら、将来の古地磁気研究では複雑な歴史を持った古い岩石の多成分磁化を解読する機会が増えるであろう。

主成分分析

図 5.7 と 5.9 の段階消磁データの例を見るとベクトル成分図の直線の軌跡と言ってもかなりの分散があるのがわかる。これは特に磁化の弱い岩石や ChRM が NRM 全体に占める割合が小さな岩石で顕著である。分散のあるデータから最適な直線の方位を決める正確で定量的な方法が必要なことは明らかである。主成分分析 (principal component analysis 略して p.c.a) がそのために広く使われている。

図 5.10 の段階熱消磁のデータを考えてみよう (三疊紀後期の赤色堆積物の熱消磁結果の高温部分である)。600°C から 675°C の間、原点に向かう傾向は明らかである。不安定な二次成分はすでに取り除かれていて、残っている成分は ChRM のみである。しかし、データにはかなりの分散がある。一つの消磁段階を選んで最も ChRM を代表するものとしてもよい (これは最近まで用いられていた方法である)。しかしながら、五つの消磁温度のデータを全て生かして、数学的にこれらの点を結ぶ最適な直線を決めた方がよい。Kirschvink (参考文献参照) は p.c.a. を提案して、最適直線を決定する方法を示した。図 5.10a の例を見ると p.c.a. について定性的には理解できるであろう。つまり、一連の実験で得られたデータ点を通る最適な直線を p.c.a. で決定できるのである。それに加えて、得られた最適直線の精度の定量的な目安となる最大角分散 (maximum angular deviation: MAD) も計算できる。

主成分分析で直線を当てはめる時、ベクトル成分図の原点の取扱いに関して三つの選択肢がある: (1) 原点を通る直線を当てはめる (原点拘束); (2) 原点をデータ点の一つとして使う (原点利用)*⁸; (3) 原点を特別扱いしない (自由)。原点に向かうデータ点が ChRM を与えるのであるから、ChRM の決定には原点拘束が原点利用の当てはめをするのが普通である。図 5.10 では原点拘束の当てはめを示した。この直線は、原点を通ると言う制約条件でデータ点を通る最適の直線である。得られた直線の方位は $I = 6.4^\circ$, $D = 162.8^\circ$ で MAD は 5.5° である。もし、当てはめを原点利用とするなら、 $I = 7.3^\circ$, $D = 164.7^\circ$ で MAD は 8.0° となる。

方位決定の際に原点から最も遠い点が一番大きな重みを持つことになっているという点に注意してほしい。なぜなら、原点から最も遠い点が方位に関して最大の情報を持っているからである。実験という観点から考えても原点から最も遠い点は信号/雑音比が最大になっているはずで、方位は最も良く決まっているで

*⁸ 訳註: 原点をデータ点として利用する思想はあやふやである。原点を通ることを仮定するなら (1) にすべきだし、原点を通ることを仮定しないなら (3) にすべきだ。仮定するかしないかの二択である。

あろう。特に合意が出来ている訳ではないが、主成分分析で $MAD \geq 15^\circ$ を与えるような直線は良くない当てはめで、意味があるか疑問だと考えられている。

二次磁化の方位も主成分分析で決めることができる。図 5.7c の不安定成分や図 5.9 の第二成分の様な成分の方位である。二次磁化は原点を通る 必要性はない のであるから、原点から自由に当てはめを行う。

NRM が弱い岩石や段階消磁でパラツキの多い軌跡になる場合も、主成分分析を使えばどれか一つの消磁段階の結果を使うより ChRM を安定して決定できる。もし段階消磁によって ChRM が簡単に分離できることが分かれば、残りの試料では一つか二つの段階での消磁で ChRM を取り出すことができる。この方法を一斉消磁と呼ぶ。しかしながら、段階消磁で ChRM が弱く雑音が多くなった場合には、残りの試料も ChRM のあらわれる範囲の複数の段階で消磁することになる。その場合はすべての試料で主成分分析をおこなう。

その他、進んだ手法

ChRM が簡単に分離できないような岩石を扱う特殊な方法も考えられている。NRM が沢山の成分から成っていて、成分のブロッキング温度や抗磁力のスペクトルが大きく重なっているような場合には、方位は再帯磁円上に並ぶ。特定の状況においては、この再帯磁円は NRM の成分のひとつの上を通る。再帯磁円を使った解析の方法がいくつか提案されていて、簡単な解析では得られない重要な情報を岩石から引き出すことができる。しかし、そのような方法は複雑で地質学的に特別な場合しか適用できないし、必ずしもうまく行くとは限らない(複雑な磁化で解釈も複雑になる)。参考文献にそのような進んだ方法について記載されたものがある。

古地磁気安定性の野外テスト

実験室での消磁実験で NRM の成分が分かるし、(多くの場合) ChRM と呼ぶべき成分も分かる。ブロッキング温度や抗磁力のスペクトルを見れば ChRM を担っている強磁性粒子が初生磁化を保持し得ることも分かる。しかし、ChRM が初生磁化であると実験室のテストだけで証明することはできない。古地磁気安定性の野外テストは ChRM の獲得時期についての極めて重要な情報となり得る。造山帯の古い岩石の研究においては、古地磁気安定性の野外テストこそが決定的な観測になる。

ここでは、古地磁気安定性の野外テストの一般的なものを例を上げて紹介する。例を見れば、野外テストの論理と力が分かるであろう。野外テストの定量的な評価には方位データ取り扱いの統計的な手法と解析が必要と成る。それについては次の章で取り上げる。

褶曲テスト

褶曲テスト(あるいは、傾動テスト)と礫岩テストの概念が図 5.11 である。褶曲テストによって NRM のある成分(普通は ChRM)の獲得と褶曲の前後関係がわかる。もし、ChRM が褶曲の前に着いていたら、褶曲の両翼の ChRM の方向は地理座標 (*in situ*) では異なっていて、構造補正をする(地層を水平に“戻す”)と方向は一致する。このように ChRM が構造補正で集中が改善すれば“褶曲テストに合格”と言い、逆に ChRM が構造補正で分散することになれば“褶曲テストに不合格”と言う。褶曲テストは一つの褶曲に適用しても良いし(図 5.11)広い範囲で異なる傾動のサイトで適用しても良い。

ChRM の方位が褶曲テストに合格した例が図 5.12 である。この例はアラスカ、ランゲリアテレーン中のニコライ緑色岩の五つのサイトの ChRM の方位である。図 5.12a の ChRM 方位は傾動補正前(地理座標系)で、図 5.12b は構造補正の後である。この例は地層の傾動が中程度の実際的なものである。ChRM の集中の改善は、劇的とまでは言えなくても、明白で、褶曲テストに合格したと言うことはニコライ緑色岩が褶曲以前に ChRM を獲得していることを示している。この ChRM は逆転テスト(後で議論する)にも合

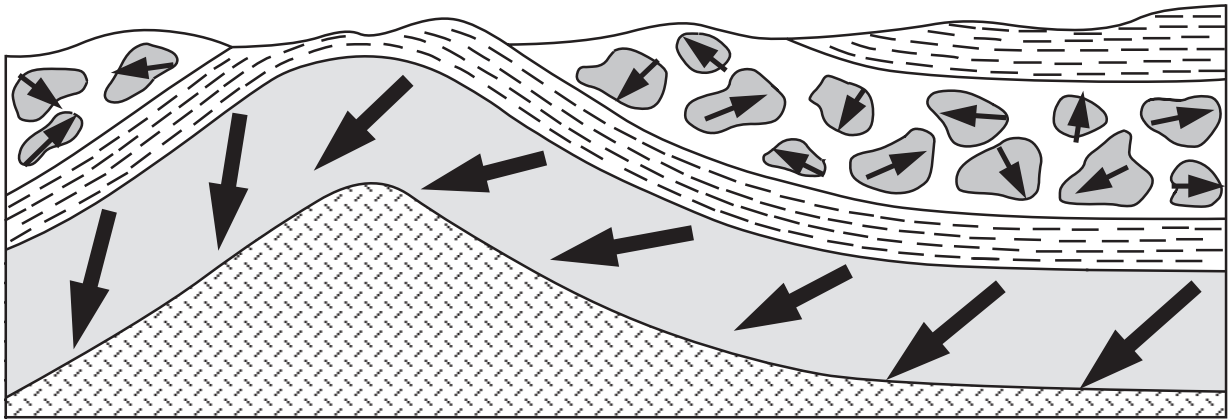


Figure 5.11 Schematic illustration of the fold and conglomerate tests of paleomagnetic stability. Bold arrows are directions of ChRM in limbs of the fold and in cobbles of the conglomerate; random distribution of ChRM directions from cobble to cobble within the conglomerate indicates that ChRM was acquired prior to formation of the conglomerate; improved grouping of ChRM upon restoring the limbs of the fold to horizontal indicates ChRM formation prior to folding. Redrawn from Cox and Doell (1960).

格しており、この成分がニコライ緑色岩が後期三畳紀中期の噴出時の最初の冷却時に着いた初生の TRM であることが確実である。この例で褶曲テストの定量的な評価をする統計テストが必要であることも分かるであろう (例えば、構造補正を施したことによって ChRM 方位の集中が改善したと、どの程度の確かさで言えるか)。

褶曲中磁化

褶曲中磁化の報告が増えて来ているので、その原理を紹介して、例をあげよう。図 5.13a で単純な向斜での褶曲前磁化がどのようになるかを示した。一方、図 5.13b は褶曲中磁化の場合である。図 5.13b の下の図

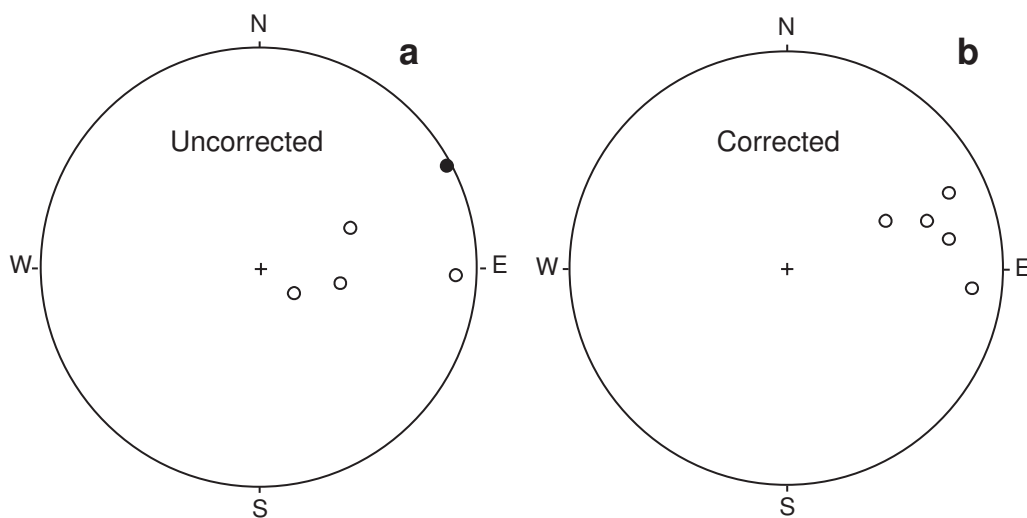


Figure 5.12 Example of ChRM directions that pass the fold test. Equal-area projections show mean ChRM directions from multiple sites at each of five collecting localities in the Nikolai Greenstone, Alaska; solid circles indicate directions in the lower hemisphere of the projection; open circles indicate directions in the upper hemisphere. (a) ChRM directions *in situ* (prior to structural correction). (b) ChRM directions after structural correction to restore beds to horizontal. Data from Hillhouse (*Can. J. Earth Sci.*, v. 14, 2578–2592, 1977).

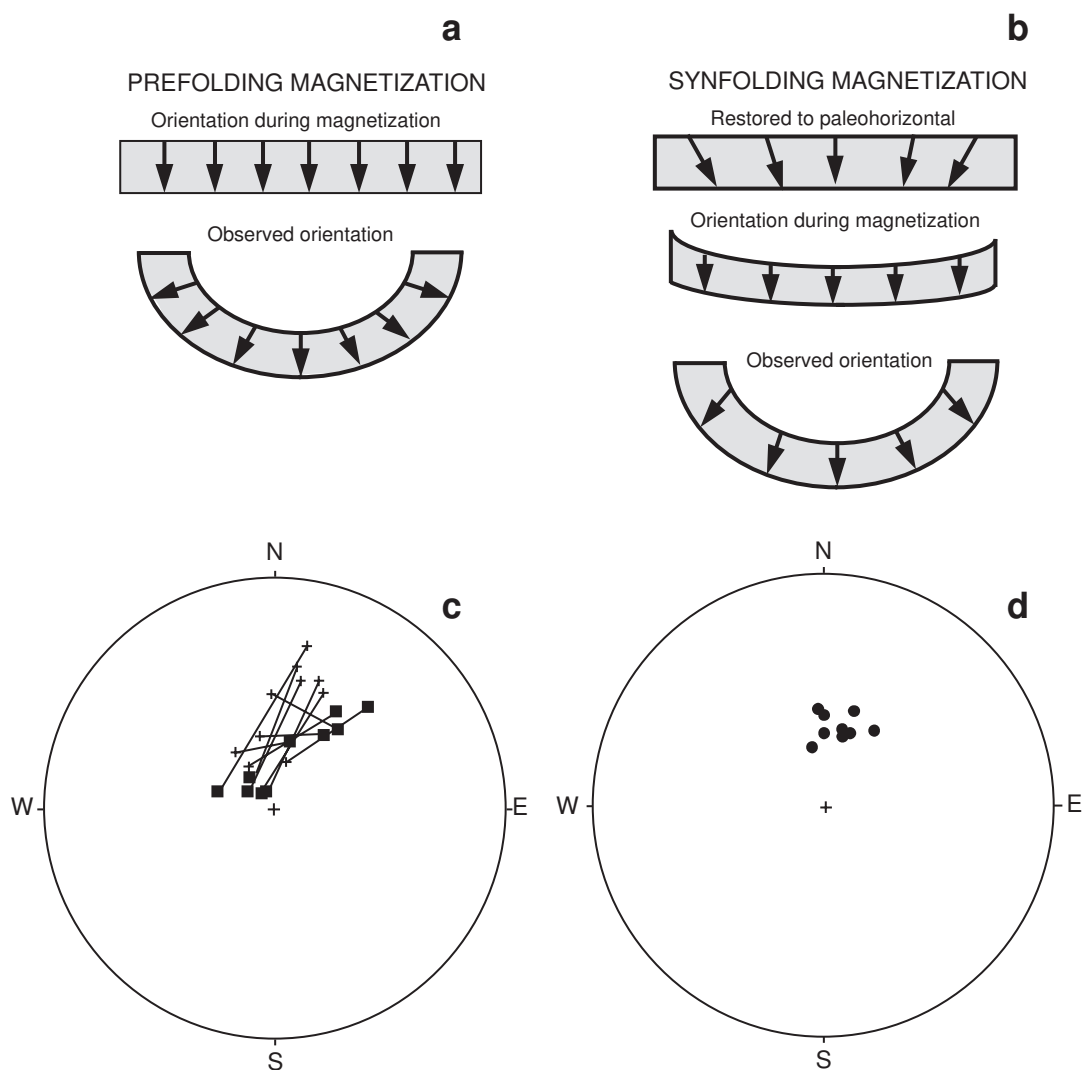


Figure 5.13 Synfolding magnetization. **(a)** Directions of ChRM are shown by arrows for pre-folding magnetization. ChRM directions are dispersed in the observed *in situ* orientation; restoring bedding to horizontal results in maximum grouping of the ChRM directions. **(b)** Directions of ChRM for synfolding magnetization. ChRM directions are dispersed in both the *in situ* orientation and when bedding is restored to horizontal; maximum grouping of the ChRM directions occurs when bedding is partially restored to horizontal. **(c)** Equal-area projection of directions of ChRM in Cretaceous Midnight Peak Formation of north-central Washington. Crosses are *in situ* site-mean ChRM directions for ten sites spread across opposing limbs of a fold; squares are site-mean ChRM directions resulting from restoring bedding at each site to horizontal; all directions are in the lower hemisphere of the projection. **(d)** Site-mean ChRM directions in Midnight Peak Formation after 50% unfolding. Data from Bazard et al. (*Can. J. Earth Sci.*, v. 27, 330–343, 1990).

は現在見ることでできる磁化方位を表している、上の図では完全な補正を施した場合の磁化方位を示している。完全な補正は“補正し過ぎ”になっているのである。磁化方位のまとまりが最も良くなるのは、間の図のように、途中まで補正をした時になっている。このような観測から得られる結論は磁化が向斜の形成中に獲得された（褶曲中磁化）ということである。

図 5.13c と 5.13d は褶曲中磁化の例である。褶曲の両翼に広がった地域の 10 サイトについて ChRM を得てその平均方位を求めた。補正前の ChRM 方位（地理座標）は図 5.13c の十字で、100% 補正を施した後が四角である。図 5.13c を見ると、ChRM 方位は構造補正を施すとお互いを通り過ぎていくことが分かる。

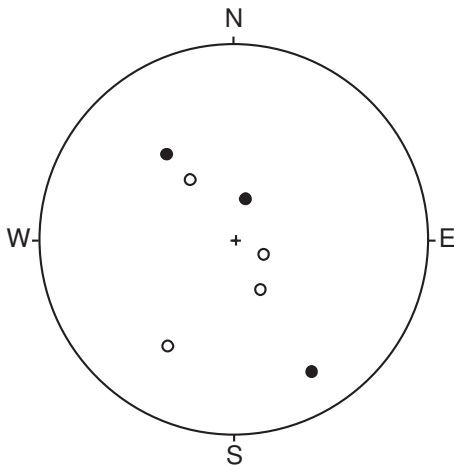


Figure 5.14 Example of ChRM directions that pass the conglomerate test. The equal-area projection shows the ChRM directions in seven volcanic cobbles in a conglomerate within a sequence of volcanic flows of the Late Jurassic Glance Conglomerate; open circles are directions in the upper hemisphere; solid circles are directions in the lower hemisphere; the ChRM directions are randomly distributed, indicating ChRM formation prior to incorporation of the cobbles in the conglomerate. Redrawn from Kluth et al. (*J. Geophys. Res.*, v. 87, 7079–7086, 1982).

ChRM 方位のまとまりが最も良くなるのは補正を 50% 施した時である (図 5.13d)。ChRM は褶曲の途中で磁化した可能性が高いと結論することができる^{*9}。ここでも、統計学的手法を用いてまとまりが最大になる補正の量を定量的に知る必要がある。

礫岩テスト

礫岩テストの説明も図 5.11 にある。もし礫岩中の礫の ChRM が礫岩が堆積してから安定であったとすれば、その方位はランダムに分布するはずである (= 礫岩テストに合格)。もし、分布がある方向性を持っているなら ChRM は礫岩が堆積した後に獲得したものである (= 礫岩テストに不合格)。礫岩テストに合格するということは、礫の起原の岩石が少なくとも礫岩の形成以来安定であったことを意味している。層内礫岩を用いた礫岩テストに合格すれば ChRM が初生の NRM であるという極めて強い証拠となる。

南アリゾナのグランス礫層は酸性の火山岩と礫岩を含む堆積岩の互層である。礫岩中の火山岩礫の ChRM 方位がランダムに分布していることが図 5.14 で分かるであろう。この礫岩は溶岩流と一連の層の中にあるので、礫岩テスト合格で ChRM が初生磁化であると言える。

もし、礫岩の形成時に風化があり強磁性鉱物の変化が起これば、原岩が安定な ChRM を持っていたとしても礫岩テストに通らないことがある。従って、礫岩テストに合格することは安定だという強い証拠になる。一方、不合格した場合は確かに気をつけないといけないが、原岩の ChRM が二次磁化であると疑いなく言えるということはない。

逆転テスト

第一章で解説したように、正逆いずれの磁極期でも、地球磁場は時間平均を取れば地心双極子である。どんな場所でも地球磁場方位の時間平均は正磁極期と逆磁極期で 180° 異なる。地球磁場のこの性質が古地磁気安定性の逆転テストの原理となる (図 5.15 参照)。

もし、一連の古地磁気サイトが正逆いずれの磁極期でも永年変化を平均化する程の数あれば、正磁極期の初生 NRM の方位は逆磁極期の初生 NRM の方位と反平行になるはずである。しかし、後の二次的な NRM があると合成の NRM ベクトルの間の角度は 180° から減ってくることになる。もし、正磁極期のサイトの平均方位が逆磁極期のサイトの平均方位と反平行を向いていれば、ChRM が“逆転テストに合格し

^{*9} 訳註: 翻訳者は褶曲中磁化の報告の中に構造補正が十分できていない例があるのではないかと疑っている。図 5.13 の例でも、この補正が単純な傾動補正であるとする、この図から読める層理面はブランチした褶曲を与える。ブランチした褶曲からのデータに単純な傾動補正を施すと、補正の途中で集中が最大になる例を簡単に作れる。実際に褶曲中磁化仮説を適用する場合には、注意が必要である。

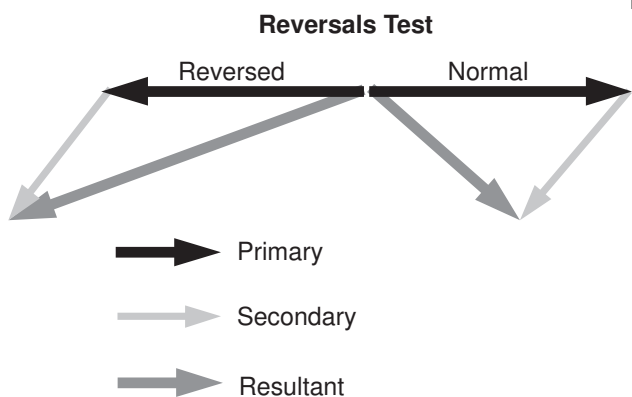


Figure 5.15 Schematic illustration of the reversals test of paleomagnetic stability. Solid arrows indicate the expected antiparallel configuration of the average direction of primary NRM vectors resulting from magnetization during normal- and reversed-polarity intervals of the geomagnetic field; an unremoved secondary NRM component is shown by the lightly stippled arrows; the resultant NRM directions are shown by the heavily stippled arrows. Redrawn from McElhinny (*Palaeomagnetism and Plate Tectonics*, Cambridge, London, 356 pp., 1973).

た”と言う。逆転テスト合格は ChRM 方位が二次的な NRM 成分の影響を受けていないことと、データが永年変化を平均するような時間間隔になっていることを示している。それに加えて、正逆のサイトが層序に調和的であるならば、ChRM はほぼ間違いなく初生 NRM である。

一連の古地磁気データが“逆転テストに合格しない”とは、正逆磁極期のサイトの方位の違いが 180° より有意に小さいことである。逆転テストに不合格になることは、(1) 消磁しきれていない二次的な NRM の成分がある、(2) どちらか(あるいは双方)の磁極期のデータが永年変化を十分平均していない、のいずれかであることを示している。ほとんどの時代で逆転は起こっていたので、一連の古地磁気データではしばしば正逆双方の極性をもった ChRM が現れる。従って、古地磁気安定性の逆転テストが適用可能な場合は多く、しかも礫岩テストや褶曲テストのような特別な地質を必要としない。

逆転テストの例として北西ニューメキシコの暁新世陸成堆積物の例を図 5.16 に示した。42 の正帯磁のサイトの平均と 62 の逆帯磁のサイトの平均とが反平行になっている。ChRM 方位は逆転テストに合格したと言える。逆転テストの定量的な評価は正逆帯磁それぞれサイトの平均(と信頼限界)を計算して、一方をもう一方の反平行と比較することとなる。その比較の統計的な手法については次章で取り上げる。

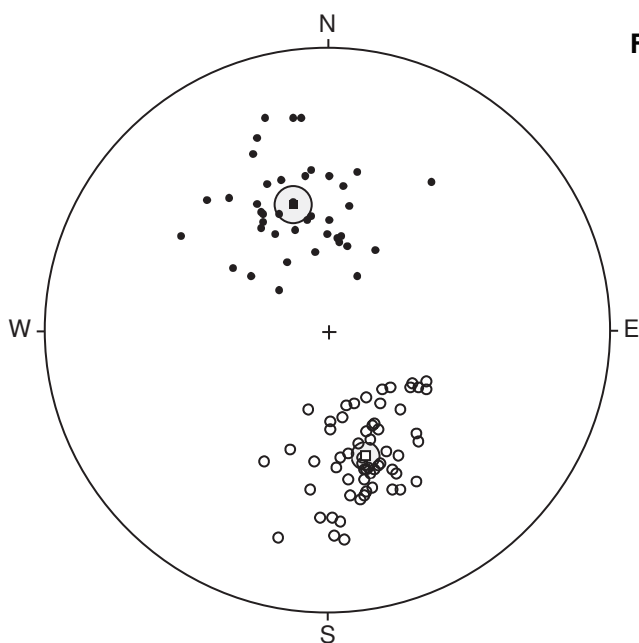


Figure 5.16 Example of ChRM directions that pass the reversals test of paleomagnetic stability. Equal-area projection of site-mean ChRM directions from 104 sites in the Paleocene Nacimiento Formation of northwestern New Mexico; solid circles are directions in the lower hemisphere of the projection; open circles are directions in the upper hemisphere; the mean of the 42 normal-polarity sites is shown by the solid square with surrounding stippled circle of 95% confidence; the mean of the 62 reversed-polarity sites is shown by the open square with surrounding stippled circle of 95% confidence; the antipode of the mean of the reversed-polarity sites is within 2° of the mean of the normal-polarity sites (within the confidence region). Redrawn from Butler and Taylor (*Geology*, v. 6, 495–498, 1978).

接触域テストと一貫性テスト

火成岩が貫入した母岩の接触域があれば古地磁気安定性の接触域テストが適用できる。貫入岩と母岩の接触加熱された部分は同じ方位の TRM を持っているはずである。貫入岩と母岩の鉱物組成は異なっており、二次的な NRM の取りやすさや ChRM を取り出すのに必要な消磁の手続きなども異なっていることが考えられる。従って、貫入岩と母岩の ChRM 方位が一致することは ChRM 方位が安定でおそらくは初生磁化のものだという証拠となる。母岩の年代が貫入岩よりもずっと古い場合には、接触加熱を受けていない部分は貫入岩と異なる磁化方位をもっていることが期待できる。それで、接触域が貫入岩と似た磁化方位をもっていて、接触域以外の母岩が貫入岩と異なる方位を持っていることが接触域テスト合格の要件となる。貫入岩と接触域 および 接触域の外側の母岩のいずれもが同じ ChRM を持っている場合には全体が再磁化された可能性がある。

古地磁気安定性の一貫性テストとは同じ時代のものなら異なる岩種でも（現在の地球磁場方位と異なる）ChRM 方位を持っているべきであるということに由来している。もし、強磁性鉱物の構成が変化に富んでいて、ChRM を取り出すに必要な方法が異なっていて、それでも ChRM の方位が地質時代のみによっているなら、測定結果は“ChRM が初生磁化であるという解釈と矛盾しない”。この様な ChRM 方位は地域全体の再磁化によるものと言う可能性は捨てきれないので、一貫性テストの使用に当たっては古地磁気安定性についてのその他の指標と併用しなければならないことは言うまでもない。

推薦図書

装置と実験技法:

- D. W. Collinson, *Methods in Rock Magnetism and Palaeomagnetism*, Chapman and Hall, London, 503 pp., 1983.
Theory, instrumentation, and techniques of partial demagnetization are covered in considerable detail.

収束再帯磁円について:

- H. C. Halls, A least-squares method to find a remanence direction from converging remagnetization circles, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 45, 297–304, 1976.
- H. C. Halls, The use of converging remagnetization circles in palaeomagnetism, *Phys. Earth Planet. Int.*, v. 16, 1–11, 1978.
Present theory and applications of remagnetization circle analysis.

ベクトル成分図と主成分分析:

- D. J. Dunlop, On the use of Zijdeveld vector diagrams in multicomponent paleomagnetic samples, *Phys. Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 20, 12–24, 1979.
Powers and limitations of vector component diagrams are discussed with many examples given.
- J. D. A. Zijdeveld, A.C. demagnetization of rocks: Analysis of results, In: *Methods in Palaeomagnetism*, ed D. W. Collinson, K. M. Creer, and S. K. Runcorn, Elsevier, Amsterdam, pp. 254–286, 1967.

この論文でベクトル成分図が導入された。

- K. A. Hoffman and R. Day, Separation of multicomponent NRM: A general method, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 40, 433–438, 1978.
成分分離の進んだ手法。
- J. L. Kirschvink, The least-squares line and plane and the analysis of palaeomagnetic data, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 62, 699–718, 1980.
主成分分析の古地磁気への応用。
- J. T. Kent, J. C. Briden, and K. V. Mardia, Linear and planar structure in ordered multivariate data as applied to progressive demagnetization of palaeomagnetic remanence, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 75, 593–621, 1983.
段階消磁データの統計解析の進んだ取り扱い。

古地磁気安定性の野外テスト:

- E. Irving, *Paleomagnetism and Its Application to Geological and Geophysical Problems*, Wiley & Sons, New York, 399 pp., 1964.
第4章に野外テストの発展と適用についての非常に有用な議論がある
- J. W. Graham, The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks, *J. Geophys. Res.*, v. 54, 131–167, 1949.
A classic paper which introduces several field tests.
- A. Cox and R. R. Doell, Review of Paleomagnetism, *Geol. Soc. Amer. Bull.*, v. 71, 645–768, 1960.
野外テストの説明がある。

第6章

古地磁気データの統計

古地磁気データの統計解析の必要性はこれまでの章で明らかになった。例えば、磁化方位の観測から平均方位を決定する方法が必要である。その方法は平均方位の不確定性の測度を与えるものでないといけない。また、古地磁気安定性の野外テストの有意性の検定法も必要である。この章では方位データの解析の基本的な統計の手法を紹介する。科学は統計解析を酔っ払いが街灯を使うのと同じようにして使うとよく言われる：明かりが欲しいのではなく、支えが欲しいだけなのだ。これは真実かもしれないが*1、古地磁気研究において統計解析は基本的なものである。基本的な統計法の適用が古地磁気学の理解に必要なのである。

古地磁気で用いる統計法のほとんどが“平面上の”統計から直接類推できる。まず、正規分布（ガウス確率密度関数）の基本的な性質を見ることから始めよう。この分布は様々な観測の統計解析に用いられているので、読者も御存じであろう。方位データの統計解析も正規分布との相似で発展して来た。読者は数式展開を完全に追うことは出来なくても心配することはない。関数のグラフ表示や統計解析の例を見れば、統計量を直感的に把握することができるであろう。

正規分布

観測量の集合の平均（とその信頼限界）を求めるあらゆる統計的手法は確率密度関数に基づいている。この関数は母集団と呼ばれる観測の仮想的な無限集合の分布を記述している。ガウス確率密度関数（正規分布）は図 6.1 の釣り鐘型をしている。確率密度関数 $f(z)$ の意味は z を中心とした dz の区間に入る観測の割り合いが $f(z)dz$ であるということである。

正規分布は以下の式で与えられる。

$$f(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) \quad (6.1)$$

$$z = \frac{(x - \mu)}{\sigma}$$

但し

x は測定する変数で、 μ は真の平均、 σ は真の標準偏差である*2。パラメータ μ は分布の中心の x の値を与え、 σ は真の平均の周りの分布の幅を与える。適当な積分をする（ $f(z)$ 曲線の下面積を計算する）ことによって、68% の値が μ から σ の範囲に分布し、95% の値が μ から 2σ の範囲に分布することが分かる。

通常は変数 x の有限個の測定をすることになる。統計学の文献ではこの測定の集合を試料と呼んでいる。ガウス統計を使うとは、正規分布をする観測の母集団から有限の試料を取り出したと仮定することである。母集団の真の平均と標準偏差は、もちろん分からない。しかし、以下のようにしてこれらの量を有限の試料から推定することができる。

*1 訳註：“そういう使い方をする人が大勢いるかもしれないが”とすべきか

*2 訳註：真の平均・標準偏差というのは、母集団の平均・標準偏差と書くべきであろう。

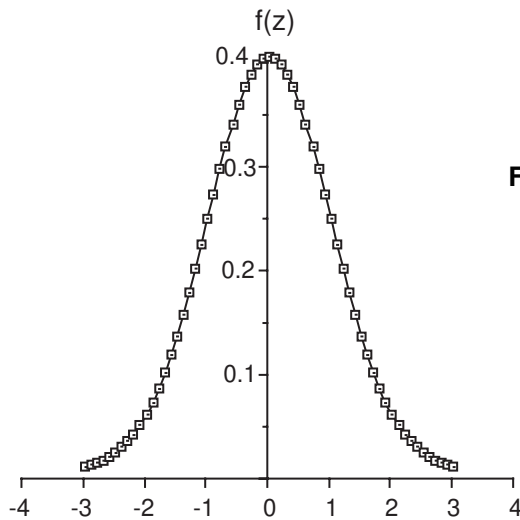


Figure 6.1 The Gaussian probability density function (normal distribution, Equation (6.1)). The proportion of observations within an interval dz centered on z is $f(z)dz$; $x \sim \mu$; σ = standard deviation.

真の平均 (μ) の最尤推定値は測定値の平均 m で与えられる。

$$m = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad (6.2)$$

但し、 n は測定の数、 x_i はそれぞれの測定値である。

試料の分散は

$$\text{var}(x) = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - m)^2}{(n-1)} = s^2 \quad (6.3)$$

である*3。試料の標準偏差の推定値 s は試料を取った母集団の標準偏差 (σ) の最尤推定値になる。平均の標準偏差の推定値 Δm は次のようになる。

$$\Delta m = \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (6.4)$$

試料抽出による誤差の効果を直感的に理解するには以下の理論的な結果が良いであろう。同じ正規分布から取られた複数の試料について、試料の平均の 68% が μ の前後 σ/\sqrt{n} の範囲に 95% が $2\sigma/\sqrt{n}$ の範囲に落ちる。それで、試料の平均はそれ自身平均 μ 、標準偏差 σ/\sqrt{n} の正規分布となる。

平均の標準偏差の推定値 Δm は計算した平均の信頼限界を与える。一つの正規分布から抽出した可能な試料すべてのなかで 95% の試料の平均は μ から $2\Delta m$ の範囲に入っている (すべての可能な試料のうちたった 5% が μ から $2\Delta m$ 以上離れている)。従って、計算した平均 m の信頼限界は $2\Delta m$ で、母集団の真の平均が m から $2\Delta m$ の範囲にあると 95% の信頼度で言うことができる。

*3 訳註: 試料の標準偏差と母集団の標準偏差の最尤推定値の記述に混乱が見られる。試料の分散は

$$\text{var}_s(x) = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - m)^2}{n}$$

であるし、母集団の分散の最尤推定値は

$$\text{var}_p(x) = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \mu)^2}{(n-1)}$$

である。ついでに述べると、真の平均が他の方法で分かっている場合の母集団の分散の最尤推定値は

$$\text{var}_p(x) = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \mu)^2}{n}$$

である。

標準偏差の推定値 s が観測の数 n に基本的には依存しないことに注意して強調しておく必要がある。しかしながら、平均の標準誤差の推定値 Δm は n に依存し、 $1/\sqrt{n}$ で減少する。それぞれの試料は一つの真の平均と標準偏差を持った正規分布から取り出したのであるから、標準偏差の推定値が試料の観測の数に依存しないのは適当である。しかし、観測数が増すにつれて真の平均の推定が精密になるというのは正当で、 n の増加とともに信頼限界が小さくなるというのはこれを反映している。

二次元正規分布：訳者による補足

どの教科書を見ても、一次元正規分布の次にフィッシャー分布へと進んでいるのだが、訳者は、フィッシャー分布を理解する上で、二次元正規分布の理解は大きな助けになると考えている。それで、少し解説してみたい。

直交座標での等方的二次元正規分布は各軸の周辺分布が（正確にはどの方向の軸への周辺分布でも）同じ標準偏差 σ を持つ分布である。ここで、簡単のために母集団の平均を $x = 0, y = 0$ とすると、

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right)$$

これを y について $-\infty \sim +\infty$ まで積分すると、式 (6.1) となる。また、極座標で表すと、等方的であるから方位角には依存せずに

$$f(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)$$

と簡単に書ける。ただし、

$$\int_0^\infty \frac{r^2}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) r dr \int_0^{2\pi} d\theta = 2\sigma^2$$

となるので、二次元の標準偏差 σ_s は $\sigma_s^2 = 2\sigma^2$ となり、

$$f(r) = \frac{1}{\pi\sigma_s^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma_s^2}\right)$$

となる。

累積分布関数 $F(x)$ については、一次元正規分布の場合は初等関数では表せず誤差関数 $F(x) = \text{erf}(x/\sqrt{2})$ となったが、二次元の場合、

$$\begin{aligned} F(r) &= \int_0^{2\pi} \int_0^r \frac{1}{\pi\sigma_s^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma_s^2}\right) \rho d\rho d\theta = \int_0^r \frac{2\rho}{\sigma_s^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma_s^2}\right) d\rho \\ &= \left[-\exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma_s^2}\right)\right]_0^r = 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma_s^2}\right) \end{aligned}$$

と書いてしまうので、95% 半径なども簡単に計算できる。実際に 95% 点を計算してみると、1次元では 1.96σ であるのに対して、二次元の場合は $1.73\sigma_s$ になるので、周辺分布の 95% 点は、二次元分布の 95% 半径の 0.8 倍になる。

フィッシャー分布

古地磁気方位に使える確率密度関数はイギリスの統計学者 R. A. Fisher によって考案され、フィッシャー分布と呼ばれている。個々の方位は同じ重みで、単位球面上の点に対応されている。フィッシャー分布関数 $P_{dA}(\theta)$ は、真の平均から角 θ だけ離れたところを中心とする立体角 dA の範囲に方位が落ちる単位立体角あたりの確率を与える。立体角 dA の単位はステラディアンで、球全体の立体角は 4π になる。フィッシャー分布にしたがう方位は次の確率密度関数に従う。

$$P_{dA}(\theta) = \frac{\kappa}{4\pi \sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos \theta) \tag{6.5}$$

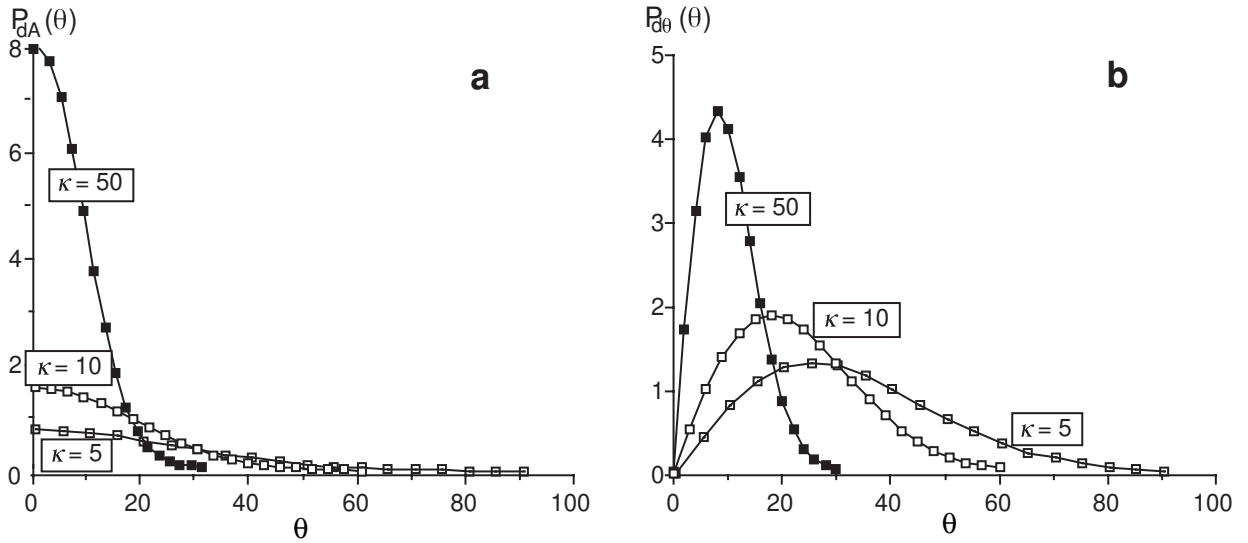


Figure 6.2 The Fisher distribution. (a) $P_{dA}(\theta)$ is shown for $\kappa = 50$, $\kappa = 10$, and $\kappa = 5$. $P_{dA}(\theta)$ is the probability per unit angular area of finding a direction within an angular area, dA , centered at an angle θ from the true mean; $P_{dA}(\theta)$ is given by Equation (6.5); κ = precision parameter. (b) $P_{d\theta}(\theta)$ is shown for $\kappa = 50$, $\kappa = 10$, and $\kappa = 5$. $P_{d\theta}(\theta)$ is the probability of finding a direction within a band of width $d\theta$ between θ and $\theta + d\theta$. $P_{d\theta}(\theta)$ is given by Equation (6.8).

但し、 θ は真の平均方位からの角度 (真の平均で 0)、 κ は精密度パラメタである。 $P_{dA}(\theta)$ の表記は単位立体角当たりの確率であることを強調するためである。

方位の分布は真の平均を中心として軸対称である。 κ は真の平均方位への集中の度合いを示している。球面上の一樣分布では κ は 0 で、点が集中するに連れて ∞ に近づく。図 6.2a に $\kappa = 5, 10, 50$ の場合の $P_{dA}(\theta)$ を示した。定義から予想されるように、フィッシャー分布は真の平均 ($\theta = 0$) で最大で、 κ が大きくなるにつれて真の平均に集中する。

ここで、 ξ を真の中心の周りの方位角にとると、立体角 dA の中に落ちる方位の確率は次のように書ける。

$$P_{dA}(\theta)dA = P_{dA}(\theta) \sin(\theta)d\theta d\xi \quad (6.6)$$

$\sin(\theta)$ の項は $d\theta$ の帯の面積が $\sin(\theta)$ に比例して変化することによっている。フィッシャー分布を規格化するには以下の式が成り立たなければならない。

$$\int_{\xi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} P_{dA}(\theta) \sin(\theta)d\theta d\xi = 1 \quad (6.7)$$

式 (6.7) は単位球面上のどこかに方位がある確率は 1 であるということを示したに過ぎない。確率 $P_{d\theta}(\theta)$ は θ と $\theta + d\theta$ の間の帯 $d\theta$ に方位が落ちる確率で、

$$\begin{aligned} P_{d\theta}(\theta) &= \int_{\xi=0}^{2\pi} P_{dA}(\theta)dA = 2\pi P_{dA}(\theta) \sin(\theta)d\theta \\ &= \frac{\kappa}{2 \sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos \theta) \sin \theta d\theta \end{aligned} \quad (6.8)$$

となる。図 6.2b は $\kappa = 5, 10, 50$ の場合のこの確率で、 $\sin(\theta)$ の項の効果が見て取れる。

真の平均からの任意の角度の範囲に方位が落ちる確率もフィッシャー分布から計算できる。確率が 50% となるような角度は

$$\theta_{50} = \frac{67.5^\circ}{\sqrt{\kappa}} \quad (6.9)$$

で与えられ、これは正規分布の四分点に対応する。正規分布の標準偏差に相当する角度は

$$\theta_{63} = \frac{81^\circ}{\sqrt{\kappa}} \quad (6.10)$$

で、これは角標準偏差と呼ぶことが多い。ただし、正規分布の場合 μ の前後 σ の範囲に観測が落ちる確率は 68% であるのに対して、真の平均から θ_{63} の範囲に方位が来る確率は 63% であることに注意してほしい。もうひとつ 95% になる角度が重要で、以下の式で与えられる。

$$\theta_{95} = \frac{140^\circ}{\sqrt{\kappa}} \tag{6.11}$$

フィッシャー分布と 2 次元正規分布: 訳者による補足

θ が小さいとすると $\cos \theta \approx 1 - \frac{1}{2}\theta^2$ 、 $\sin \theta \approx \theta$ と近似できる。これを式 (6.3) に代入して、 $\kappa = 2/\sigma^2$ と置き、 κ が大きく $\sinh \kappa \approx \exp(\kappa)/2$ であるとする、

$$\begin{aligned} P_{dA}(\theta) &= \frac{\kappa}{4\pi \sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos \theta) \approx \frac{\kappa}{2\pi \exp(\kappa)} \exp(\kappa(1 - \frac{1}{2}\theta^2)) \\ &= \frac{\kappa}{2\pi \exp(\kappa)} \exp(\kappa) \exp(-\frac{\theta^2}{\sigma^2}) = \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp(-\frac{\theta^2}{\sigma^2}) \end{aligned}$$

となり、フィッシャー分布は 2 次元正規分布の球面上への自然な拡張になっていることがわかる。2 次元正規分布のままだと、対蹠点で微分が不連続になるのであるが、このように拡張したおかげで、対蹠点での特異性が回避されているのである。

平均方位の計算

前節の式はフィッシャー確率密度関数に従って分布する方位の母集団に適用できる。しかし、通常我々が扱う方位の数はあまり多くない (例えば、10 個の方位データの集合など)。それから、(1) 平均方位、(2) 方位の分散の度合いを示す統計量 (ガウス統計における標準偏差の推定値に相当するもの)、(3) 計算した平均方位の信頼限界 (平均の標準誤差の推定値に相当するもの)、を計算しなければならない。フィッシャー統計を用いて、以下の計算を行えば必要な量を得ることができる。

方位の集合の平均はベクトルの単なる和で得られる (図 6.3)。 N 個の単位ベクトルの集合の平均を計算するには、まず、それぞれのベクトルの方向余弦を次の式で求める。

$$l_i = \cos I_i \cos D_i \quad m_i = \cos I_i \sin D_i \quad n_i = \sin I_i \tag{6.12}$$

ただし、 D_i, I_i は i 番目のベクトルの偏角、伏角で、 l_i, m_i, n_i は i 番目のベクトルの北向き、東向き、および下向きの方向余弦である。平均方位の方向余弦は次の式で与えられる。

$$l = \frac{\sum_{i=1}^N l_i}{R} \quad m = \frac{\sum_{i=1}^N m_i}{R} \quad n = \frac{\sum_{i=1}^N n_i}{R} \tag{6.13}$$

ただし、 R は和ベクトル R の長さで次の式で与えられる。

$$R^2 = \left(\sum_{i=1}^N l_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N m_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N n_i \right)^2 \tag{6.14}$$

R と N 個の個々の単位ベクトルとの関係は図 6.3 で分かるであろう。 R は常に $\leq N$ でベクトルが同じ方向を向いている時にのみ等しくなる。式 (6.13) と (6.14) で与えられる平均の方向余弦から平均方向の偏角と伏角は以下の式で得ることができる。

$$D_m = \tan^{-1} \left(\frac{m}{l} \right) \quad \text{及び} \quad I_m = \sin^{-1}(n) \tag{6.15}$$

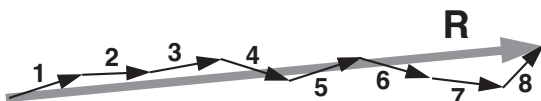


Figure 6.3 Vector addition of eight unit vectors to yield resultant vector R .

フィッシャー平均計算の意味: 訳者による補足

ある方位 V_m と各試料の方位 V_i のなす角を Δ_i とすれば、

$$\sum_i \cos \Delta_i = \sum_i V_m \cdot V_i = V_m \cdot \sum_i V_i = V_m \cdot R$$

これが最大になるのは、 $V_m // R$ のときである。 $\sum_i \cos \Delta_i$ が最大の時には $\sum_i \Delta_i^2$ が最小になるので、フィッシャー平均とは、1次元の平均と同様に、分散を最小にする方位として定義されるのである。

分散の推定

平均の計算がすんだら、次は試料データが抽出された母集団の分散の指標となる統計量である。方位の母集団の分散の指標の一つが精密度パラメタ κ である。有限の方位の集合からは κ を求めることは出来ないが、 κ の推定値は次のように計算できる。

$$k = \frac{N-1}{N-R} \quad (6.16)$$

図 6.3 を見ると式 (6.16) が理解できるであろう。方位の分布が小さくなるにつれて R が N に近付き k が増加するのは明らかであろう。

ガウス統計 (式 (6.3)) からの直接の類推で、方位試料の角分散は

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \Delta_i^2 \quad (6.17)$$

である。ただし、 Δ_i は i 番目の方向と計算した平均方向の間の角である。角標準偏差の推定値 (角分散と言うこともある) は s となる。式 (6.10) から予想されるように、 s は

$$s \approx \frac{81^\circ}{\sqrt{k}} \quad (6.18)$$

で近似できる。角分散の指標となるもう一つの統計量が δ で (これも角標準偏差と言うことがある)

$$\delta = \cos^{-1} \left(\frac{R}{N} \right) \quad (6.19)$$

で与えられる。 δ を用いる利点は計算が簡単なことと、 R が N に近づくにつれて δ が減少し方位のまとまりが良くなるのが直感的に分かりやすいこと (例えば図 6.3 のように) である。実際上は (少なくとも $N \geq 10$ であれば)

$$s \approx \delta \approx \frac{81^\circ}{\sqrt{k}} \quad (6.20)$$

である。厳密には式 (6.17) が角標準偏差の正しい推定値であるが、上のいずれの数値を用いても本質的には同じ結果を与える。

古地磁気方位の解析では、サイト内の (一つのサイトの複数の試料の) 分散は k で報告することが多い。サイト間の分散 (複数のサイトのサイト平均方位の分散) は上にあげたいずれかの統計量を示すのが普通である。

分散推定の導出: 訳者による補足

R は各方位ベクトルの平均方位への方向余弦の和であるから、

$$R = \sum_{i=1}^N \cos \Delta_i \approx \sum_{i=1}^N \left(1 - \frac{1}{2} \Delta_i^2 \right) = N - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \Delta_i^2$$

である。従って

$$\sum_{i=1}^N \Delta_i^2 \approx 2(N - R)$$

となり、式 (6.17) の s^2 の定義から

$$s^2 \approx \frac{2(N - R)}{N - 1}$$

となる。 $\sigma_s^2 = 2/\kappa$ との類推で $s^2 = 2/k$ を代入すると、

$$k = \frac{2}{s^2} = \frac{N - 1}{N - R}$$

と式 (6.16) が得られる。

式 (6.18) を得るには $s^2 = 2/k$ のラジアンを度に変換して平方根を取れば良い。また、

$$s^2 \approx 2 \left(1 - \frac{R - 1}{N - 1} \right)$$

と

$$\cos s \approx 1 - \frac{1}{2}s^2$$

を用いれば

$$s \approx \cos^{-1} \left(\frac{R - 1}{N - 1} \right)$$

となり、 N, R が 1 より十分大きいときに式 (6.19) が成り立つ。しかし、この近似はかなり悪い。 δ を

$$\delta = \cos^{-1} \left(\frac{R - 1}{N - 1} \right) \left(= \cos^{-1} \left(1 - \frac{1}{k} \right) \right)$$

と定義すれば、 N が小さいときでも s さえ小さければ良い近似を与える。良く見ると、式 (6.19) は $N = 1$ の時に $\delta = 0$ を与えるという適切でない形をしている。実は、母集団の δ を式 (6.19) で定義すると、その最尤推定値が $\cos^{-1}((R - 1)/(N - 1))$ で得られるという関係になっている。従って、 s と比較するにはこちらの方が適切なのである。

一方、真の平均方位が他の情報から知られている場合 (真北に対する VGP の分散の場合等) には、母集団の角分散 (σ) と精度パラメタ (κ) の最尤推定値としての s と k は、

$$s^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta_i^2, \quad k = \frac{N}{N - R}$$

で与えられる。但し、 $R = \sum_{i=1}^N \cos \Delta_i$ である。上と同様に

$$s^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta_i^2 \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N 2(1 - \cos \Delta_i) = \frac{2(N - R)}{N} = \frac{2}{k}$$

と式 (6.18) が得られる。また、

$$\cos \delta = \frac{R}{N} \approx 1 - \frac{1}{2}s^2 \approx \cos s$$

から、今度は式 (6.19) の定義のまま、 $\delta \approx s$ が s さえ小さければ N に関係なく成り立つ。

信頼限界

次に、計算で得た平均方位の信頼限界を求める方法が必要となる。この信頼限界はガウス統計における平均の標準誤差 Δm に相当するものである。フィッシャー統計では、信頼限界は計算した平均方位からの角半径で表される。信頼度を示さないことには信頼限界をきちんと定義したことにはならない。

N 個の方位データの集合についての信頼限界は以下の式で与えられる。この角 $\alpha_{(1-p)}$ は、計算した平均から $\alpha_{(1-p)}$ の範囲に真の平均 (未知) が入る確率が $(1-p)$ であるという意味である。

$$\cos \alpha_{(1-p)} = 1 - \frac{N-R}{R} \left\{ \left(\frac{1}{p} \right)^{\frac{1}{N-1}} - 1 \right\} \quad (6.21)$$

通常使う信頼度 $(1-p)$ は 0.95 (=95%) で、信頼限界は普通 α_{95} と書く。95% と 63% についての便利な近似式があって、($k \geq 10$ で $N \geq 10$ ならまずまずの精度) 次の様になる。

$$\alpha_{63} \approx \frac{81^\circ}{\sqrt{kN}} \quad \text{および} \quad \alpha_{95} \approx \frac{140^\circ}{\sqrt{kN}} \quad (6.22)$$

α_{63} は平均の標準誤差に相当するし、 α_{95} は標準誤差の 2 倍に相当する*4。

平均や分散の推定値、信頼限界を計算する時、観測したデータがフィッシャー分布に厳密に従う母集団からの無作為抽出によって得られていると仮定している。しかし、母集団の真の平均も精密度パラメタ κ も我々は知らない。これらの未知のパラメタをただ推定できるだけである。方位の集合について計算した平均は真の平均の最尤推定値であるし、 k は κ の最尤推定値である。信頼限界 α_{95} は真の平均を推定した精度の目安である。計算で得た平均から α_{95} 以内に真の平均があると 95% くらい信じて良いということだ。逆にいえば、真の平均が計算で得た平均から α_{95} 以上離れている確率も 5% あるのだ。

分散の例

数式に埋もれて良く分からなくなってしまうかもしれないので、事例にふれて統計量の直感的な理解を促進することとしよう。データから計算した統計量と試料の母集団の未知のパラメタとの区別というのは本質的な概念である。

図 6.4 に示した 6 つの方位データ集合は以下のように生成して解析した。

1. フィッシャー確率分布に従う方位の分布の母集団を計算機で生成した。母集団の真の平均は $I = +90^\circ$ で精密度パラメタは $\kappa = 20$ であった。
2. このフィッシャー分布から無作為に 20 回サンプルを取り出して $N = 20$ の“合成”方位データ集合を作った。そのようなデータ集合を 6 個、同じ母集団から独立に無作為抽出して作った。この 6 個のデータ集合の方位の等面積投影が図 6.4 に示されている。

*4 訳註: 式 (6.21) が与える $\alpha_{(1-p)}$ は κ が十分大きい時の近似値であることに注意する必要がある。 R がいくら小さくても α_{50} は 90° を超えるはずがないことに注意すればすぐにわかる。また、式 (6.21) の R を N と k で表して、左辺の \cos と右辺の $(1/p)^{1/(N-1)}$ を展開して $\alpha_{(1-p)}$ が小さい、 N が大きいという近似で両辺の第一項のみを取ると

$$\frac{\alpha_{(1-p)}^2}{2} \approx \frac{N-1}{Nk - (N-1)} \cdot \log \frac{1}{p} \cdot \frac{1}{N-1}$$

となり

$$\alpha_{(1-p)} \approx \sqrt{\frac{2 \log(1/p)}{N(k-1)+1}} \approx \sqrt{\frac{2 \log(1/p)}{Nk}}$$

と近似される。 $(1-p) = 0.63, 0.95$ の時には $\sqrt{2 \log(1/p)} \approx 1.41, 2.45 \approx 81^\circ, 140^\circ$ で式 (6.22) が得られる。これも、上の式の右辺の表式より中辺の表式がわずかの手間で近似が良くなる。

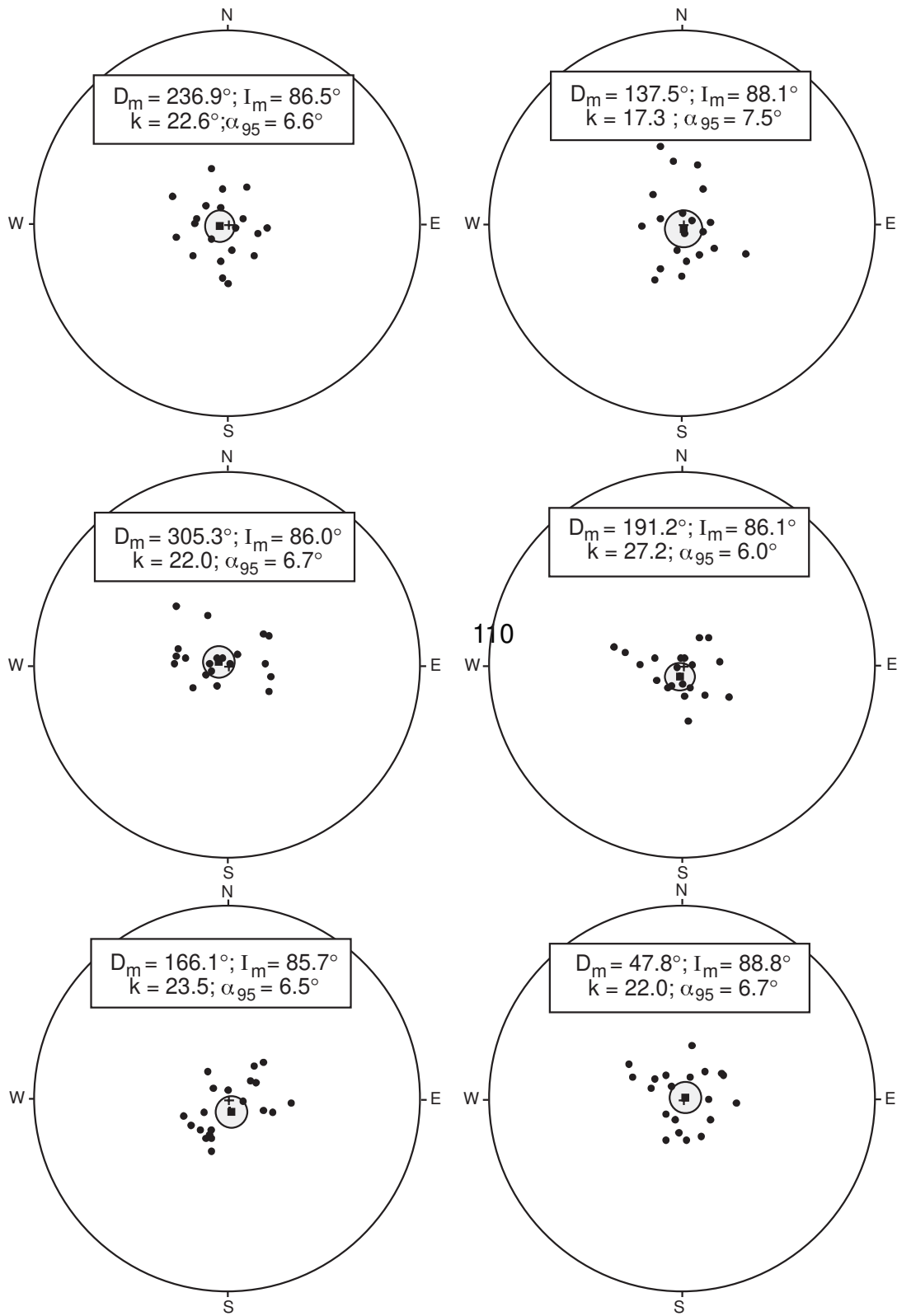


Figure 6.4 Equal-area projections of six synthetic directional data sets, mean directions, and statistical parameters. The data sets were randomly selected from a Fisherian population with true mean direction $I = +90^\circ$ and precision parameter $\kappa = 20$; individual directions are shown by solid circles; mean directions are shown by solid squares with surrounding stippled α_{95} confidence limits.

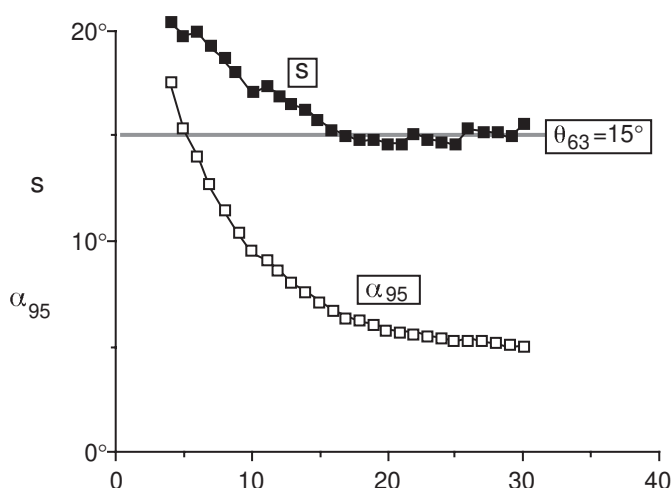


Figure 6.5 Dependence of estimated angular standard deviation, s , and confidence limit, α_{95} , on the number of directions in a data set. An increasing number of directions were selected from a Fisherian population of directions with angular standard deviation $\theta_{63} = 15^\circ$ ($\kappa = 29.2$) shown by the stippled line.

3. それぞれの合成データ集合について以下の量を計算した: (a) 平均方位 (D_m, I_m)、(b) k 、(c) 信頼限界 α_{95} 。これらの量も図 6.4 に示した。

この例からいくつか重要なことが見て取れる。計算で得た平均方位が真の平均方位 ($I = +90^\circ$) に完全に等しくないことに注意してほしい。平均伏角 (I_m) は 85.7° から 88.8° の範囲にあり、平均偏角は等面積投影の 4 つの象限に少なくとも一度は入っている。つまり、平均方位は真の方位の周り 1.2° から 4.3° の範囲を動き回っている。

計算で得た統計量 k は合成データ集合毎にかなり違って、17.3 から 27.2 の範囲で (その中に母集団の精密度パラメタ $\kappa = 20$ が含まれている) 変化した。 k と角分散のデータ集合毎の違いは単に無作為抽出が気紛れだからである。 k の信頼限界を決める方法はもちろん存在する。これをこのデータ集合に適用すると母集団の値 $\kappa = 20$ から 95% の信頼度で有意に外れているものは一つもない。詳しくは参考文献を参照してほしい。

信頼限界 α_{95} も 6.0° から 7.5° と変化する。図中で平均方位の周りの点線の楕円がそれを表している。これら 6 つのデータ集合のうち、試料の平均方位が真の平均方位から α_{95} 以上離れているものは一つもなかった。しかしながら、もし、100 個の同様な合成データ集合を用意すると、平均的には 5 個のデータ集合においては試料の平均方位が真の平均方位から信頼限界 α_{95} 以上離れて得られるであろう。これが、真の平均方位が 95% 信頼円の外に平均として 5% の確率で存在するということである。

どの統計量が観測の数 N に本来的に依存するか認識することも重要である。 k の値 (式 (6.16)) も角分散の推定値 s や δ も (式 (6.18)、(6.19)) N に本来的には独立である。これらの統計量は試料を取った母集団の方のフィッシャー分布の分散に関する量である。この分散は母集団から試料を何回取ったかには影響を受けないのであるから、推定値の方も本来的には観測の回数 N に依存しないはずである。

しかし、信頼限界 α_{95} は N に依存するべきである; 個々の測定の数が増えれば増える程、真の平均方位を推定する精度は大きくならねばならない。精度が増えるということは N の増加に伴う α_{95} の減少として現れる。実際、式 (6.22) を見ると α_{95} がほぼ $1/\sqrt{N}$ に比例することが分かる。

図 6.5 はこれらの統計量の試料数に対する依存性を図解したものである。この図を作るのに以下の手続きに従った:

1. $N = 30$ の合成データ集合を $\theta_{63} = 15^\circ$ ($\kappa = 29.2$) のフィッシャー分布をする母集団から無作為抽出した。
2. 初めの 4 個の方位を $N = 4$ の場合として用い、 k と θ_{63} を式 (6.16) と (6.20) に従って計算した。それに加えて式 (6.21) で α_{95} を計算した。得られた s と α_{95} を図 6.5 の $N = 4$ の所にプロットした。
3. $N = 30$ のデータ集合から一つづつ取り出して加え、 s と α_{95} を計算しプロットするということを

$N = 30$ になるまで続けた。

N の増加の効果は図 6.5 で明白である。角標準偏差の推定値は本来的には N には依存しないが、実際には s は θ_{63} を $N < 10$ の範囲では系統的に大きく見積もることとなっている*⁵。(もし、 s の推定値の信頼範囲を考えると、 $N < 10$ の範囲では誤差が非常に大きくなっていることが分かるであろう。) $N > 10$ では s の推定値は分かっている母集団の角標準偏差 $\theta_{63} = 15^\circ$ に近付いている。期待通り、信頼限界 α_{95} は $1/\sqrt{N}$ にほぼ従って減少している。その結果 $4 \leq N \leq 10$ の範囲で急激に減少した後、 $N > 10$ ではもっとゆっくりした減少となる。

統計量への N の増加の効果のもう一つの例が図 6.6 である。以下の手順を用いた

1. 二つの独立な $N = 50$ の合成データ集合を $\theta_{63} = 15^\circ$ のフィッシャー分布の母集団より無作為抽出した。真の平均方位は鉛直下方 ($I = +90^\circ$) である。
2. これらの $N = 50$ のデータ集合から、初めの 5 個のデータを取り出し $N = 5$ の部分集合を作り、続いて初めの 10 個から $N = 10$ の部分集合を作った。
3. これら 6 個のデータ集合の平均と統計量 k , s , α_{95} を上の例と同じように計算した。

その結果得られたデータ集合を等面積投影したのが図 6.6 である。結果は 2 列に並べた: 左の列が一つめの $N = 50$ の合成データ集合からの結果で、右の列が二つめの $N = 50$ のデータ集合の結果である。期待通りに、平均方位は方位の数 N が増加するにつれて“より良い”見積もりになっている。この効果は $N = 5$ の結果と $N = 10$ の結果を比較すると最も良く分かる。二つの $N = 5$ の平均方位が $\sim 15^\circ$ 離れているのに注意してほしい。 $N = 10$ や $N = 50$ のデータ集合の場合、平均方位は極めてよく真の平均を近似しており、 α_{95} は減少しつづける。

非フィッシャー分布

フィッシャー分布は真の平均の周りに回転対称である。古地磁気データの解析において、時折、強い楕円分布をした方位の集合に出会う。このようなデータを取り扱うための統計法が必要となる。ピンガム分布(参考文献参照)は回転対称ではなく、このような解析に適切である。古地磁気データすべての統計解析にフィッシャー分布よりピンガム分布を好む研究者もいる。しかし、フィッシャー分布は古地磁気学におけるほとんどの統計の基本であることに変わりない。なぜなら、(1) フィッシャー統計では信頼限界を計算するのに分かりやすく簡単な方法があるのに対して、ピンガム分布はそうではない、(2) フィッシャー分布に基づいた有意検定は比較的単純で直感に訴えるところがあるのに対して、ピンガム分布に基づいた有意検定はもっと複雑である。*⁶

サイトの平均方位

古地磁気学において平均方向を計算すべきデータの階層がいくつかある:

1. もし、一つの試料から複数の試片を得た場合、複数の試片の ChRM 方位は平均しなければならない。
2. 次にサンプルの ChRM 方位からサイト平均の ChRM を計算する。
3. 一般に、古地磁気研究においては一つの岩体に沢山のサイトを設定するのが普通である。これらのサイト平均方位は平均して岩体の平均 ChRM 方位ないしは古地磁気極の位置を得る必要がある。

*⁵ 訳註: このデータ集合の場合

*⁶ 訳註: ピンガム分布はフィッシャー分布に比べて 2 つもパラメータが増えるので、十分な精度で平均や分散を決めるのに必要な試料数が激増するのも利用しにくい理由である。

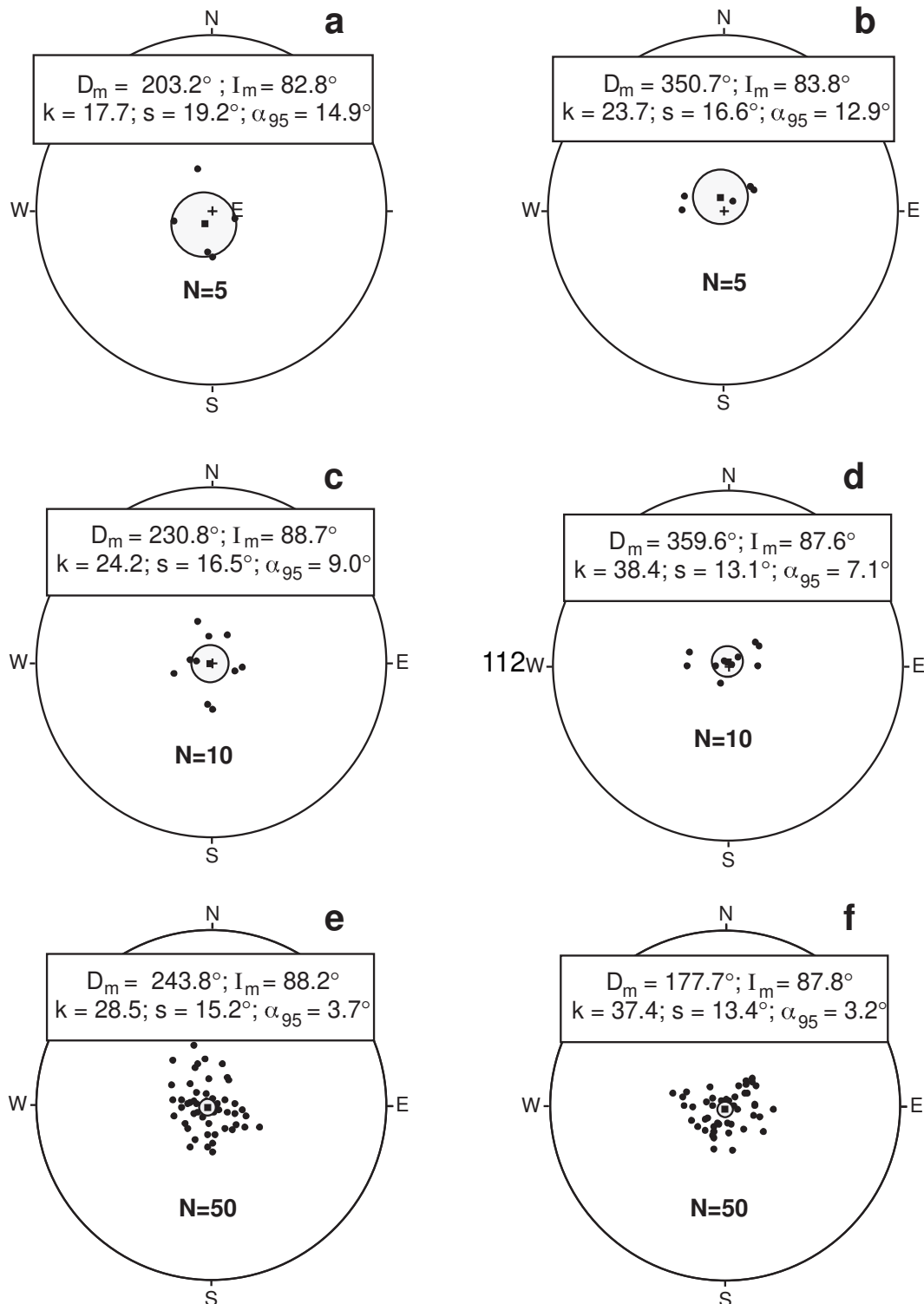


Figure 6.6 Equal-area projections showing mean directions and statistical quantities calculated from increasing numbers of directions drawn from two synthetic directional data sets. The Fisherian population had angular standard deviation $\theta_{63} = 15^\circ$ and true mean direction $I = +90^\circ$; results from one data set are shown in parts (a), (c), and (e) and for the other data set in parts (b), (d), and (f); individual directions are shown by solid circles; mean directions are shown by solid squares with surrounding stippled α_{95} confidence limits.

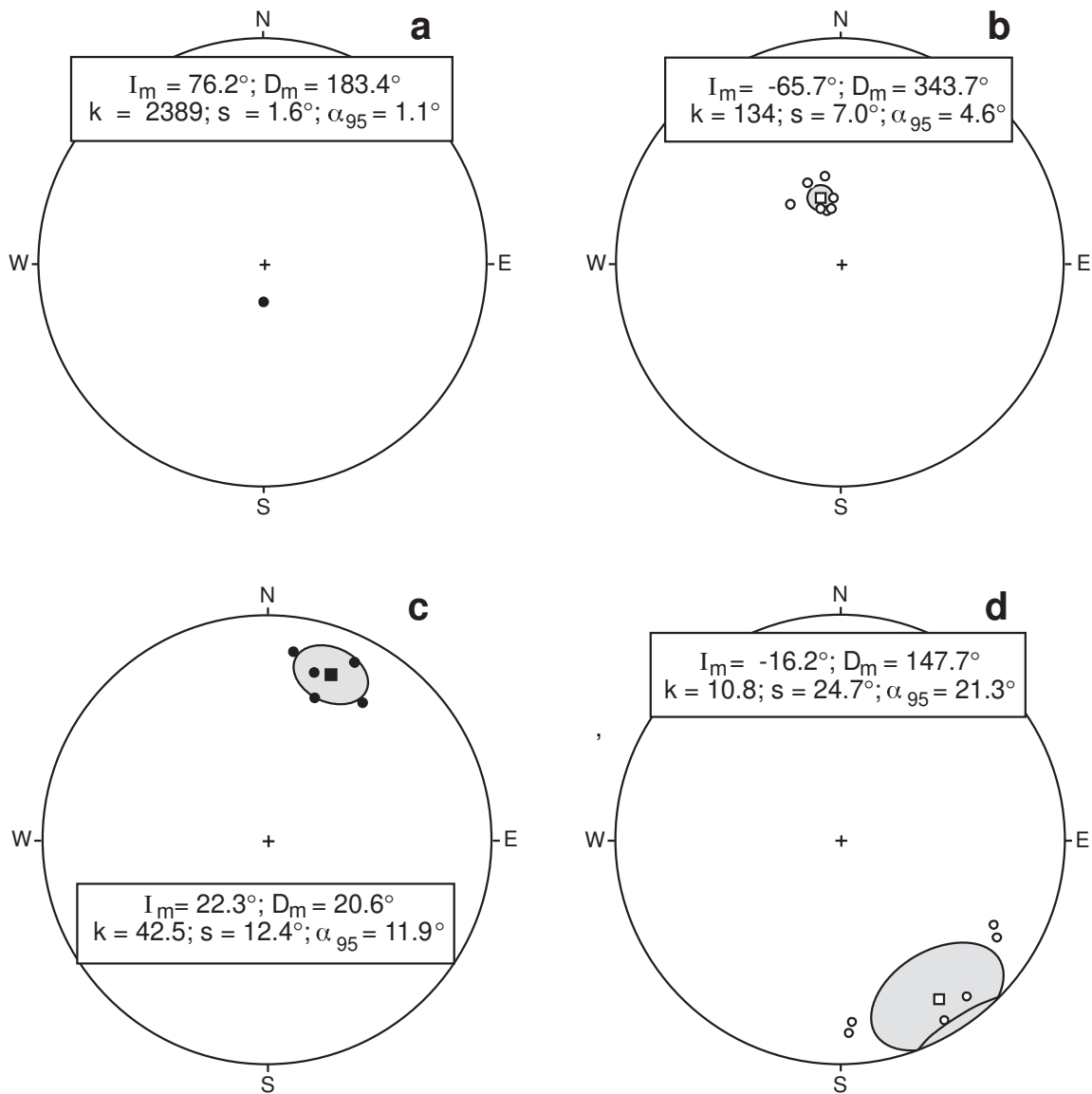


Figure 6.7 Equal-area projections showing examples of sample and site-mean ChRM directions. Sample ChRM directions are shown by circles; site-mean directions are shown by squares with surrounding stippled α_{95} confidence limits; directions in the lower hemisphere are shown by solid symbols; directions in the upper hemisphere are shown by open symbols. (a) Unusually well-determined site-mean direction from a single Late Cretaceous lava flow in southern Chile. (b) More typical “good” site-mean direction from a Late Cretaceous basalt flow in southern Argentina. (c) Site-mean direction determined with “fair” precision from a bed of red siltstone in the Early Jurassic Moenave Formation of northern Arizona. (d) A “poor”-quality site-mean direction from a bed of the Late Triassic Chinle Formation in eastern New Mexico.

フィッシャー統計を素直に適用することで (式 (6.12)–(6.15))、試料平均、サイト平均の方位を計算することができる。サイト平均の表には R , k , α_{95} も載っていることが多い。それぞれのサイト平均は理想的にはある時点の地球磁場方位の記録となっている。サイト平均が精密に決まっているというのが望むべき結果であろう。しかし、実際の観測がどの程度のものか分かるようにしておくのは非常に重要である。

図 6.7 は試料毎の ChRM 方位のサイト平均の“素晴らしい”ものから“ダメな”ものまで例をあげたものである*7。図 6.7a のサイト平均は一つの溶岩からの結果で、事実上全く二次磁化成分を持たない NRM を持っている。各試料の ChRM 方位は交流消磁強度の広い範囲で見られた。主成分分析 (p.c.a.) の原点拘束の直線回帰では非常にきれいに直線上に乗っていた ($MAD \sim 1^\circ$)。このサイトの 9 個の試料の ChRM 方位は極めて良くまとまっており、図 6.7a の等面積投影図では区別できない程である。サイト平均方位は $k = 2389$, $\alpha_{95} = 1.1^\circ$ と極めて精密に決まっている。これほど精密に決まることは稀で、きわめて新鮮な火山岩の場合のみで観測できると言ってよい。古地磁気学者の夢のような結果であるが、このようなことは滅多に無い。

図 6.7b は普通に出会う“良い”例で、玄武岩の溶岩の結果である。7 個の試料すべてで、小さな二次的な NRM 成分 (おそらくは雷による IRM) が交流消磁で取り除けて、ChRM の方位が現れた。各試料の ChRM 方位はかなり良くまとまっており、 $k = 134$, $\alpha_{95} = 4.6^\circ$ のサイト平均方位を得た。サイト平均方位のまとまりが $k = 100$ 以上、 $\alpha_{95} = 5^\circ$ 以下の時には古地磁気の結果として良いものだと考えることができる。この程度の値は新鮮な火山岩ではよく得られる。貫入岩や赤色堆積物でもよいものはこの程度になる。

図 6.7c の ChRM 方位のまとまりの例は“まずまず”としか言えない。これは、中生代の赤色シルト岩の単層からの結果である。このサイトの試料にはかなりの二次的な VRM があって、ChRM を得るのに 600°C から 660°C の熱消磁が必要であった。原点拘束の回帰直線は各試料について 600°C から 660°C の 4 点の熱消磁の結果から (p.c.a. によって) 計算した。平均の MAD はおよそ 10° であった。段階熱消磁データのベクトル成分図は図 5.7b に似たものであった。このように細かく解析しても、試料の ChRM 方位はあまり良くまとまらなかった。最終的なサイト平均方位のまとまりは $k = 42.5$, $\alpha_{95} = 11.9^\circ$ であった。このサイト平均方位は古地磁気極を計算する際に使うサイト平均の中に入れてもいいとされたが、使っても良いと判断された 23 個のサイト平均のうちでもっとも悪いものであった。

図 6.7d は“ダメな”結果で、中生代の赤色堆積物のサイトのものである。細かい温度ステップで段階熱消磁をして、その結果を p.c.a. を用いて解析したにもかかわらず、このサイトの試料の ChRM 方位は散り散りになった。それに対応してサイト平均方位の決定も不十分である。古地磁気学者ならほとんどこのサイトの結果を古地磁気極を決定するためには用いないであろう。しかし、この結果でも ChRM の極性を決定するという目的であれば有用である。

古地磁気データについてここまでなら使っても良いと言う明確な基準があるわけではないが、 $k > 30$, $\alpha_{95} < 15^\circ$ が古地磁気極を決めるのに使えるサイト平均の最低限の条件だとするのが一般的である。ここで上げた例で良く決まったサイト平均方位 (最小のサイト内分散) が望ましいことが分かったであろう。サイト平均の分散 (サイト間分散) の状況はもっと複雑である。この問題については次章で古地磁気極の計算法を議論するときにあわせて議論する。

有意検定

第 5 章で議論した古地磁気安定性の野外テストにおいて定量的に評価する方法が必要なことは明らかである。以下の問いに定量的に答えることはできるはずである: (1) 二つの古地磁気方位が有意に異なっているか? (2) サイト平均の集合が、構造補正後に方位のまとまりが有意に良くなる事実に基づいて、傾動補正テストに合格するか? これらの問いを定量的に評価するには統計有意検定が必要である。

統計有意検定に関する二つの基本的原理があって、正しい解釈をする上で重要である。

1. 検定は一般に観測した試料と帰無仮説とを比較することで行われる。例えば、二つの平均古地磁気方位を比較する時、帰無仮説は二つの平均方位が同じ母集団から別々に得られた試料であるとするものである。(これは、実は、試料は異なる真の平均を持った別の母集団から得られたものではない、と

*7 訳註: 優、良、可、不可と表現するのが学問的に見えるかもしれない

言うのと同じである。) 有意検定は帰無仮説を証明するものではなく、観測した試料と帰無仮説の差異が試料抽出の誤差によって起こるとは考えにくいことを示すにすぎない。別の言い方をすると、試料と帰無仮説の間には実際の差異が おそらく あって、帰無仮説は おそらく 間違っているだろうということになる。

2. どのような有意検定でも有意水準を特定しなければならない。有意水準とは観測の集合と帰無仮説の間の差異が偶然起こる確率の水準である。良く使う有意水準は 5% である。ガウス統計においては、観測した試料の平均を母集団の平均が μ という仮説 (帰無仮説) で検定する際に、試料の平均 m から μ が $2\Delta m$ 以上離れている確率は 5% しかない。もし m が μ から $2\Delta m$ 以上離れていれば、正しい統計用語では、 m は “5% の有意水準で μ と有意に異なっている” と言う。しかし、実際の有意検定から得られる結論では “ m は 95% の信頼度で μ と異なる” というように述べられる。通常、文脈を見れば意図は明らかであるが、統計を間違い無く用いるのには注意が必要である。

有意水準の議論で述べておかないといけない点に、5% の有意水準というのがマジックナンバーとして強調され過ぎるということがある。少数の観測のデータで有意検定を行うことがしばしばあるということを忘れないでほしい。5% の有意水準での有意検定に失敗するということは、試料の観測と帰無仮説の間の違いが 5% 以下の確率であることを示せないということの意味しているに過ぎない。これは、その違いが重要でないということの意味しているのではない。実際、その違いはぎりぎりの有意水準 (例えば、10%) で有意であるかもしれないし、古地磁気研究の目的には重要であるかもしれない。

古地磁気学で用いる有意検定は 1950 年代に Walton と Irving (参考文献参照) によって発達してきた。彼等の有意検定法は比較的単純で、少しの例を見れば直感的に適用法が分かる。この “古風な” 有意検定は直感的に分かりやすく簡単であるので、以下に展開して眺めてみよう。ただし、これらの検定のうちでかなりのものは McFadden 等 (参考文献参照) が進んだ統計試料抽出理論を用いて改良している。これらの改良版は技術的には古い有意検定より優れていて、新しい古地磁気学の文献にはそちらが用いられている。しかし、それらは古い検定法より複雑であるし、直感的でない。

古い有意検定法には改良版に対して以下の重要な点がある:

1. 二つの有意検定法の結果は (特定の有意水準の) 臨界値のすぐ近くでのみ異なる。もし古い検定法を用いた結果が、5% の有意水準の臨界値のすぐ近くで失敗したのであれば、改良版を使って検定を定式化し直す値うちがあるだろう。^{*8}
2. 改良版の有意検定法は、一般的に比べてより “寛大” である。古い検定法で有意であった結果は、改良版でも有意であるだろう。しかし、古い検定法で 5% の有意水準で有意でない結果でも、改良版では、実は、有意であるということがある。

方位の比較

有意検定の非常に簡単な応用が、方位データ集合がある方位と異なっているかどうかの検定である。もし、その方位が平均方位から α_{95} 以上離れていたなら、二つの方位は 5% の有意水準で異なっていると言える。もし、その方位が平均方位から α_{95} 以上離れていなかったなら、5% の有意水準で区別できると言えない。この検定はサイト平均方位と試料採集地点での現在の地球磁場方位や、地心双極子方位との比較に用いることができる。

二つの平均方位の比較はもう少し複雑である。もし、二つの平均方位の周りの信頼限界が重ならなければ、その信頼度においてそれらは異なる。例えば、二つの平均方位の周りの α_{95} 円が重ならなければ、5% の有意水準でそれらは異なっていることになる。この結果について別の言葉でいえば、95% の確率で、それ

^{*8} 訳註: 検定は統計モデルに基づいているわけだから、どちらかのモデルが正しいわけで、このような態度はあまり推奨できない。

らの平均を持つ方位データ集合は異なる真の平均を持った別の母集団から抽出されたものである。片方、または両方の平均方位が他方の α_{95} の内側に落ちれば、5% の有意水準では二つの平均方位は区別できない。

微妙な場合としては、それぞれの平均方位は他方の α_{95} の内側にはないが、 α_{95} の円が重なっている場合ももっときちんとした検定が必要である。この検定では帰無仮説は二つの方位集合は同じ母集団からの抽出で平均の違いは試料抽出の誤差によるのだというものである。

二つの方位データ集合を考える：一つには N_1 個の方位（単位ベクトルで表す）があって、和ベクトルの長さが R_1 ；もう一つには N_2 個の方位があって、和ベクトルの長さが R_2 とする。統計量

$$F = (N - 2) \frac{(R_1 + R_2 - R)}{(N - R_1 - R_2)} \quad (6.23)$$

を計算する。但し、

$$N = N_1 + N_2$$

で、 R は N 個全部のベクトルの和である。この統計量 F を自由度 $2, 2(N - 2)$ の F 値の表と比較する。もし、得られた統計量 F が選んだ有意水準の値より大きい場合には、二つの平均方位はその有意水準において異なることになる。

F -分布の表は二つの平均方位が（選んだ有意水準で）試料抽出によってどの程度違うことになるかを示している。もし、それぞれのデータ集合が良くまとまっているのに、平均方位が大きく異なっているなら、これらの平均方位が異なっているのは直感的に分かる。上の状況を数学的な言葉で言い直すことができる。平均の異なる二つの良くまとまった方位データ集合では、 R_1 は N_1 に近く R_2 は N_2 に近いので $(R_1 + R_2)$ も N に近いことから $(R_1 + R_2) \gg R$ である。この条件では、式 (6.23) で与えられる統計量 F は大きくなって、表の値を簡単にこえる。この単純な考えで、式 (6.23) は直感的な理解を得ることができる。

平均方位の比較は地層の重なりにおけるサイト平均方位の独立性の検証に有用である。サイト平均の独立性の意義は次の章で取り上げる。平均方位の比較は古地磁気安定性の逆転テストでも用いる。正帯磁のサイトの平均と逆帯磁のサイトの平均の対称点とを比較する。この比較において、二つの平均は同じ母集団から抽出されたものであるというのが帰無仮説であるので、逆転テストの失敗について実は検定しているという事を理解しておくのは重要である。もし、正帯磁のサイトが逆帯磁のサイトの対称点と異なっているのであれば、二つの方位が（一つの真の平均方位を持つ）同じ母集団から得られたものである可能性がたった5% しかないことになる。そのような結果は逆転テストの失敗を意味する。望むべき結果（“逆転テスト合格”）は二つの平均が5% の有意水準で区別できないというものである。^{*9}

図 5.16 の逆転テストの解説で、正帯磁のサイトの平均は $I_m = 51.7^\circ$, $D_m = 345.2^\circ$, $\alpha_{95} = 5.4^\circ$ であった。逆帯磁のサイトでは $I_m = -51.0^\circ$, $D_m = 163.0^\circ$, $\alpha_{95} = 3.6^\circ$ であった。逆帯磁の平均の対称点と正帯磁の平均を比べると、双方は 2° 以下しか離れていなくて、お互いの α_{95} の円に含まれている。この二つの方位は5% の有意水準で区別できなくて、サイト平均は逆転テストに通ったのである。

方位がバラバラであるかの検定

ひどく散らばった方位が見られた時、これがランダムな方位の母集団から取られた結果であるのかという疑問がわく。（ランダムな方位というのは球面上の一樣分布で、平均方位を持たず、 $\kappa = 0$ である。）ランダムな母集団から選んだ方位のデータでも実際のデータの集合（試料）が $k = 0$ となることはまずない；試料抽出誤差が有限の R と k をもたらす。しかし、方位の数 N が与えられれば、 R に臨界値（ $= R_0$ ）があって、それ以上だとランダムな母集団からの試料とは考えられない。もし、5% の有意水準を選んで、 R の値が R_0 をこえれば、観測値がランダムな母集団からの試料である確率は5% しかないことになる。逆に言えば、95% の確率で方位データ集合は $\kappa > 0$ のランダムでない母集団から取られた結果である。

^{*9} 訳註：このテストでは双方の α_{95} が大きければ通りやすいという明らかな欠点があり、改良が必要であるが、まだ、良い統計は知られていない。

ランダムかどうかの検定は磁気層序学研究に用いられる。磁気層序学研究においては ChRM のサイト平均の極性が最も重要な情報である。サイトの平均 ChRM が単にランダムな母集団から取られた結果ではないことを確かめるのに、このランダム検定を用いる。 $N = 3$ のとき臨界値は $R_0 = 2.6$ で、 $R > 2.62$ にならないと 95% の確率で測定した平均方位がランダムな母集団からの選択した結果ではないと言えない。この応用では、 $R > R_0$ が望むべき結果である。

ランダム性の検定を古地磁気安定性の礫岩テストに応用する場合には、望むべき結果は礫岩中の礫の ChRM 方位がランダムな母集団から取った方位であると言えればよい。図 5.14 に示した礫岩テストでは、 $N = 7, R = 1.52$ であった。一方、 $N = 7$ の時、5% の有意水準では $R_0 = 4.18$ である。 $R < R_0$ であるから、測定した方位の集合が真にランダムな母集団から得られたものであることが分かった。この結果は“礫岩テスト合格”の要件を満足する。

精密度の比較 (褶曲テスト)

褶曲テスト (または傾動補正テスト) では、構造補正を行う前後の方位のまとまりを調べる。もし、まとまりが構造補正で改善していれば、ChRM は褶曲以前に獲得されたもので、それゆえ、“褶曲テストに合格”したことになる。その目的に相応しい有意検定は、まとまりの改善が統計的に有意であるかを定めるものである*10。

二つの方位データ集合について考える。一方には N_1 個の方位があって精密度は k_1 で、もう一方はそれぞれ N_2, k_2 であったとする。二つのデータ集合が同じ k から取られたと仮定 (帰無仮説) しても、 k_1/k_2 の比は試料抽出誤差のせい以下に以下の式に従って変化する。

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\text{var}[2(N_2 - 1)]}{\text{var}[2(N_1 - 1)]} \quad (6.24)$$

ここで、 $\text{var}[2(N_2 - 1)]$ と $\text{var}[2(N_1 - 1)]$ は自由度がそれぞれ $2(N_2 - 1)$ と $2(N_1 - 1)$ の分散である。この比はもし同じ k という仮定が正しければ F -分布に従うことになる。もし二つの試料集合が実際に同じ k を持った母集団から抽出したものであれば、この比は基本的には 1.0 の近くになると期待してよい。 F -分布の表はこの比が 1.0 からどれだけ離れれば違いが (ある確率水準で) 有意になるかを示している。もし、式 (6.24) で得た比が 1.0 からずっと離れていれば、二つのデータ集合が同じ k を持つ母集団からの試料である可能性はほとんどない。このような場合には k の値の違いは有意で、二つのデータ集合はおそらく k の異なる母集団から得られたものである。

褶曲テストに使うには、構造補正後 (k_a) と構造補正前 (k_b) の k の比を検定する。精密度の比較の有意検定で k_a/k_b が 1.0 から有意に離れているかを定める。もし、 k_a/k_b が 5% の有意水準の F -分布の値を超えていたなら、構造補正の結果の k の増加が試料抽出誤差による可能性は 5% 以下である。95% 以上の確率で、 k の増加には意味があり、構造補正後のデータ集合は母集団の k は構造補正前の母集団より大きいと言える。この結果は“統計的に有意な褶曲テスト合格”の要件を満足する。

例として、図 5.12 で解説した傾動補正テストを考えよう。ニコライ緑色岩の多数の採集地点のデータを集計すると $N = 5, k_b = 5.17, k_a = 21.51$ で $k_a/k_b = 4.16$ であった。自由度は $2(N - 1) = 8$ で、 F -分布の値 $F_{8,8}$ は 5% の有意水準で 3.44 である。 $k_a/k_b > F_{8,8}$ であるので、傾動補正によって得られたまとまりの改善は 5% 水準で有意である。傾動補正テストは、それゆえ、5% 有意水準で有意であり、ChRM が褶曲に先立っていることを示している。

褶曲中磁化の可能性を検討する時には、段階的構造補正をしながら有意検定をおこなう。結果は普通は (1) k の最大値を与える補正の割合と、(2) 最大の k の周りで k の変化が 5% の有意水準で有意でない範

*10 訳註: この議論 (従って、この節の褶曲テストの議論全体) は統計的に正しくない。二つの試料集合が同じ母集団から独立に得られたものでなければ k_1/k_2 は F -分布には従わないからである。褶曲テストの統計は McFadden and Jones (1981) を使うべきである。

困とて報告する。

統計有意検定は古地磁気研究にとってしばしば決定的に重要な要素となる。そのなかには複雑なものもあるが、ここで与えた予備知識があれば古地磁気によく用いる有意検定の本質的な要素は理解できるであろう。

推薦図書

INTRODUCTIONS TO STATISTICAL METHODS APPLIED TO DIRECTIONAL DATA:

- R. A. Fisher, Dispersion on a sphere, Proc. Roy. Soc. London, v. A217, 295–305, 1953.
The classic paper introducing the Fisher distribution.
- E. Irving, Paleomagnetism and Its Applications to Geological and Geophysical Problems, John Wiley and Sons, New York, 399 pp., 1964.
Chapter 4 contains an excellent introduction to statistical methods in paleomagnetism.
- D. H. Tarling, Palaeomagnetism: Principles and Applications in Geology, Geophysics and Archaeology, Chapman and Hall, 379 pp. 1983.
Chapter 6 presents a discussion of statistical methods.
- G. S. Watson, Statistics on Spheres, Univ. Arkansas Lecture Notes in the Mathematical Sciences, Wiley, New York, 238 pp., 1983.
- N. I. Fisher, T. Lewis, and B. J. J. Embleton, Statistical Analysis of Spherical Data, Cambridge, London, 329 pp., 1987.
More advanced texts on statistical analysis of directional data.

SIGNIFICANCE TESTS:

- G. S. Watson, Analysis of dispersion on a sphere, Monthly Notices Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 7, 153–159, 1956.
- G. S. Watson and E. Irving, Statistical methods in rock magnetism, Monthly Notices Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 7, 289–300, 1957.
- G. S. Watson, A test for randomness of directions, Monthly Notices Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 7, 160–161, 1956.
- M. W. McElhinny, Statistical significance of the fold test in palaeomagnetism, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 8, 338–340, 1964.
The traditional approaches to statistical significance tests applied to paleomagnetism are introduced in these articles.
- P. L. McFadden and F. J. Lowes, The discrimination of mean directions drawn from Fisher distributions, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 67, 19–33, 1981.
- P. L. McFadden and D. L. Jones, The fold test in palaeomagnetism, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 67, 53–58, 1981.
Revised treatments of the significance tests.

SOME ADVANCED TOPICS:

- T. C. Onstott, Application of the Bingham distribution function in paleomagnetic studies, *J. Geophys. Res.*, v. 85, 1500–1510, 1980.
- T. Lewis and N. I. Fisher, Graphical methods for investigating the fit of a Fisher distribution for spherical data, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 69, 1–13, 1982.
- P. L. McFadden, The best estimate of Fisher's precision parameter k , *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 60, 397–407, 1980.
- P. L. McFadden and A. B. Reid, Analysis of palaeomagnetic inclination data, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 69, 307–319, 1982.
- P. L. McFadden, Determination of the angle in a Fisher distribution which will be exceeded with a given probability, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 60, 391–396, 1980.

第7章

古地磁気極

ここでは磁極の位置を計算する基本的な手順を紹介する。古地磁気データから本来の意味での磁極を得ることは難しいので古地磁気学では磁極を種々に定義して用いる。それらの定義や、それに関連して地磁気永年変化を古地磁氣的にどう見るかの議論を進める。そして、古地磁気解析のもう一つ上の水準（サイト平均とそれから決定した古地磁気極のデータ集合）でのデータの判断基準について述べる。古地磁気極の具体的な例を見ながら古地磁気極の信頼性を判定する上での常識的な基準が分かるようになるよう解説する。

極決定の手続き

双極子磁場でも偏角と伏角は地球上の場所によって違う。しかし、地心双極子の磁極の位置は観測する場所によらない。いろいろな観測地点での結果を比較するのに極の位置を用いることが多い。極の位置とは図

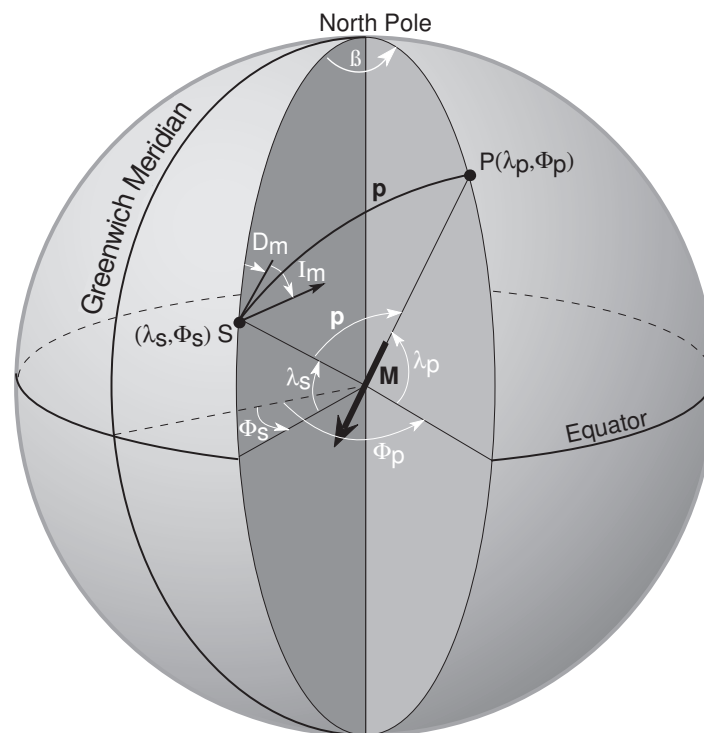


Figure 7.1 Determination of magnetic pole position from a magnetic field direction. Site location is at S (λ_s, ϕ_s); site-mean magnetic field direction is I_m, D_m ; \mathbf{M} is the geocentric dipole that can account for the observed magnetic field direction; P is the magnetic pole at (λ_p, ϕ_p) ; p is the magnetic colatitude (angular distance from S to P); North Pole is the north geographic pole; β is the

7.1のように双極子のS極の地球表面上への投影である。

極の位置を計算するのは双極子の式(1.15)を使って出した観測点から極までの距離を進むとどこに着くかという球面三角法による航海法の問題と同じである。磁場方位から磁極を出す計算の導出の詳細はAppendixに記した。緯度経度の記号は以下のように定義する:

1. 緯度は南極の -90° から赤道の 0° を経て、北極の $+90^\circ$ へと増加する。
2. 経度はグリニッジ子午線から東へ正、西へ負とする。

図7.1はあるサイト (λ_s, ϕ_s) のサイト平均方位 (I_m, D_m) から極の位置 (λ_p, ϕ_p) を計算する方法を図示したものである。まず最初に磁気余緯度 p 、すなわちサイトから極までの大円距離を計算する。双極子の式(1.15)より

$$p = 90^\circ - \lambda = 90^\circ - \tan^{-1} \left(\frac{\tan I_m}{2} \right) \quad (7.1)$$

極の緯度は以下の式になる。

$$\lambda_p = \sin^{-1}(\sin \lambda_s \cos p + \cos \lambda_s \sin p \cos D_m) \quad (7.2)$$

極とサイトの経度の差 β は東に正を取って

$$\beta = \sin^{-1} \frac{\sin p \sin D_m}{\cos \lambda_p} \quad (7.3)$$

となる。この計算結果には実は二つの可能性があって、もし、

$$\cos p \geq \sin \lambda_s \sin \lambda_p \quad (7.4)$$

ならば

$$\phi_p = \phi_s + \beta \quad (7.5)$$

となり、もし、

$$\cos p < \sin \lambda_s \sin \lambda_p \quad (7.6)$$

ならば

$$\phi_p = \phi_s + 180^\circ - \beta \quad (7.7)$$

となる。^{*1}

^{*1} 訳註: VGPの経度の計算手順は過去の教科書を見た限りこのようになっているが、以下の方が簡単である。

北極とVGPとサイトを結ぶ球面三角形の正弦定理と余弦定理から

$$\sin \beta = \frac{\sin D_m \sin p}{\cos \lambda_p}, \quad \cos \beta = \frac{\cos p - \sin \lambda_p \sin \lambda_s}{\cos \lambda_s \cos \lambda_p}$$

となる。この内、前者で角度の計算、後者で領域の判定をしたのが本文の方法であった。これは、逆に後者で角度の計算を前者で領域の判定をするように使うこともできる。そうすると、 $\sin p$ も $\cos \lambda_p$ も常に正であるから、 $\sin \beta$ の符号は $\sin D_m$ の符号すなわち D_m の符号だけによることになって、領域判定が簡単になり、 ϕ_p が

$$\phi_p = \phi_s + \cos^{-1} \left(\frac{\cos p - \sin \lambda_p \sin \lambda_s}{\cos \lambda_p \cos \lambda_s} \right) \text{sign}(D_m)$$

と、一行で書けることとなる。但し、 sign 関数は $\text{sign}(0) = \pm 1$ いずれでも良いが、0では具合が悪い。多くの処理系で $\text{sign}(0) = 0$ となっているので注意する必要がある($D_m = 0^\circ$ の時は $\beta = 0$ or 180° である。従って、VGPが極の向こう側にある時に誤った位置を与える)。この判定法全体としては β の正負、すなわちVGPがサイトから見て右側にあるか左側にあるかは、 D_m の符号だけ見れば良いと言っている事になっていて、理解もしやすい。この計算法のもう少しだけ詳しい解説はShibuya (1992: Rock Mag. Paleogeophys. Vol.19, pp.62-63)にある。但し、Shibuya(1992)の式(6)は第2項の符号が間違えており、その後の式も \cos^{-1} の中の項の符号が逆になっている。Rock Mag. Paleogeophys. が廃刊になり、訂正をする機会がなかったが、日本の読者にはここで訂正するとともに、お詫び致します。

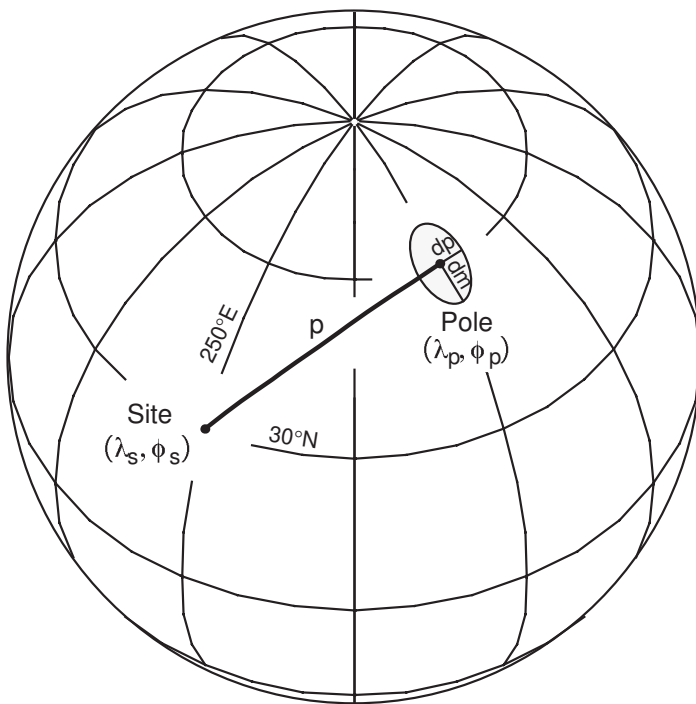


Figure 7.2 Ellipse of confidence about magnetic pole position. p is the magnetic colatitude; dp is the semi-axis of the confidence ellipse along the great-circle path from site to pole; dm is the semi-axis of the confidence ellipse perpendicular to that great-circle path. The projection (for this and all global projections to follow) is orthographic with latitude and longitude grid in 30° increments.

サイト平均 I_m , D_m には必ず信頼限界 α_{95} がある。このサイト平均方位の信頼円は計算した極の位置の周りの信頼楕円に (双極子の式で) 変換できる。この信頼楕円の軸の長さはサイト—極の大円に沿った方向では

$$dp = \alpha_{95} \left(\frac{1 + 3 \cos^2 p}{2} \right) = 2\alpha_{95} \left(\frac{1}{1 + 3 \cos^2 I_m} \right) \quad (7.8)$$

となり、それと直交する大円に沿っては

$$dm = \alpha_{95} \left(\frac{\sin p}{\cos I_m} \right) \quad (7.9)$$

となる。

計算の例として、 $I_m = 45^\circ$, $D_m = 25^\circ$ で $\alpha_{95} = 5.0^\circ$ のサイト平均方位が $\lambda_s = 30^\circ N$, $\phi_s = 250^\circ E$ (= $110^\circ W$) の場合を考えてみよう。余緯度 p は式 (7.1) で与えられて、 63.4° である。式 (7.2), (7.3) から、極の緯度 λ_p が $67.8^\circ N$ で、角度 β が 68.2° となる。積 $\sin \lambda_s \sin \lambda_p = 0.463$ で、一方 $\cos p = 0.448$ であるから、 $\cos p < \sin \lambda_s \sin \lambda_p$ となり、極の経度は式 (7.7) に従って $\phi_p = 347.0^\circ E$ となる。この極を図示したのが図 7.2 である。式 (7.8), (7.9) を用いて、極の周りの信頼楕円の軸 $dp = 4.0^\circ$, $dm = 6.3^\circ$ が得られる。

極の種類

上で計算した磁北極は磁場が地心双極子によるものという 仮定 の上で求めたものである。しかし、第一章で見たように、地球磁場は単純な地心双極子よりずっと複雑である。現在の地球磁場では双極子が卓越するものの、高次の非双極子成分も無視できない。それに加えて地球磁場は時間とともに変化することも学んだ。このように空間的、時間的に複雑な地磁気を扱うために、様々な磁極が定義されている。それらの磁極は異なる観測から得られるもので、違いを認識することが重要である。

地磁気極

現在の地球磁場については、地球上に分布した地点での観測から最適な地心双極子を決めることができる。このようにして決めた、最適な双極子の極の位置を地磁気極 (geomagnetic pole) と呼ぶ。1980 年の地

磁気北極はおよそ 79°N , 289°E のカナダ北極諸島にある。

地磁気極を決定するためには世界中に分布した観測で非双極子磁場を“平均化する”必要がある。一地点での地磁気方位の観測には非双極子の影響があるので地磁気極を決定することはできない。従って、ある地点の観測に基づいて極の位置を計算しても地磁気極と一致すると思っはいけない。例えば、アリゾナ州ツーソン ($\lambda_s = 32^\circ\text{N}$, $\phi_s = 249^\circ\text{E}$) での現在の磁場方位は $I = 60^\circ$, $D = 14^\circ$ で、それから得られる極の位置は $\lambda_p = 76^\circ\text{N}$, $\phi_p = 297^\circ\text{E}$ となり、現在の地磁気極からかなり離れている。

仮想地磁気極

一地点での地球磁場観測から計算した極の位置を仮想地磁気極 (VGP: Virtual Geomagnetic Pole) と呼ぶ。これは、ある地点である時間に観測した磁場方位を与える地心双極子の極の位置なのである。上の例のように VGP はある地点の現在の地球磁場方位から計算することができる。もし、地球上の様々な地点で現在の地球磁場についての VGP を決めたら、現在の地磁気極の周りに分布する。古地磁気学では、ChRM 方位のサイト平均は試料採取サイトでの ChRM が着く (理想的には短い) 時間の過去の地球磁場方位の記録である。従って、一つのサイト平均 ChRM 方位から計算した極の位置は仮想地磁気極なのである。

古地磁気極

非双極子成分があるので、一つのサイト平均 VGP が ChRM が付いた時の地磁気極に一致すると期待するわけにはいかない。理論上は、過去の地磁気極は世界中に分布した同じ時代の岩石の古地磁気研究によって決定できる。実際には、そのような地磁気極の決定ができる程の年代決定の精度が期待できるのは過去数千年くらいのものである (図 1.9 参照)。また、過去 5 Ma より古くなると大陸移動でサイトが移動する効果も問題となってくるのでこういう直接的な方法は使えない。非双極子の効果を平均化する唯一の方法は非双極子磁場の永年変化の周期より長い時間について時間平均を取ることである。第1章で議論したように、非双極子磁場の永年変化の主要な部分の周期は 3000 年より短い。第1章で述べた解析で、地球磁場の双極子成分も永年変化して、その結果、地磁気極は回転軸の周りで 10^3 から 10^4 年あたりの周期でふらふらしている。地心双極子仮説 (第1章で少し触れた。また、第10章で詳しく述べる) とは、もし地磁気永年変化を適切にサンプリングすれば、地磁気極の平均の位置は回転軸に一致する、ということである。従って、 10^4 年から 10^5 年程度の期間に渡る古地磁気サイトは回転軸に近い平均の極の位置 (サイト平均 VGP の平均) を与えるはずである。古地磁気極 (paleomagnetic pole) という言葉を使う時には、このようにして地磁気永年変化を平均化できるほどのデータセットから決めた極の位置、すなわち、ChRM が付いた時の試料採集領域から見た地軸の位置を意味するのである。

古地磁気極の計算手順はこの 10 年程で変わった。以前は、まず、一つの地質単元から得られたサイト平均をフィッシャー統計を使って平均して、得られた地層平均から古地磁気極を求めていた (式 (7.1) から (7.7))。古地磁気極の 95% 信頼楕円は、地層平均の α_{95} 信頼円から、式 (7.8)(7.9) を使って計算した。こうして得られた極の位置がその地層の古地磁気極の位置として、精度の見積もりとしての誤差楕円と共に、示すのが普通であった。

今述べたように、平均方位についての α_{95} 信頼円は、双極子の式に基づいて計算すると平均の極の周りの信頼楕円になる。同様に、丸く分布する方位から計算した VGP は楕円の分布になる。また、逆に VGP の丸い分布を与えるような方位の分布は楕円になる。それで、サイト平均方位かサイト平均 VGP のどちらか一方のみが平均の周りの円形の分布となりうるのである。過去数百年間の古地磁気データを多数集めて解析したところ、サイト平均 VGP の方がサイト平均方位よりも円形に近い分布をしていることが分かった。その結果、今では古地磁気極の決定は以下のように行われることが多い: (1) それぞれのサイト平均 ChRM 方位からサイト平均 VGP を計算する。(2) 各 VGP を単位球上の点と見て、フィッシャー統計で平均の極の位置 (古地磁気極) を計算する。平均の極の位置を決める手順は平均の方位を決めるの (式 (6.12) から

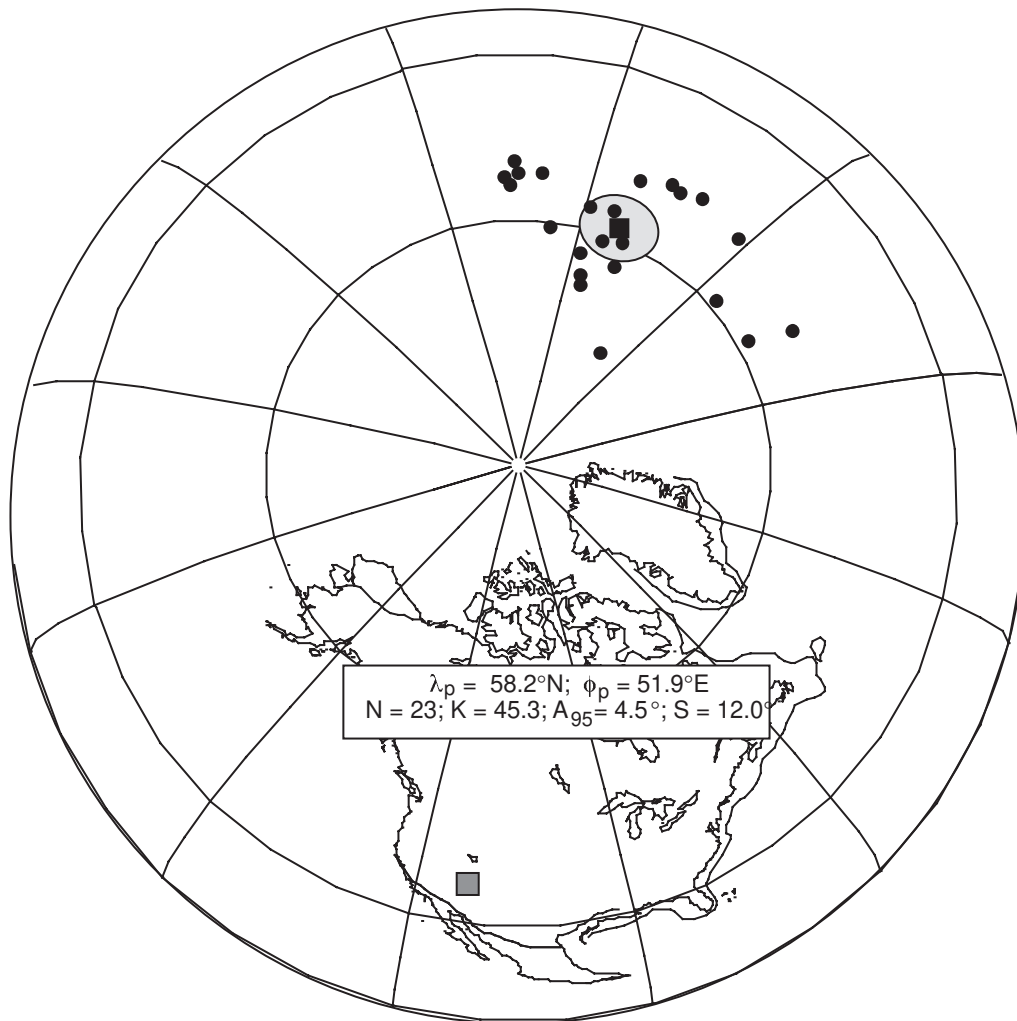


Figure 7.3 Paleomagnetic pole from the Moenave Formation. Solid circles show the 23 site-mean VGPs averaged to determine the paleomagnetic pole shown by the solid square; the stippled circle about the paleomagnetic pole is the region of 95% confidence with radius A_{95} ; the region of sampling is shown by the stippled square; the inset gives the location of the paleomagnetic pole along with statistical parameters.

(6.15)) と、伏角を VGP の緯度に、偏角を VGP の経度に置き換えるだけで同じである。

サイト平均 VGP の (サイト間の) 分散の推定値は方位に関しての式 (6.16) から (6.22) と同じ手順で得られる。ただし、この場合 N = サイト平均 VGP の数; R = N 個のサイト平均 VGP の和ベクトルの長さ; で、信頼限界は平均の極についてのものとなる。VGP の分散の推定値の場合には大文字を使うという流儀もある。 K がサイト平均 VGP の精密パラメータの最尤推定値; S が VGP の角分散の推定値で通常は式 (6.18) か (6.19) で求める; A_{95} が平均の周りの 95% の信頼円の半径 (真の平均の極の位置は 95% の信頼度で A_{95} の円の中にある) という風である。

図 7.3 はあるサイト平均 VGP の集合から決めた古地磁気極 (と A_{95} 信頼円) を図解したものである。この例は北部アリゾナから南部ユタに分布する前期ジュラ紀の Moenave 層群のものである。この地層は赤色ないし紫赤色堆積物が優勢で、熱消磁のふるまいの例として図 5.7a で挙げたものである。23 サイトのほとんどについて ChRM がきれいに分離できて、サイト平均 α_{95} は $< 10^\circ$ であった。ChRM は 4 サイトが逆帯磁、残り 19 サイトが正帯磁で、両者の平均は反平行で逆転テストに合格した。これら 23 のサイト平均 VGP から計算した平均の極の位置は $\lambda_p = 58.2^\circ N$, $\phi_p = 51.9^\circ E$ となった。このサイト平均 VGP の集合についての統計量は $K = 45.3$, $S = 12.0^\circ$, $A_{95} = 4.5^\circ$ であった。

地磁気永年変化の標本抽出

前章のサイト内分散の議論から、一つのサイトからの複数の試料の ChRM 方位は良くまとまっている方がよいことは明らかであろう。サイト内分散が小さい即ち α_{95} が小さいということはサイト平均方位やサイト平均 VGP がきちり決まっていることを示している。しかしながら、古地磁気極を決めるためのサイト平均 VGP の分散では事情は違う。なぜなら、地磁気永年変化の問題があるからである。サイト間の分散があまりに低いのは通常は良くない結果である。

地球磁場の時間平均を得る目的でサイト平均 VGP を集めるとすると、地磁気永年変化の主要な周期より長い期間についてデータを集めないといけない。最近の地球磁場の解析から、永年変化の主要な周期は 10^5 年程度であることが知られている。従って、古地磁気サイトは 10^5 年とか 10^6 年の永年変化を平均するように設定すべきである。そのように設定すればデータはかなりの分散を持つはずである (以下を参照)。過去の岩石を収集する上で正確な時間幅を知るとはかなり難しいことが多い。様々な年代決定法で地層の年代を推定することはできる (例えば 260 ± 15 Ma)、しかし、正確な年代幅を求めるのは一般的には不可能である。従って、データの集合が地磁気永年変化の適当なサンプリングになっているかを推定するのは間接的な方法によらざるを得ない。

地磁気永年変化についての情報はそれなりに得られている。すなわち、(1) 歴史的な地球磁場測定、(2) 過去数千年間の考古地磁気データ、(3) 湖成堆積物の古地磁気、(4) 年代の分かった火成岩の古地磁気、からである。過去数千年の地磁気永年変化については細かく分かっていると良いであろう。完新世の地磁気永年変化は振幅、周期、空間分布などの情報が存在するわけである。それよりは劣るが、過去五百万年の永年変化についてもかなりの情報が得られている。だんだんと、分からなくなるものの、顕生代全体でも、先カンブリア時代についてさえ地磁気永年変化の記録は存在する。そのような情報を使って、古地磁気データの集合の角分散が、地磁気永年変化のサンプリングとして適当な値になっているか判断できる。

古地磁気永年変化

地球磁場の基本的な性質を理解する試みとして、地磁気永年変化のモデルが作られてきた。過去の地球磁場についてのこれらのモデルの研究は古地磁気永年変化と呼ばれ、古地磁気極決定の重要な応用の一つである。

過去五百万年の古地磁気永年変化についての最近の解析を図 7.4 に示した。0 から 5Ma の年代の 2382 の溶岩からの古地磁気をまとめて、解析した。試料採集サイトは空間的にも時間的にも過去五百万年のかなり徹底的なサンプリングになっている。データは、それぞれのサイト平均の結果が良く求められているからで選択されて、サイトの緯度で分類された (この年代ではプレート運動でもたらされる分散は無視できる)。

図 7.4 から、基本的なことがいくつか見て取れる:

1. VGP の分散は $10^\circ < S < 20^\circ$ の範囲におさまる。
2. VGP の分散の大きさはサイトの緯度に依存して、赤道から極へほとんど 2 倍に増加する。

少なくとも 0 から 5Ma の岩石については、この比較的単純な解析は、サイト平均 VGP の集合が地磁気永年変化を適切にサンプリングしたものであるか判断する上で有用になる。

しかし、もっと古い時代の古地磁気永年変化については何が分かっているであろうか? 白亜紀後期と新生代については、海洋底拡大の歴史が分かっているので主要なプレートの復元は可能である。そのようなプレートの上の古地磁気データを使えば古地磁気永年変化の当時の全体像を知ることができる。5 から 45Ma の期間では、VGP 分散の大きさはどの緯度帯においても 0 から 5Ma に比べて少し大きく、45 から 110Ma では少し小さかった。例えば、 10° を中心とする緯度帯では VGP 分散は、0 から 5Ma では $\sim 13^\circ$ である

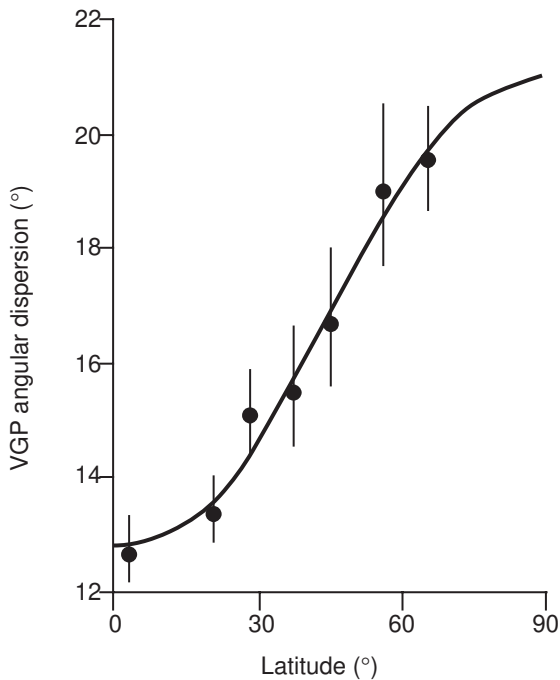


Figure 7.4 Global compilation of paleosecular variation during past 5 m.y. Each data point gives the angular dispersion of VGPs averaged over a band of latitude centered on the data point; the error bars are the 95% confidence limits; the smooth curve is a fit of the observations to a model of paleosecular variation. Redrawn from Merrill and McElhinny (1983).

のに対して、5 から 45Ma では $\sim 19^\circ$ 、45 から 110Ma では $\sim 12^\circ$ となっている。

110Ma を越えるといよいよ確かでなくなるが、地磁気永年変化による VGP の分散の大きさの研究は顕生代全体について行われている。見いだされた基本的な特徴は古地磁気永年変化の振幅は白亜紀正超磁極期 ($\sim 83 - 118\text{Ma}$) と二畳-石炭紀逆超磁極期 ($\sim 250 - 320\text{Ma}$)、即ち、双極子の逆転が長期間なかった二つの期間、では小さいということである (第 9 章参照)。しかし、古地磁気永年変化の小さいこれらの期間でも、VGP の分散は過去五百万年の値の $\sim 75\%$ もあったのである。それゆえ、図 7.4 はあらゆる年代の岩石の古地磁気研究において地磁気永年変化のサンプリングが適切であるか判断するおおまかな指針となる (顕生代を通じて VGP 分散の変化が最大 $\pm 40\%$ あることを勘案すれば)。

古地磁気のデータセットが永年変化を平均しているかの検定はサイト平均 VGP の分散をモデルから予想される分散と比較することになる。もし、永年変化をうまく平均できているなら、サイト平均 VGP の角分散の測定値は図 7.4 の試料採集地点の古緯度の値と調和的であるはずである。もし、サイト平均 VGP の分散の測定値が図 7.4 で与えられる値よりずっと小さいなら、永年変化を適切にサンプリングしたより VGP が集まり過ぎていることになる。それは古地磁気試料の採集サイトが永年変化の周期より長い時代に渡っていなかったのだと思えば説明がつく。例えば、20 の溶岩流を取ったとしても、それが全部 100 年の間に噴出していたとすれば、全体の期間は地磁気永年変化を平均するには短かすぎる。その結果、VGP の分散は図 7.4 で与えられる値よりずっと小さくなることだろう。そのような古地磁気データセットでは古地磁気極をきちんと決めるための永年変化の平均が出来ていないということになる。

逆に VGP 分散が図 7.4 の値よりずっと大きくなった場合は、永年変化以外にも VGP 分散の原因があるということになる。おそらくは試料採集地域がテクトニックに乱されているとか、サイト平均 ChRM を決めるのが難しいとかなのであろう。いずれにせよ、図 7.4 で与えられるよりずっと大きな VGP 分散の値は古地磁気データの信頼性が良くないことを示す危険信号なのである。

合衆国西部の完新世溶岩

合衆国西部の完新世溶岩の詳細な古地磁気研究が Champion (参考文献参照) によって行われた。アリゾナ、オレゴン、アイダホ等の各州に分布する、合計 77 の溶岩からサンプルが集められた。サイト当たりの試料数が多いこと (11 から 41)、ChRM の分離が容易なこと、から、サイト平均の α_{95} の平均は 2° であっ

た。この77の溶岩についてのサイト平均VGPの分散は $S = 12.2^\circ$ (95%信頼限界は 11.0° から 13.8°) であった。この値は図7.4で与えられる平均のサイト緯度 43°N の値 16° より小さい。従って、サイト平均VGPの分散は過去5 m.y. の世界の地球磁場の代表的な値より小さい。

このような特定の地域の過去 10^4 年に渡っての精度の良いデータの集積は、(1) 永年変化のサンプリングがうまくいっているサイトの集合の平均VGPの分散、(2) サイト数の増加の効果、を見る良い機会を提供する。このデータを使って、永年変化からのサンプリングを以下のようにシミュレーションしてみた:

1. 77のサイト平均VGPからランダムに5つを選ぶ。
2. このVGPのセットを測定結果だと思って、古地磁気極、 A_{95} 、や分散の統計量を計算する。
3. 同様にして10個、20個、30個のサイトをランダムに選んだデータセットを用意し、統計量を計算する。結果は図7.5のようになった。

今見たことから二つの重要な事実が導ける:

1. サイト平均VGPの分散は見た目は大きく見えるが、永年変化をサンプリングしていることによるものである。サイト平均VGPの分散は永年変化を適切にサンプリングしているなら $10^\circ < S < 25^\circ$ であると期待される(実際にはそうであることが要求される)。このレベルのサイト間VGP分散は信頼できる古地磁気極であるためには必要なものである。
2. 永年変化をランダムにサンプリングした古地磁気サイトの集合が信頼限界 $A_{95} \leq 10^\circ$ になるためには10サイトは必要である。どのような目的でも(ほとんどのテクトニックな応用においても)この程度の精度は必要である。VGPの角分散もある程度の精度で推定しようとするれば $N(\text{サイト数}) \geq 10$ が必要である。

古地磁気極の例

この節では、古地磁気極の例を紹介する。信頼できるものから始めて、次第にあまりよく決まっていないう極へと進んでいこう。これらの例ではこれまでに紹介した古地磁気データの評価の様々な原理を実際に使うことになる。これらの例とした研究では、古地磁気的な側面に重きを置いて、地質学的な解釈の不確実性にはあまり注意を払わないつもりだ。

北中部モンタナの暁新世貫入岩

Diehl 他(参考文献参照)は非常に信頼できる古地磁気極の得られる研究を行った。古地磁気データの量でも質でも、得られた北アメリカの暁新世の古地磁気極はめったに見られない程良く決まっている。

ジュディス山地、モカシン山地、小ロッキー山地の浅部アルカリ貫入岩には放射年代が数多くあって、古第三紀であることが分かっている。この岩体は基本的には水平な古い堆積岩に貫入した。41の古地磁気サイトで、独立に方位を付けた試料を少なくとも8個採集した。NRMの二次成分は普通は簡単に消せて、交流消磁強度のかなり広い範囲でChRMが分離できた。41サイトの内36サイトでChRMが分離でき、その内32サイトではサイト平均ChRM方位の α_{95} が 10° 未満であった。5サイトは逆帯磁しており、正逆のグループは古地磁気安定性の逆転テストに通った。ChRMは明らかに初生のTRMで、火成岩が初めに冷えた時に形成されたものである。

サイト平均VGPが図7.6に描いてある。逆帯磁のサイトについてはサイト平均方位の反平行の方位をVGP計算に用いた。得られた古地磁気極とその信頼円 A_{95} が図に描かれている。サイト平均VGPの集合から計算した統計量も図7.6中に表にした。サイト平均VGPの分散 17.8° は古緯度 45° での図7.4の値 $S \approx 17^\circ$ にほぼ一致する。この値はサイト平均VGPの分散が地磁気永年変化の適切なサンプリングになっ

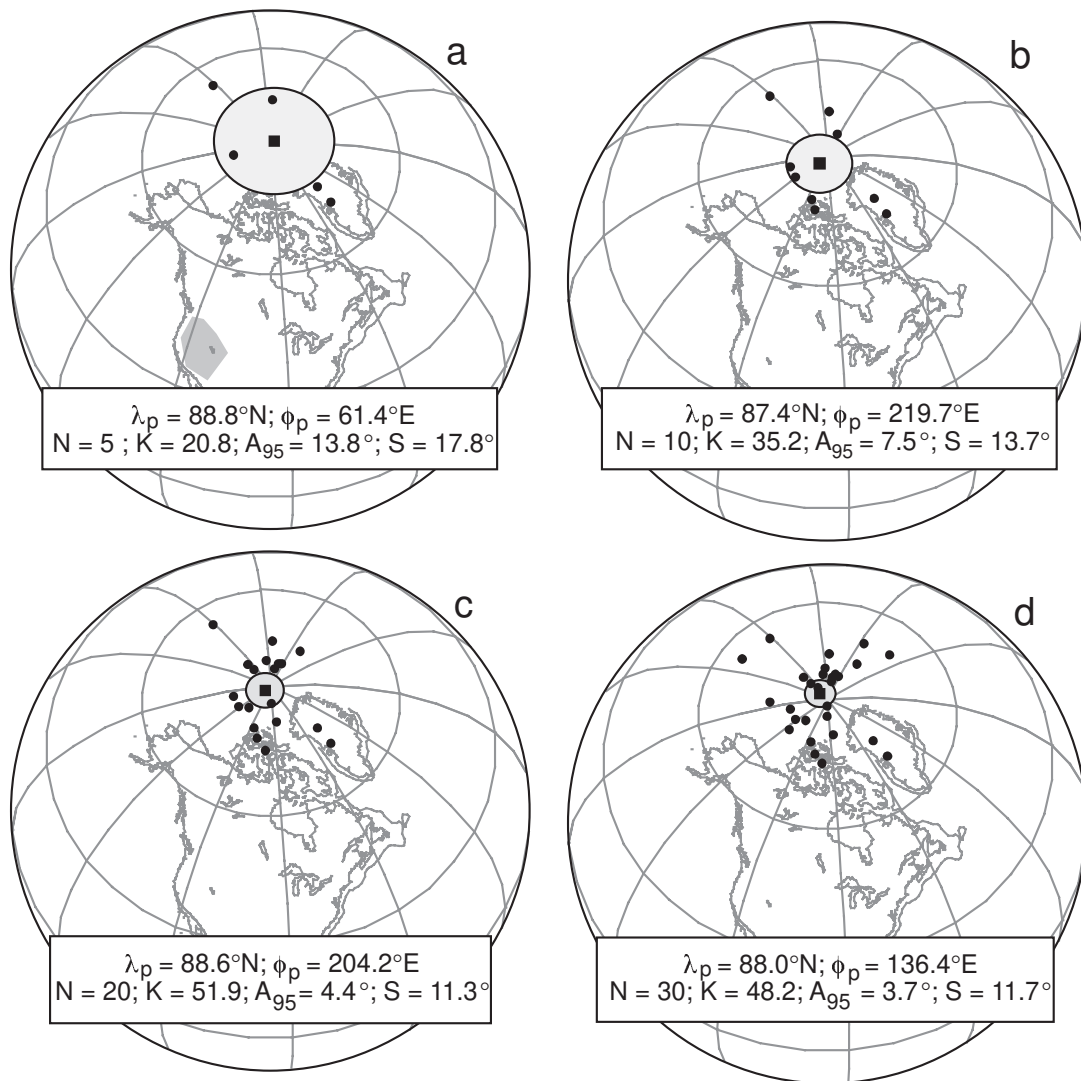


Figure 7.5 “Synthetic paleomagnetic poles” resulting from random sampling of an extensive set of paleomagnetic data from Holocene lavas of the western United States. In each figure, the solid circles show the site-mean VGPs averaged to determine the “paleomagnetic pole” shown by the solid square; the stippled circle about the paleomagnetic pole is the region of 95% confidence with radius A_{95} ; the inset gives the location of the paleomagnetic pole along with statistical parameters. **(a)** Synthetic paleomagnetic pole resulting from randomly selecting five VGPs; the region of sampling is shown by the stippled polygon. **(b)** Synthetic paleomagnetic pole resulting from randomly selecting ten VGPs. **(c)** Synthetic paleomagnetic pole resulting from randomly selecting 20 VGPs. **(d)** Synthetic paleomagnetic pole resulting from randomly selecting 30 VGPs. Data from Champion (1980).

ていることを示している。正逆両極性の ChRM が見られたのだから、貫入の期間が少なくとも二つの磁極期にまたがっていることはまちがいない。

この例は古地磁気極決定がうまくいくために必要な要素をたくさん含んでいる。まず、第4章、第5章で概説したサイト平均 ChRM 方位の正確な決定のための基準を充たしている。古地磁気安定性の逆転テストに通っている等の状況から、ChRM が初生の TRM である事が分かり、サイト数の多さがサイト平均 VGP の推定を確実にして、永年変化が十分平均化されていることを示した。この古地磁気研究で北アメリカでの古第三紀の信頼性の高い古地磁気極が得られるとともに、その A_{95} 信頼限界が精度の実際的な見積もりになっている。

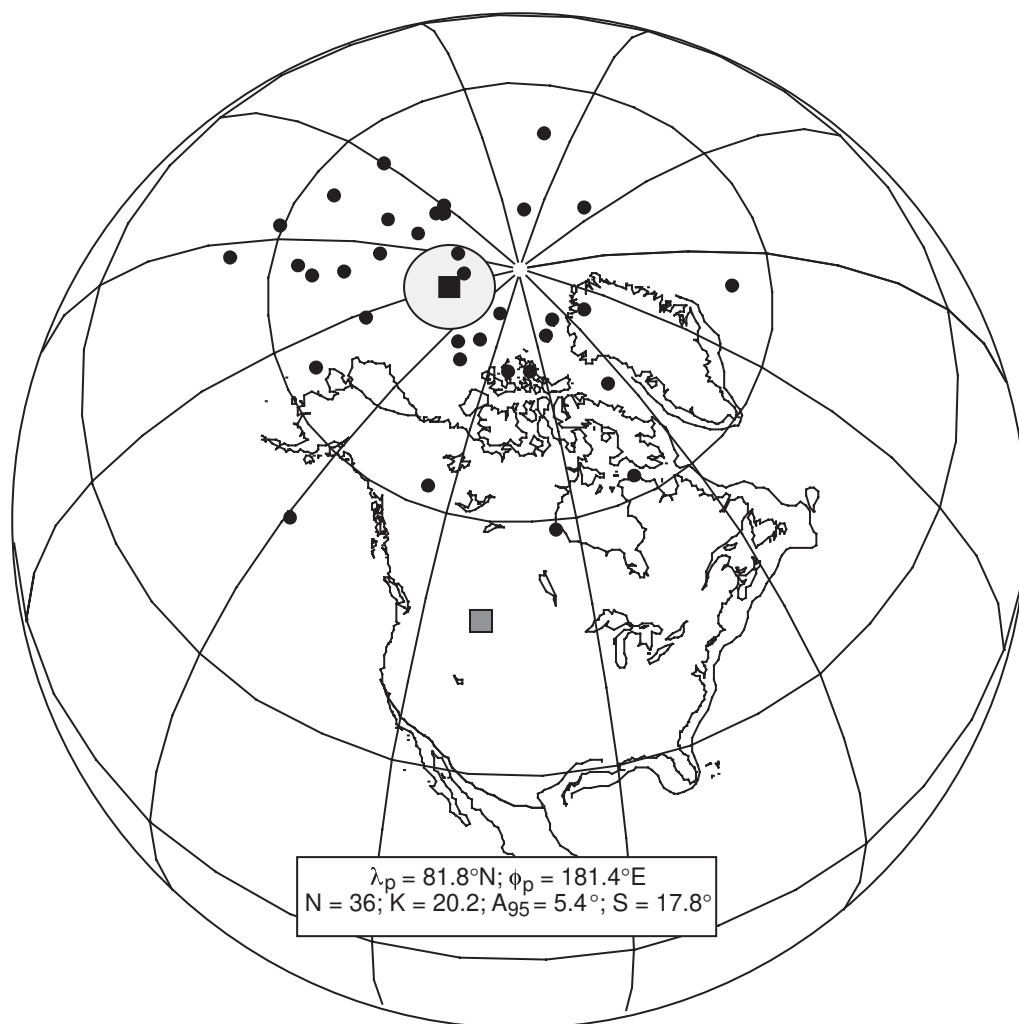


Figure 7.6 Paleomagnetic pole from Paleocene intrusives of north-central Montana. Symbols as in Figure 7.3.

南東アリゾナのジュラ系

“中間的な”信頼度の古地磁気極の例は、南東アリゾナの中期ジュラ紀の火山岩と火山砕屑岩から得られた結果である(参考文献参照)。パタゴニア山地のコラル峡谷の19サイトで各サイト平均7本のコアが採集された。同位体年代は $177.2 \pm 6\text{Ma}$ であった。火山岩体には強磁性鉱物として磁鉄鉱の卓越したものもあったが、酸化的な岩体で赤鉄鉱が卓越したものもあった。赤色泥岩も1サイトあった。

NRMの担体として磁鉄鉱の卓越するサイトでは交流消磁は熱消磁と同じChRMを与えた。赤鉄鉱がNRMを担っているサイトでは一般に熱消磁がChRMを分離するのに有効であった。しかしながら、雷誘起のIRMが三つのサイトで見られ、それらではChRMを分離できなかった。残りの16サイトではChRM方位を分離することが出来た。しかし、4サイトの平均方位は他の12サイトの平均から大きく離れていた(角分散の推定値の2倍以上)。不確かな説明しか出来ないが、これら4サイトはおそらくジュラ紀中期の通常の地球磁場方位の記録ではないのであろう。ここでは、古地磁気極の決定には使わない。

残った12サイトのサイト平均ChRM方位はまずまずうまく求まった; 8つのサイト平均方位は 10° 以下の α_{95} を持っていた。1サイトで逆帯磁が見られ、反平行の方向は11個の正帯磁のサイト平均方向の中程にきた。しかし、たった一つの逆帯磁のサイトでは、逆転テストの厳密な評価は不可能である。サイト平均

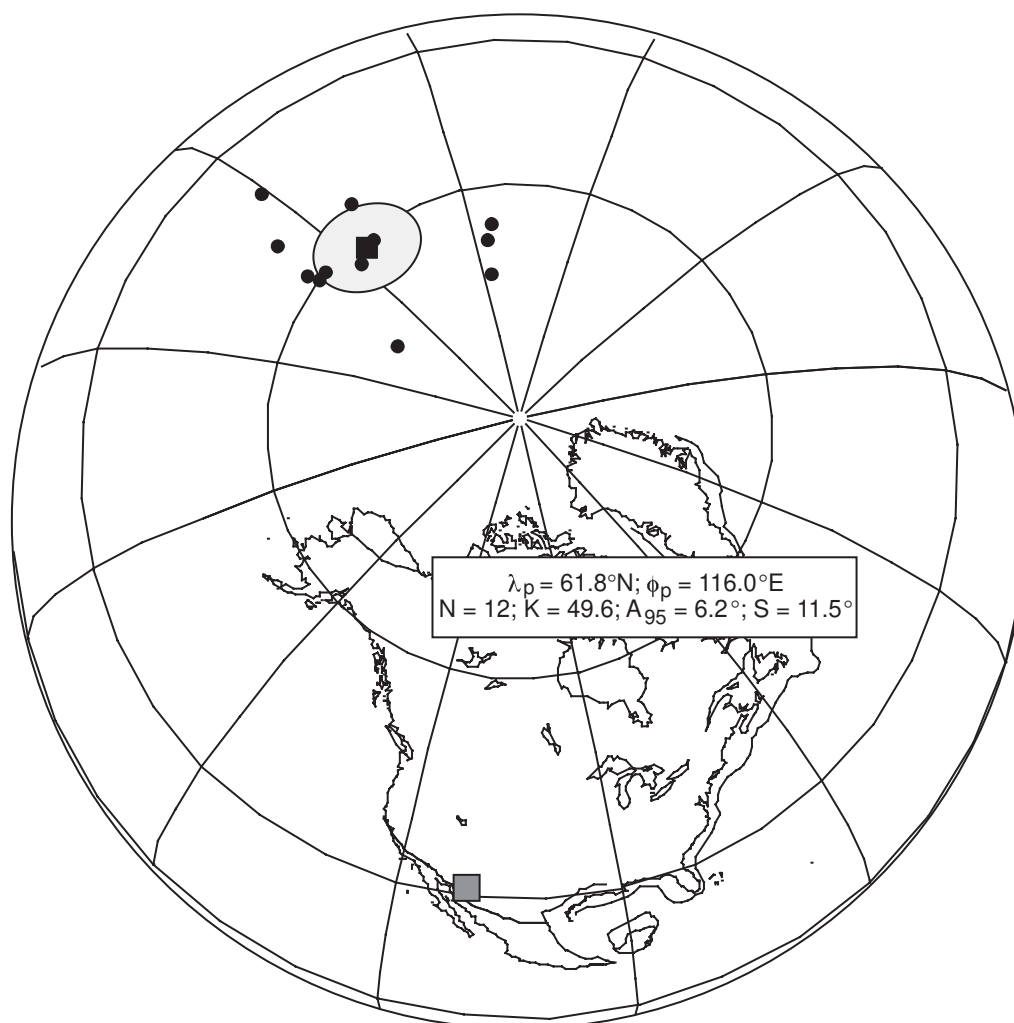


Figure 7.7 Paleomagnetic pole from Middle Jurassic volcanic and volcanoclastic rocks of southeastern Arizona. Symbols as in Figure 7.3.

VGP は、それから得られる古地磁気極や統計量とともに図 7.7 に示されている。サイト平均 VGP の分散は 11.5° で、図 7.4 の予言する $S \approx 13^\circ$ に近く、永年変化がうまく平均されていることを示している。

この古地磁気極は“中間的な”信頼度を持っていると考えられる。それは、決定に用いた古地磁気データに強いところと弱いところがあるからである。良いところは、中期ジュラ紀の火山岩の ChRM が初生の TRM だと示すデータがいくつかあることである：

1. ChRM 方位の分離は、様々な酸化状態の火山岩やそれに挟まれる堆積岩で、比較的きれいにできている。
2. 逆帯磁のサイトの ChRM 方位は正帯磁のサイトの平均方位のグループと反平行である。
3. サイト平均 VGP の分散は、サンプルが地磁気永年変化を平均化していることを示唆している。

全体として、これらの事実は、この火山岩の ChRM が初生の TRM であることを示している。

弱点に目を移すと、ChRM が分離できなかったり、サイト平均 ChRM の方位が他のサイト平均のまわりから大きく離れたりして、破棄されたサイトがある。どんなにうまく説明できても、データの破棄があれば、最終的な結果に自信が持てなくなるものである。最終的には 12 サイトしか古地磁気極の決定に有用であるとされなかった。もっと沢山のサイトで ChRM 方位がうまく分離できれば、結果の古地磁気極にもっと自信が持てたのであろう。しかし、この古地磁気データをまあまあうまく決まった“Corral Canyon



Figure 7.8a Example 1 of a “paleomagnetic pole” based on problematical data. Paleomagnetic pole from Paleocene lavas in southern Arizona. The region of sampling is shown by the stippled square; this paleomagnetic data set has probably not adequately sampled geomagnetic secular variation. Symbols as in Figure 7.3.

Pole” とみなして良いだろうし、その $A_{95} = 6^\circ$ は精度の見積もりとして適当だろう。

問題のある場合二つ

図 7.8 は“古地磁気極”としてまずい例を二つあげたものである。図 7.8a では、アリゾナ州バタゴニアの近くのグリーンゴガルチ (こんな名前のところが本当にあるのだ!) の暁新世の一連の地層から取った 25 サイトのサイト平均 VGP が示されている。しかし、サイト平均 ChRM 方位は すべて 逆帯磁であった。その上、サイト平均 VGP の分散 (S) は 4.1° で、 30° の古緯度から予想される $S \approx 14^\circ$ よりもずっと小さかった。これは、グリーンゴガルチの 25 枚の溶岩が、地磁気永年変化をうまく平均できていないことを示唆している。おそらくこれらの溶岩流は地磁気永年変化の周期よりずっと短い時間 (多分、 10^3 年以下) で噴出したのであろう。

計算で得られた極の信頼限界が小さいので、古地磁気極が精度良く決まっているような印象を受けるかも知れない。しかし、この場合小さな A_{95} は誤解を招く。グリーンゴガルチの極は前に述べた中部モンタナ北部の暁新世貫入岩から得られた極より正確ではなく、むしろ、信頼度の低いものなのである。この例は古地磁気極の信頼度を判定する際に注意深くデータを吟味すること (少なくともサイト平均の比較において) が

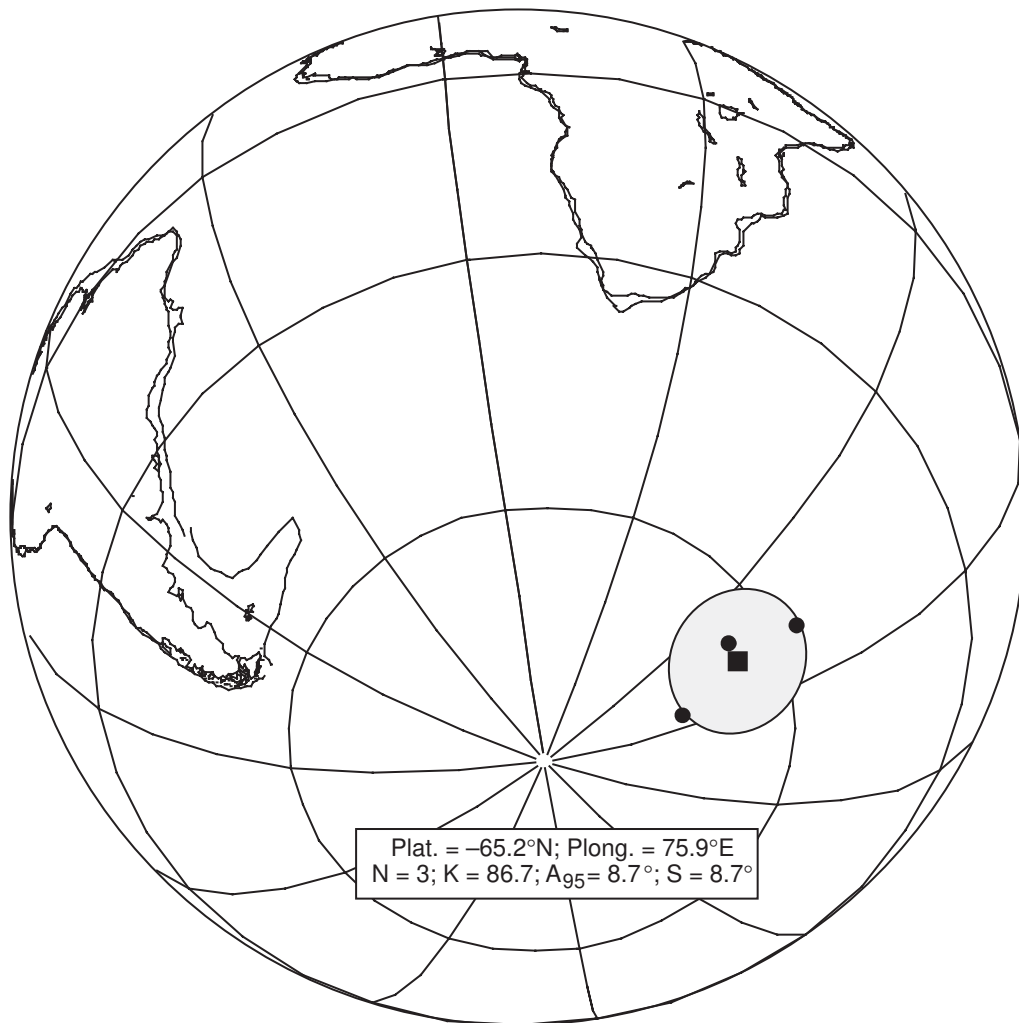


Figure 7.8b Example 2 of a “paleomagnetic pole” based on problematical data. The mystery pole based on just three site-mean VGPs. Symbols as in Figure 7.3.

いかに重要であることを示している。

実験技術や選択の基準の変化によって、過去の“古地磁気極”の中には今日の基準で信頼おけないと考えられるものが数多くある。過去の研究者を現在の基準で非難するようなことをしないように、次の例は“名無し極”として引用する。この名無し極を求めた古地磁気試料は南半球の火山岩から集められた。名無し極の報告では、12 サイトの結果が示されている。しかし、サイト当たり3つ以上で $\alpha_{95} < 20^\circ$ という基準でデータを選択すれば、たった3 サイトしか残らない!! この3 サイトのサイト平均 VGP は図 7.8b にある。南半球のデータの常に基づいて、南極に近い方の極を示してある。

この名無し極は $A_{95} = 8.7^\circ$ とちょっと見にはきれいに見え、ちょっと惑わされるものである。前に述べたように、たった3 サイトの古地磁気データでは地磁気永年変化を平均化することはできない。角分散の見積もりも極めて粗いものとなる。従って、この古地磁気データは、実際のところ、信頼できる古地磁気極を与えとはいいがたい。この例では、サイト数が少ないことが永年変化の平均がうまくいっているかを評価することを難しくしている。

注意とまとめ

地磁気永年変化のサンプリングについての上の議論とその原理は、ChRM が地磁気永年変化の卓越周期よりずっと短い期間（一般に $< 10^2$ 年）で獲得されたとの仮定に基づいている。この仮定は火山岩では確かに成り立つ。火山岩は長くとも数年の内には TRM のブロッキング温度以下に冷えるからである。しかし、地下深い貫入岩（特に深成岩）については、初生 TRM の獲得には数百万年かかっている。ゆっくりした獲得で地磁気永年変化はサイト内で（サンプル内ですら）平均されていることがある。

地球磁場の時間平均の一例にシェラネバダの白亜紀の深成岩体の古地磁気研究がある (Frei *et al.* 参考文献参照)。3つの深成岩体について、サイト内分散を取り除いたのちの ChRM 方位のサイト間分散は $4.8^\circ \sim 9.7^\circ$ であった。この分散はシェラネバダの白亜紀の古緯度で期待される $\sim 16^\circ$ よりかなり小さい。この小さなサイト間分散は岩石が地磁気永年変化を平均するのには短い期間で磁化されたからではなく、むしろ、この岩石がブロッキング温度の範囲を通して冷えるのに長い時間がかかって、サイト内や試片内ですら地磁気方位の時間平均をしているからである。

地球磁場方位の時間平均は堆積物中でも p-DRM の遅い固結や、赤色岩での時間のかかる CRM の獲得などでも起こりうる。1000 年を越える時間に渡って ChRM が獲得されるようなどんな岩石でも、サイト平均 VGP の分散は図 7.4 の値より小さくなりうる。古地磁気データのセットが地磁気永年変化を適切にサンプリングしているかどうかを見る時に、このことは心にとめておく必要がある。

火山岩の層序からの古地磁気データについては、火山噴火が間欠的であることを忘れてはならない。もし、一連の溶岩流が地磁気永年変化が起きない程短い時間に噴火したならば、ここの溶岩流は地球磁場の独立なサンプリングと考えることはできない。層序の上でのとなりのサイトどうして、サイト平均 ChRM 方位が統計的に区別できるかどうかを試験しなければならぬ。区別不可能なサイト平均のある層序区間の古地磁気方位は平均して過去の地球磁場の一点として取り扱うべきである。

この章でお話した原理と例を見れば、古地磁気データ（特に古地磁気極を決めるといふ目的の）を評価する上での基準が分かるであろう。それぞれの場合について個々に評価はしないといけなく、厳密な法則は存在していないのではあるが、以下に述べるのが常識的な基準である：

1. サイト毎に複数の試料（3 個以上、出来れば 6 から 10 個）を取ることを強く勧める。ChRM のサイト平均は良く決まっている必要がある。第 6 章で議論したように、 $\alpha_{95} > 20^\circ$ のサイト平均を古地磁気極を計算するデータセットに入れることは適切でないと考えられている。
2. 古地磁気安定性の野外テストの摘要と厳密な評価は ChRM 獲得の時期を知る上で非常に重要である。特に、造山帯の古い岩石では野外テストは不可欠と言っても過言ではない。
3. 古地磁気極の計算に用いるサイト平均 VGP の数は最低でも 10 は欲しい。地磁気永年変化を平均化すると、サイト平均 VGP の分散を推定するためには、このくらいは必要である。
4. サイト平均 VGP の分散は、地磁気永年変化の大きさとしておかしくないものでなければならない。

推薦図書

- D. E. Champion, Holocene geomagnetic secular variation in the western United States: Implications for the global geomagnetic field, U.S. Geological Survey Open File Report, No. 80-824, 314-354, 1980.
Extensive study of Holocene volcanic rocks in western United States on which results of Figure 7.5 are based.
- A. Cox, Latitude dependence of angular dispersion of the geomagnetic field, Geophys. J. Roy.

Astron. Soc., v. 20, 253–192, 1970.

Discusses dispersion of geomagnetic field directions and of VGPs.

- J. F. Diehl, M. E. Beck, Jr., S. Beske-Diehl, D. Jacobson, and B. C. Hearn, Paleomagnetism of the Late Cretaceous–Early Tertiary North-Central Montana Alkalic Province, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 10,593–10,609, 1983.

Article reporting the paleomagnetic data used as the basis of Figure 7.6.

- E. J. Ekstrand and R. F. Butler, Paleomagnetism of the Moenave Formation: Implications for the Mesozoic North American apparent polar wander path, *Geology*, v. 17, 245–248, 1989.

Article reporting the paleomagnetic pole illustrated in Figure 7.3.

- L. S. Frei, J. R. Magill, and A. Cox, Paleomagnetic results from the central Sierra Nevada: Constraints on reconstructions of the western United States, *Tectonics*, v. 3, 157–177, 1984.

This paleomagnetic study provides an example of intrasite time integration of geomagnetic secular variation.

- E. Irving and G. Pullaiah, Reversals of the geomagnetic field, magnetostratigraphy, and relative magnitude of paleosecular variation in the Phanerozoic, *Earth Sci. Rev.*, v. 12, 35–64, 1976.

Presents an analysis of magnitude of paleosecular variation as a function of geologic age.

- S. R. May, R. F. Butler, M. Shafiqullah, and P. E. Damon, Paleomagnetism of Jurassic rocks in the Patagonia Mountains, southeastern Arizona: Implications for the North American 170 Ma reference pole, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 11,545–11,555, 1986.

Article reporting the paleomagnetic pole illustrated in Figure 7.7.

- P. L. McFadden, Testing a palaeomagnetic study for the averaging of secular variation, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 61, 183–192, 1980.

Presents some advanced statistical techniques for evaluating whether a paleomagnetic data set has averaged secular variation.

- R. T. Merrill and M. W. McElhinny, *The Earth's Magnetic Field: Its History, Origin, and Planetary Perspective*, 401 pp., Academic Press, London, 1983.

Chapter 6 presents an in-depth analysis of paleosecular variation.

- R. W. Vugteveen, A. E. Barnes, and R. F. Butler, Paleomagnetism of the Roskrige and Gringo Gulch Volcanics, southeast Arizona, *J. Geophys. Res.*, v. 86, 4021–4028, 1981.

Paleomagnetic results illustrated in Figure 7.8a were reported in this article.

第 8 章

岩石磁気的话题をいくつか

第 3 章で、NRM 形成の基本的メカニズムを勉強した。この章では岩石磁気的话题をいくつか紹介する。ここで、紹介するのは (1) TRM から過去の地球磁場の強度を復元する等、種々の NRM が持つ特性; (2) 初生 NRM の化学変化の効果について; (3) NRM 記録の確度の問題、特に DRM の伏角誤差の問題と磁気異方性の磁化方位への効果の可能性について; (4) 赤色堆積物の残留磁化獲得時期について; の話題である。これらの問題には未だに確たる結論の得られていないものもある。しかし、これらの話題を考へてみることは、後の章の古地磁気データを解釈する上で重要である。

熱残留磁化から古地磁気強度を求める

第 3 章での熱残留磁化の議論は TRM の方位の性質に絞ってあった。しかし、TRM は明解な原理に基づいて地球磁場の過去の強度に関する情報を引き出すことのできる唯一の自然残留磁化である。TRM 強度が地球磁場強度 H を含む様々な変数に依存するという式 (3.28) について考へてみよう;

$$\text{TRM}(20^\circ\text{C}) = N(T_B)vj_s(20^\circ\text{C}) \tanh(b) \quad (8.1)$$

ここで、

$$b = \frac{vj_s(T_B)H}{kT_B}$$

である。変数 b の値は古地磁気学に関係する場合には通常は $b \ll 1.0$ なので、 $\tanh(b) \approx b$ と書いて、式 (8.1) は

$$\text{TRM}(20^\circ\text{C}) \approx N(T_B)vj_s(20^\circ\text{C}) \left(\frac{vj_s[T_B]H}{kT_B} \right) \quad (8.2)$$

となる。それで、TRM は冷却時のプロッキング温度の時の地球磁場の強度に 比例 することになる。磁化強度の磁場依存性は、粒子のサイズや形の分布、プロッキング温度や強磁性の物性 ($N(T_B)$, $j_s(T_B)$ 等) への依存を、比例定数 A として書いてやるともっとはっきりする。式 (8.2) は

$$\text{TRM}(20^\circ\text{C}) = AH \quad (8.3)$$

となる。もし、今考へている TRM が地球磁場中で冷却したのであれば、この自然 TRM ($\text{TRM}_{\text{paleo}}$) は古地球磁場の強度に比例する。古地磁気強度実験とはその比例定数 A を決めるように設定されている。いま、ある初生 TRM(これを、 $\text{TRM}_{\text{paleo}}$ と呼ぶ) を持つ岩石試料から古地磁気強度を決定しようとしているとする。 $\text{TRM}_{\text{paleo}}$ を測ることは簡単なことであるが、式 (8.3) の右辺の二つの項はいずれも知れない。原理的には、比例定数 A は同じ試料に分かった磁場 H_{lab} の中で新たな TRM(TRM_{lab}) をつけてやれば決定できる。つまり、

$$\text{TRM}_{\text{lab}} = AH_{\text{lab}} \quad (8.4)$$

もし、自然 TRM、 TRM_{paleo} 、が単純な単成分 TRM であれば、古地磁気強度は、式 (8.3) と (8.4) を組み合わせて比例定数 A を消去すれば、得られる。

$$H_{paleo} = \frac{TRM_{paleo}}{TRM_{lab}} H_{lab} \quad (8.5)$$

原理的には、式 (8.5) のすべての量は簡単に測定可能で、古地磁気強度は決定できる。しかしながら、実験全体は比例定数 A が変化しないことを仮定している。これが成立するには A を決定するあらゆる特性（強磁性鉱物粒子の、サイズや組成などなど）が初生の TRM が生じてから現在まで、そして、実験室での加熱でも、まったく変化してはいけないということになる。実際には、自然 TRM を担っている強磁性鉱物粒子は、しばしば変質をうけているし、加熱実験によって物理的・化学的な変化をしばしば被るので、古地球磁場強度は決めるのが大変難しい、有用な古地磁気強度情報を変質が起きるより低温で得るために、古地磁気強度実験では、通常、段階的に高い温度で加熱を行なう。

手順では各温度段階で二回加熱する：^{*1}

1. 試料を室温以上、キュリー温度以下のある温度 T_i で加熱した後、無磁場中で室温まで冷却し、試料に残った磁化 TRM_{paleo} を測定する。 T_i での加熱前の TRM_{paleo} と加熱後の TRM_{paleo} の差が、ブロッキング温度 $\leq T_i$ を持った自然 TRM の量である。即ち、この差がブロッキング温度 $\leq T_i$ の粒子が担う自然部分熱残留磁化 (PTRM) である。
2. 同じ試料を T_i まで再び加熱するのであるが、今回は磁場 H_{lab} 中で冷却する。その後、冷却時に獲得した磁化を測定する。一回目の T_i での加熱後に残った TRM_{paleo} を二回目の加熱後の H_{lab} 中での冷却で獲得した PTRM に対してプロットする。この二回加熱過程を次第に高い温度で繰り返し、それぞれの温度で残った TRM_{paleo} を獲得された PTRM に対してプロットしていく。プロットの例を図 8.1 に示す。

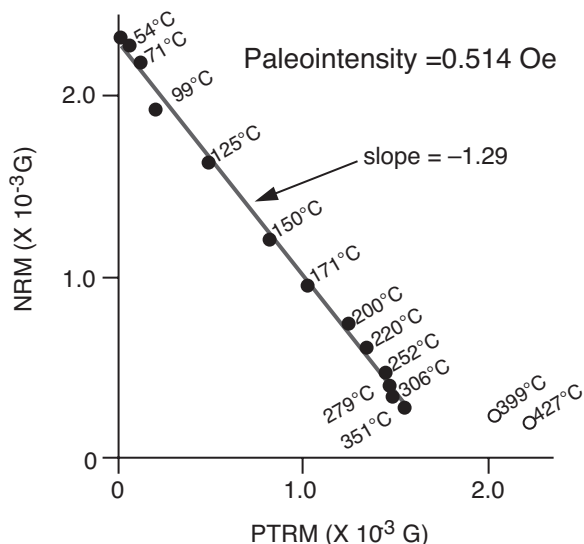


Figure 8.1 NRM remaining versus PTRM acquired. Data points plot NRM remaining after heating to a particular temperature against PTRM acquired by heating to the same temperature followed by cooling in a 0.4-Oe magnetic field; temperatures of heating are shown adjacent to data points; the slope of the line fit to the data points is -1.29 ; the sample is 3790-year-old basalt from Hawaii, and NRM is a primary TRM. Redrawn from Coe et al. (1978), with permission of the American Geophysical Union.

PTRM の加法則は、あるブロッキング温度範囲で獲得された PTRM が他の温度範囲で獲得される PTRM と独立であると述べている。それで、式 (8.5) はそれぞれの温度 T_i で適用できて、古地磁気強度プロット (図 8.1) 上のそれぞれのデータ点で古地磁気強度 H_{paleo} の見積もりが得られる。もし、強磁性鉱物粒子に変化がなければ、次第に高くなる温度でのデータ点は一直線に乗るはずである。この直線の傾きは

$$\text{傾き} = -\frac{H_{paleo}}{H_{lab}} \quad (8.6)$$

^{*1} 訳註: これは最も代表的なテリ工法の手順である

となる。図 8.1 の例では、傾きは -1.29 で、与えた実験室磁場は 0.4 Oe なので、得られる古地磁気強度は 0.514 Oe となる。

もし、ある温度より上での加熱が強磁性粒子の変化を引き起こすならば、高温でのデータ点は低温で引いた線上に落ちない。図 8.1 の例でも、 399°C と 427°C で得られたデータ点は低温のデータで引いた線から外れていることに注意してほしい。これは、 $> 350^\circ\text{C}$ で強磁性鉱物に変化が生じたことを示している。古地磁気強度を決定するには低温部分のデータのみを使用すべきである。

二回加熱実験を採用することで、高温での変質が起きる前のデータが得られ、古地磁気強度情報を抽出することができる。しかし、この実験は時間がかかり成功率はあまり高くない。その結果、過去の地磁気強度については、方位よりも情報が少ない。しかしながら、古地球磁場強度に関する知見は、地球磁場モデルの発展に欠かせない。それで、古地磁気強度決定手法の開発と利用に多大の努力がこぎ込まれて来た。

古地磁気強度の実験と結果に関しては Merrill and McElhinny (1983) にもっと詳しい議論がある。Creer *et al.* (1983) の本には古地磁気強度に関する論文が多数収録されている。図 1.10 に示した過去 10^4 年の地磁気双極子モーメントの変動は McElhinny and Senanayake (1982) がまとめた古地磁気強度実験からまとめられたものである。地磁気逆転時の磁場強度の議論については、Prévot *et al.* (1985) を参照するとよい。

DRM の伏角誤差

第 3 章で堆積残留磁化の伏角誤差（伏角浅化）の議論を DRM 獲得機構の話の一部として行なった。ここでは、伏角誤差が、いつ、どのような状況で起こるか、そして、様々な堆積環境下でのその大きさの見積もりを行いたい。まず始めの疑問は：DRM の伏角誤差は自然界で起きているのか？である。間違いなく言えるのは、「おそらく、時々は」とだけである。

われわれはすでに、堆積時 DRM の伏角 I_o が、堆積時の磁場の伏角 I_H より浅くなることを学んだ (図 3.15)。数々の再堆積実験 (King, 1955; Griffiths *et al.* 1960; King and Rees, 1966) で、伏角が

$$\tan I_o = f \tan I_H \quad (8.7)$$

という関係を満たし、 f の値は氷河堆積物の再堆積実験で 0.4 であると分かった。それに対応する伏角誤差 ΔI は

$$\Delta I = I_H - I_o = I_H - \tan^{-1}(f \tan I_H) \quad (8.8)$$

で与えられる。しかし、後堆積 DRM (pDRM) 過程が多くの堆積物、特に細粒の堆積物では、優位を占める。そして、pDRM は磁場方位の正確な記録を残す。(Irving and Major, 1964; Opdyke and Henry, 1969; Kent, 1973; Barton and McElhinny, 1979)。

pDRM に伏角誤差がないことの証拠としてしばしば引用される二つの天然の実例を、ここで議論しよう。

1. 完新世の湖成堆積物の古地磁気記録。例外はあるものの、完新世の湖成堆積物から得られる高品質の古地磁気記録は、通常、堆積時かその直後の地球磁場の伏角を記録している。証拠は説得的である：(a) 湖成堆積物の古地磁気記録の多くは地球磁場の直接測定記録と矛盾しない。(b) 遺跡や完新世の溶岩の熱残留磁化による記録と比較できるものでは、湖成堆積物の結果と合う。 10^3 年以上に渡る連続した湖成堆積物の平均伏角は地心軸双極子で期待される伏角と合う (Lund, 1985)。
2. いろいろな場所で採集された深海堆積物のピストンコアの古地磁気。Opdyke and Henry (1969) は様々な場所で採集された深海底堆積物ピストンコアの古地磁気を検討した。これらのコアで最上部数 m 、つまり、通常は鮮新世前期 (ca. 5Ma) より古くはない部分のデータを集積した。平均の伏角を採集地点の緯度に対してプロットしたのが、図 8.2 である；図上の曲線は地心軸双極子による伏角の分布である。平均伏角の観測と期待される伏角の基本的な一致は、 5° 以上の伏角誤差がないことを示している。

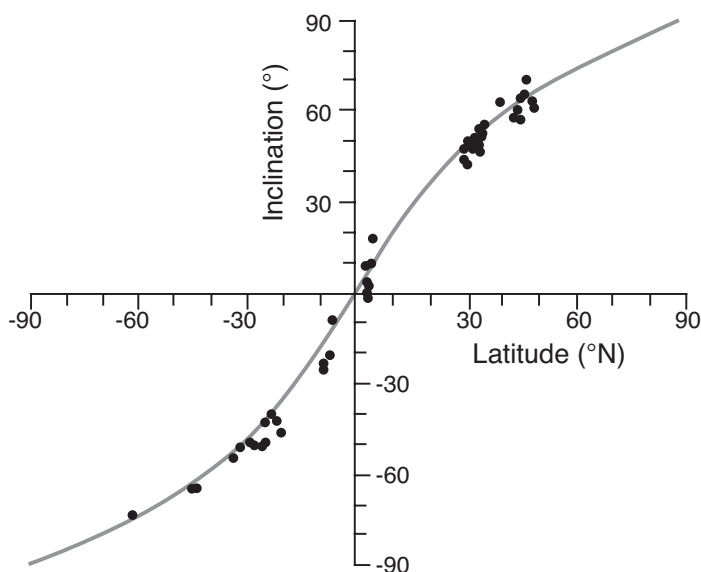


Figure 8.2 Mean inclination of DRM in 52 Plio-Pleistocene deep-sea sediment cores versus latitude of core collection. The solid curve shows the expected inclination for the geocentric axial dipole field; to calculate the mean inclination for each core, the sign of the inclination of DRM in reversed-polarity intervals was changed. Redrawn from Opdyke and Henry (1969).

これらの例は、pDRM 過程が卓越して、数 m の堆積物に覆われた、細粒の堆積物が伏角誤差を持っていないことを示している。しかし、これらの結果は古い堆積物で伏角誤差がないことを示しているわけではない。近年得られた結果は、圧密（とおそらく変形）がしばしば磁化の伏角を浅くすることを示している。

圧密の重要さは圧密による空隙率の変化を見れば分かる。粘土は通常 50% から 80% の空隙率を持っている。空隙率は 1km 埋没するとおよそ 50% 減少し、2km の埋没で空隙はほとんど閉じてしまう。砂は 20% から 65% の初期空隙率を持っていて、4km の埋没で初期の半分ほどになる。これらの空隙率の変化で、円盤状や棒状の粒子が圧密に伴って地層面の方向に回転する可能性を否定できない。図 3.15b に示したのと同じような伏角の浅化も生ずるかもしれない。

図 8.2 のものより古い（もっと深く埋積された）深海堆積物は、時々、圧密によって磁化の伏角が浅くなっている (Blow and Hamilton, 1978; Celaya and Clement, 1988; Arason and Levi, 1990a)。近年の海洋底掘削の進歩で数百メートルの長さのコアを回収することができるようになった。掘削されたコアの中には、500m も中新世以降の海洋堆積物を回収したものがあり、伏角は深くなるほど系統的に 10° から 15° 浅くなっていくのが見られる。それと対応して、含水量が減少していき、粘土の粒子が地層面に揃っていく。図 8.3 はその例である。

室内実験では、細粒の磁鉄鉱と粘土粒子の相互作用が、圧密による伏角浅化に重要なことが示唆されている (Anson and Kodama, 1987; Deamer and Kodama, 1990)。細長い小さな磁鉄鉱粒子は粘土粒子の表面にくっついているか粘土粒子の塊の中につかまっている。圧密の間に、磁性粒子の長軸は粘土粒子と一緒に受動的に地層面の方に回転する。Arason and Levi (1990b) は圧密伏角浅化の様々なモデルを検討した。

古い堆積岩については、伏角誤差の存否に関する証拠は少なくなる。証拠としては、同じ時代の堆積岩と火山岩の古地磁気記録を比較する位しかない。そのような比較は、岩石のテクトニックな歴史、火山岩の記録が永年変化を適切に平均しているかや、その他の複雑な要因をきちんと考慮に入れられないといけないので、簡単ではない。それにもかかわらず、きちんとした記載のある例もいくつかある。

1. オレゴン海岸山脈の、始新世のタービダイト。オレゴン海岸山脈では、始新世のタービダイトである Tye 層と Flounoy 層が、上位に Tillamook 火山岩類、下位に Siletz River 火山岩類によって挿み込まれている。両方の火山岩とタービダイトでは、大規模な古地磁気研究がなされて来た (Simpson and Cox, 1977; Magill et al., 1981)。Tye 層 Flounoy 層の DRM の伏角は、上下の火山岩類の伏角と

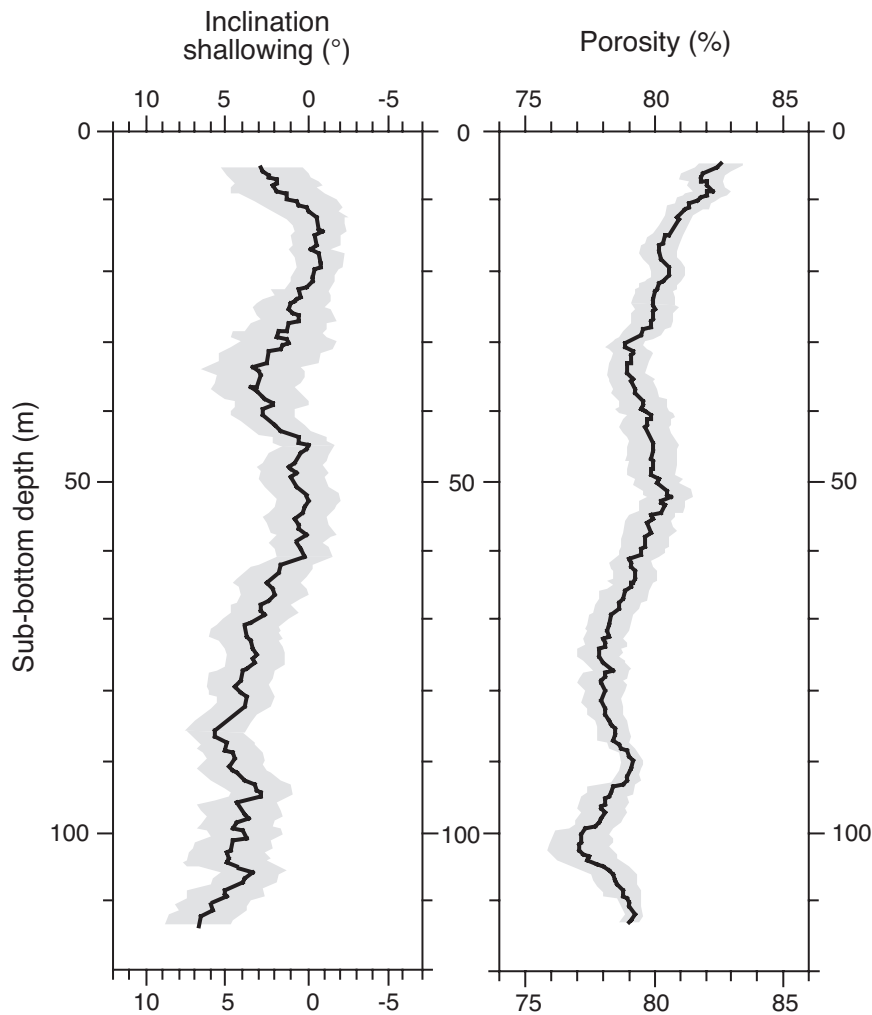


Figure 8.3 Shallowing of DRM inclination and porosity versus depth in a core of deep-sea sediment. The core is from DSDP Site 578 in the northwestern Pacific Ocean; the oldest sediment has an age of 5.6 Ma; the bold line is a 1-m.y. sliding time-window average of inclination shallowing compared with geocentric axial dipole field inclination (corrected for Pacific plate movement); porosities are means calculated every 0.2 m using a 10-m sliding-depth window; stippled envelopes show 95% confidence limits. Redrawn after Arason and Levi (1990), with permission of the American Geophysical Union.

ほぼ一致する。これは、これらのタービダイトでは有意の伏角誤差がなかったとする明白な証拠である。

2. アラスカのテレーン群。白亜紀後期から第三紀前期にかけての溶岩と海洋性堆積岩の古地磁気のアラスカのいくつかの構造層序テレーンで測られている。同じテレーンでの堆積岩の溶岩の古地磁気データの比較から、Coe *et al.*(1985) は堆積岩が系統的に浅い伏角を示すことを見いだした。Prince William テレーンと Chugach テレーンでは、堆積岩の古地磁気伏角は約 20° 溶岩より浅かった。これらのアラスカの乱泥流堆積物の伏角から、式 (8.7) と (8.8) の f 値を計算すると、 $f \approx 0.4$ となった。ただ、これらの堆積岩の多くは変形を被っており、浅い伏角は圧密だけではなく変形の効果によってもたらされたものかもしれない。
3. ニューメキシコ州サンホアン盆地の暁新世堆積物。このララミード盆地の陸源の粘土岩と細粒シルト岩を用いて大量の古地磁気研究が行われた (Butler and Taylor, 1978)。暁新世のナシミアント層では多くの層準で高品質の古地磁気データが得られた。これらのデータは図 5.16 で逆転テストの例として用いたものである；正逆極性サイトは反平行から 1.6° しか離れていなかった。しかしながら、

平均の伏角は、モンタナ州の暁新世火成岩から決められた古地磁気極から計算される値より、 $8 \pm 3^\circ$ 浅かった。この伏角浅化はほぼ間違いなく圧密の効果である。

4. イタリア、ウンブリア アペニンの白亜紀後期から第三紀前期の深海性石灰岩。北イタリアの深海性石灰岩では、ものすごい量の古地磁気測定がなされて来た(第9章参照)。これらの石灰岩の磁化の伏角は、石灰岩が堆積時に乗っていたアフリカプレートから期待される伏角と区別がつかない(Lowrie and Heller, 1982)。これらの深海性石灰岩の古地磁気では、伏角誤差は生じていない。
5. 太平洋プレート上の深海掘削計画(DSDP)堆積物。これらのコアの古地磁気伏角から堆積時の古緯度を決定した(式(1.15)を用いて)。古緯度は他にも様々な観測から決定できる。例えば、(1)DSDPのサイトで収集された一連の溶岩流の古地磁気データ、(2)海山の作る磁気異常の解析、(3)海洋地磁気縞模様の形の解析、(4)赤道付近の堆積物の堆積相解析、などである。すべての分析から、太平洋プレート的一部分が白亜紀の南半球の古緯度から北半球へ動いてきたことは明らかである。Tarduno (1990) と Gordon (1990) は太平洋の DSDP 堆積物コアから得られた南緯の古緯度が、他の手法で決定された古緯度より系統的に浅い(赤道に近い)ことを示した。

古地磁気伏角の浅化(式(8.7))は平均伏角から決められた古緯度(λ)の誤差をまねく。この古緯度誤差 $\Delta\lambda$ は以下の式で与えられる。

$$\Delta\lambda = \lambda - \tan^{-1}(f \tan \lambda) \quad (8.9)$$

ここで、 λ は堆積物が堆積した所の古緯度である。Tarduno (1990)は最適な値を計算して $f = 0.52$ 上下の信頼限界が $f = 0.80$ と $f = 0.23$ という値を得た。

それで、ある種の堆積物では約 10° の伏角誤差があり、異なる堆積物では伏角誤差がない、という両方の場合があることは明らかである。現在のところ、どの種の岩石が伏角誤差をもたらすかはわからない。それでも、伏角誤差の起源と伏角誤差を生じやすい堆積岩について、一般的に言えることはいくつかある。

1. 堆積時の伏角誤差。堆積時 DRM の獲得中の伏角浅化(図 3.15b)は大きな粒子サイズの堆積物でもっともよく起きると考えられる。高堆積速度はこの効果を増す。ほとんどの細粒の砂岩やそれより細かい堆積物や生物攪乱された堆積物では堆積後の整列が優位を占め、堆積時の伏角誤差を消す効果がある。
2. 圧密。伏角浅化は圧密でも起きうるし、恐らく細粒の堆積物でより大きな効果をもたらす。かなりの圧密を受けた岩相(例えば、粘土岩、泥岩や泥質の基質を持つ堆積物)は、恐らく、もっとも圧密による伏角浅化を受けやすい。粒子支持の砂岩などの圧密を受けにくい岩相は、圧密による伏角浅化をまったく受けないかもしれない。
3. 変形。変形が伏角に影響することはありそうである。堆積層の褶曲は歪みをもたらし、磁性粒子の高度な再配列とそれによる磁気異方性を生じる。その結果、伏角誤差が生じることがある。
4. 膠結作用。一方、伏角誤差については、知られていないことが沢山ある。早期の膠結作用が圧密起源の伏角誤差を防ぐことは明らかである。膠結作用が本質的に圧密を止めることになるからである。堆積直後にセメントされた堆積岩は圧密による DRM の浅化の影響を恐らく受けないであろう。

生物磁気学：鳥も蜂も

近年の研究は磁鉄鉱が重要な生化学的析出物であることを示している。生物生成の磁鉄鉱は生物の五界のうち3つの界で見ることができ、鳩とミツバチも含まれる。当初は古地磁気学とは無関係と思われていたが、生物生成の磁鉄鉱は広い種類の堆積岩で見られ、海洋堆積物の DRM の主要な部分を担っているかもしれない(Chang and Kirschvink, 1989)。

磁鉄鉱を生成する生物で最も有名なものに磁気戦略細菌がある。この細菌は鎖状の磁鉄鉱の結晶をマグ

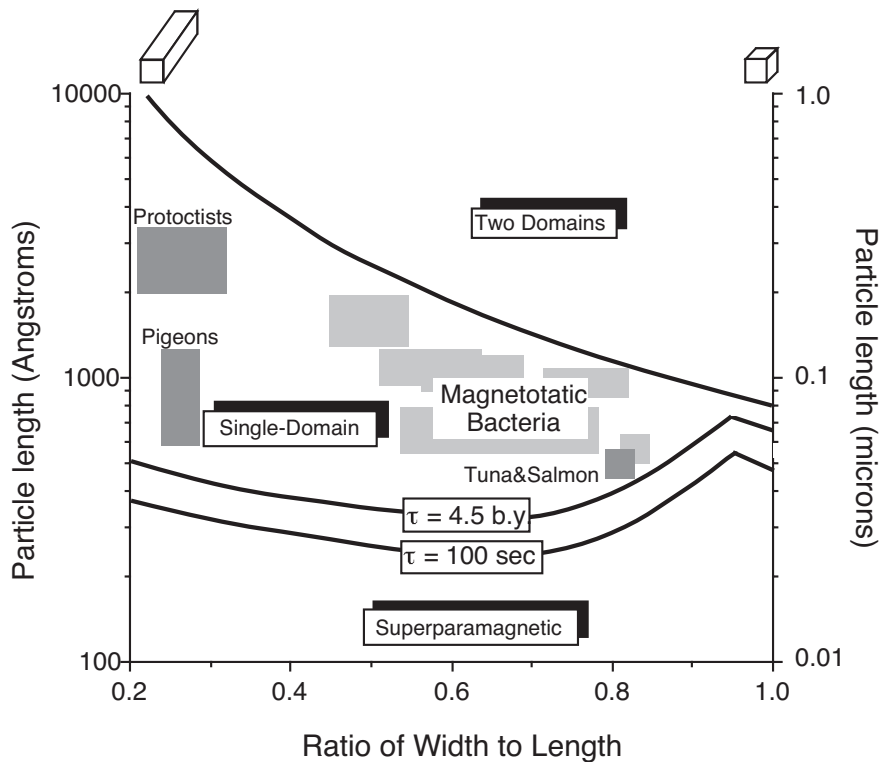


Figure 8.4 Size and shape distribution of biogenic magnetite grains. Distribution of grains in magnetotactic bacteria is shown by lightly stippled fields; distribution of grains in other organisms is shown by darker stippled fields; distribution of two-domain, single-domain, and superparamagnetic fields is from Figure 3.2. Redrawn from Chang and Kirschvink (1989). Reproduced, with permission, from the Annual Reviews of Earth and Planetary Sciences, Vol. 17, copyright 1989 by Annual Reviews Inc.

ネットソームの中に持っている。透過型電子顕微鏡 (TEM) で見ると、磁気戦略細菌 (や様々な種類の他の生物) の中の磁鉄鉱は単磁区 (SD) の大きさや形の範囲にある (図 8.4)。その結果、細菌のマグネトソーム中の個々の SD 磁鉄鉱結晶は最大の磁化強度と安定性を持つことになる。その上、磁鉄鉱結晶は、マグネトソームの中で結晶磁気容易軸の方位が平行な鎖を作り、各々の磁気モーメントが足されることによって、極めて効果的で安定な磁石を形成する。この磁石は磁束線に沿って磁気戦略細菌を下へと導く地磁気センサーとして働き、堆積物の泥質な酸素欠乏帯という好ましい生息帯に、彼らを止める。

TEM 観察で、生物生成磁鉄鉱結晶が火山性や自生の起源を持つ磁鉄鉱と明らかに異なる形態を持っていることが分かる。図 8.5a に一例が示されている。それで、磁鉄鉱結晶の形態を吟味することで、堆積物中の生物生成磁鉄鉱を同定することができて、これらを磁気化石として参照することができる。生物生成磁鉄鉱は古いものは 700Ma の堆積岩からも見出されているし、幅広い堆積環境から見出されているが、石灰質軟泥では特に豊富である。細菌の量と堆積速度の見積もりは、生物生成磁鉄鉱が海洋堆積岩の安定な DRM の主要な割合を担っているらしいことを示している。生物生成磁鉄鉱を含む堆積岩が、すべて、初生 DRM となる安定な古地磁気を持っていることから、生物生成磁鉄鉱の古地磁気学的重要性は、近年とみに強調されてきている。

海洋堆積物

海洋堆積物は古地磁気データの元として豊かなものとなりうる。生層序データは正確な年代を与えるし、分厚い堆積層は長期間の記録を与えるからである。それに加えて、陸上に露出した海洋堆積物の地層 (特

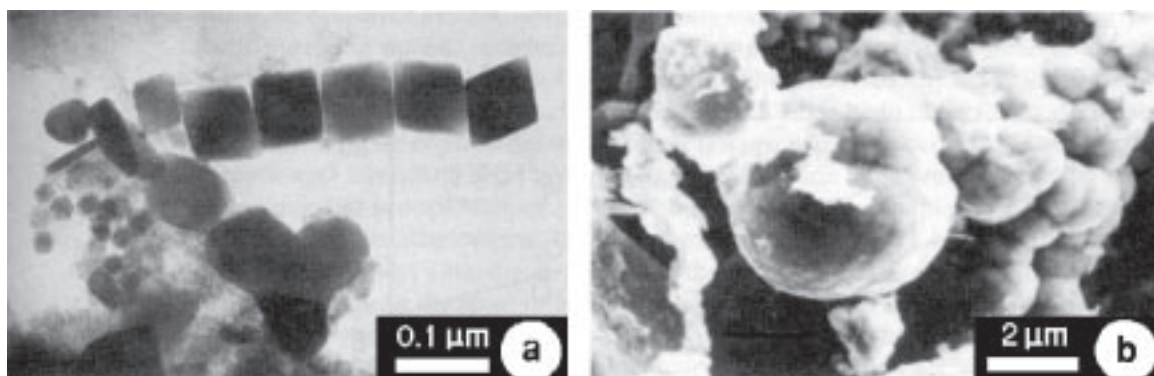


Figure 8.5 (a) Transmission electron micrograph of biogenic magnetite crystals from a deep-sea sediment. Kindly provided by H. Vali. (b) Scanning electron micrograph of botryoidal authigenic magnetite in the Helderberg Group (Devonian) of New York state. Kindly provided by C. McCabe.

に、浅海性炭酸塩岩)も利用できる。残留磁化の強度は弱い(典型的には 10^{-6} から 10^{-8} G、 10^{-3} から 10^{-5} A/m)、近年の磁力計はこれくらい弱い磁化を極めて正確に測定することができる。

深海コアや陸上の海洋堆積物層のなかには良質の古地磁気データを生み出すものもあるが、うまくいかないものもある。堆積性の強磁性鉱物が溶解したり後の続成作用で強磁性鉱物が生成したりすることが、古地磁気測定で有用な情報を得られなくなる基本的な理由である。この節では、海洋堆積物の基本的な地球化学について考える。きちんとした議論については、Henshaw and Merrill (1980) による素晴らしいレビューがあるので、そちらを参照すること。

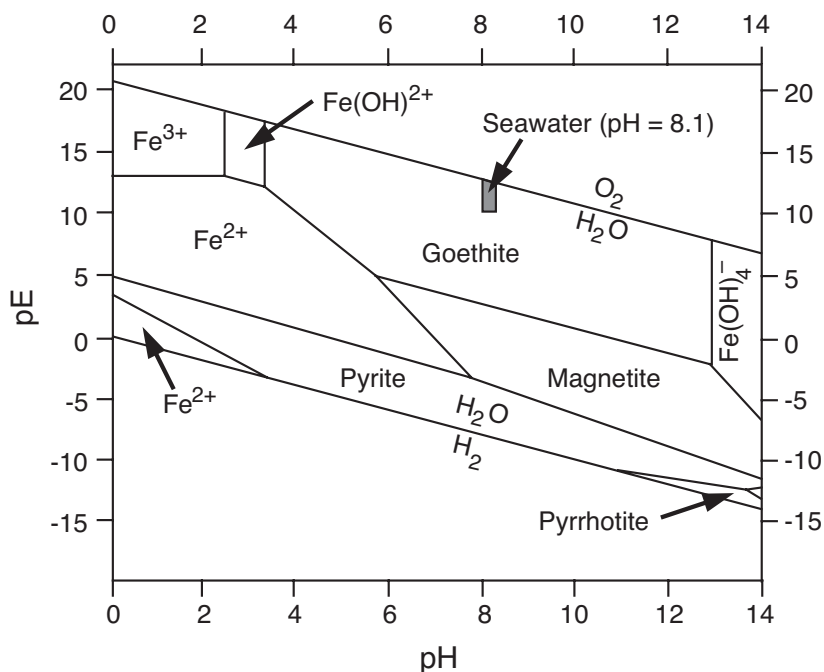


Figure 8.6 Equilibrium diagram of the Fe-S-H₂O system. pH < 7 indicates acidic conditions; pH > 7 indicates basic conditions; pE > 0 indicates oxidizing conditions; pE < 0 indicates reducing conditions; stability fields for precipitation of goethite, magnetite, pyrite, and pyrrhotite are shown; normal seawater conditions are within the stippled region. Redrawn from Henshaw and Merrill (1980) with permission of the American Geophysical Union.

まず考えるべきは、鉄の酸化物と硫化物の海洋堆積物環境中での安定性である。Fe – S – H₂O 系の平衡安定図を図 8.6 に示す。図中の網掛けの四角い領域は普通の海水の状態の範囲である。海水と海洋堆積物の pH は狭い領域 (8.1 < pH < 8.2) に収まっている。しかし、酸化還元状態は、通常の海水の酸化的状態から、有機物に富んだ堆積物の強い還元状態まで大きく変化する。図 8.6 は、普通の条件では、ゲーサイトが鉄酸化物として析出すると予想できることを示している（もし、鉄が溶解限度を超えているなら）。しかしながら、もし、続成時に還元状態だったり中立だったりすれば、自生の黄鉄鉱や磁鉄鉱とかも生成しうる。

亜深海堆積物

亜深海堆積物は少なくとも陸源、火山起源や浅海性の粗粒な成分を 25% は持っている。これらの堆積物は、通常は大陸縁辺部やその続きの深海底に堆積する。堆積速度は典型的には 1m/1000yr である。主要な堆積性の強磁性鉱物は典型的には体積分率で 0.05% 程度ある磁鉄鉱である。磁鉄鉱の粒子サイズは 1 μ m 程度が主流である。この磁鉄鉱は初生 DRM の効率的な記録媒体となる。

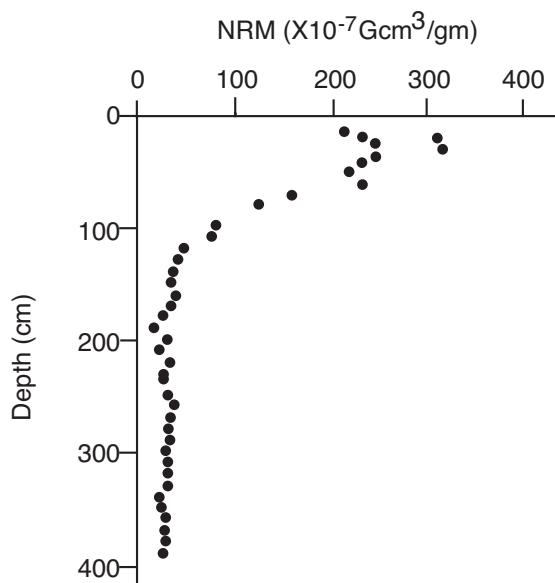


Figure 8.7 NRM intensity versus depth in a core of hemipelagic marine sediment. The core was collected from the lower continental shelf off the coast of Oregon in 1820-m water depth; the sediment is olive green, heavily bioturbated, suboxic hemipelagic mud; the mean sediment accumulation rate was ~120 cm/1000 yr; NRM intensity is after alternating-field demagnetization to peak field of 150 Oe (15 mT). Redrawn from Karlin and Levi (1985), with permission of the American Geophysical Union.

しかしながら、堆積性の強磁性鉱物の続生変質は亜深海堆積物では上部数メートルで起こりうる (Karlin and Levi, 1985)。もし、高い堆積速度が埋設前に有機物の完全な酸化を妨げたなら、上部 1m の酸化的な層がその下の還元的な堆積物の上に乗る、二層構造が発達する。図 8.6 は、この還元的な条件が Fe – S – H₂O 系を黄鉄鉱の安定領域へと進めることを示唆している。実際、有機物に富んだ亜深海軟泥の磁鉄鉱含有量は、上部 1m で、一桁程度減少することが観測されている (図 8.7)。この磁鉄鉱含有量の減少と NRM の減衰は、堆積性磁鉄鉱の減少とそれに伴う黄鉄鉱の析出に起因する。もし、この硫化が堆積性磁鉄鉱を完全に溶解すれば、初生の DRM は破壊される。

幸いなことに、堆積性磁鉄鉱のかなりの部分が膠結作用や石化によって還元反応が減少・停止するまで生き残る。しかし、強い還元環境では、堆積性磁鉄鉱は完全に溶けるか、初期に膠結部に取り込まれたものが残るだけになるかもしれない。硫化物の含有量の多い海洋堆積物は、古地磁気研究の対象としては魅力がない。

深海堆積物

海洋底の半分以上が、主として石灰質・珪藻・放散虫軟泥からなる深海底堆積物に覆われている。緩やかな石化と膠結作用が、有孔虫と円石藻の溶解と再結晶によって進む。深海底堆積物の集積速度は数

mm/1000yr で、垂深海堆積物と比べて一様で酸化的状态である。堆積性の磁鉄鉱とチタン磁鉄鉱は体積比でおよそ 0.01% を占めている。

化石を産する深海底堆積物は一般に信頼おける古地磁気記録媒体である一方、めばしい化石のない深海底堆積物はコアの下部に向かって古地磁気記録の質が次第に低下する傾向がある (Henshaw and Merrill, 1980)。それには、二つの続生プロセスが関わっていると考えられる。

1. ゆっくり進む堆積性磁鉄鉱の低温酸化はしばしばマグヘマイトを生ずる。この過程は、北太平洋に広く分布する深海性赤色粘土でとりわけ重要のようだ。化石を産する深海性堆積物中の有機物が酸化を妨げ、素晴らしい質の古地磁気記録を残すのに寄与しているのかもしれない。
2. 強磁性の鉄マンガン酸化物の自生の析出がゆっくりと獲得される CRM を生じ、初生の DRM を覆い隠すことになる。

古い石灰岩

海洋性石灰岩の岩石磁気と古地磁気の詳細なまとめは Lowrie and Heller (1982) に詳しいので、ここでは、基本的な性質のみを記すこととする。

石灰岩には並外れた忠実度を持つ古地磁気記録を持つものがある一方、有用な古地磁気情報をほとんど持たないものもある。海洋性石灰岩の強磁性鉱物として、磁鉄鉱、ゲーサイト、赤鉄鉱、マグヘマイトがよく見られる。造山運動で全体が化学再帯磁を被った石灰岩は例外だが、粒子の形態や組成は磁鉄鉱が堆積起源であることを示している。ほとんどの石灰岩の初生の古地磁気は堆積性磁鉄鉱が担う pDRM である。

赤鉄鉱は赤やピンクの石灰岩の色素として存在する。詳細な研究によれば、色素赤鉄鉱がゲーサイトからの初期続成生成物として形成されうる。そのような岩石では、赤鉄鉱が担っている CRM は堆積性磁鉄鉱が担っている DRM と本質的には同時代であり得る。しかしながら、もしかなりの量の赤鉄鉱が存在するならば、堆積性磁鉄鉱が担う DRM と赤鉄鉱が担う CRM の相対的な前後関係は、それぞれの場合に応じて確立しないとイケない。

ゲーサイトは石灰岩に広く存在し、磁鉄鉱赤鉄鉱の両方とも共存する。多量のゲーサイトの存在は、古地磁気研究において、通常不吉なものである。ゲーサイトは液から直接析出するし (図 8.6) 黄鉄鉱の変質でもできて、白色から青灰色の石灰岩では極めてありふれたものである。この変質は続成作用ばかりでなく、多孔質の石灰岩の空気中での風化でも起こる。ゲーサイトの磁化はしばしば不安定で、300°C の実験室加熱で脱水して赤鉄鉱となり、熱消磁実験結果の解釈を難しくする主要な原因となる。それで、多量のゲーサイトの存在は、一般に、磁鉄鉱が担う初生 DRM の分離を難しくする。

多くの石灰岩で、450°C から 650°C の実験室加熱で新たな磁鉄鉱が、黄鉄鉱からや赤鉄鉱の還元で、できる。磁鉄鉱はスーパー常磁性粒子サイズで、すぐに厄介な VRM 成分を獲得するし、初生 DRM の分離を難しくする。十分な堆積性磁鉄鉱を持つが黄鉄鉱やゲーサイトを多く持たない石灰岩は、極めて信頼できる古地磁気データを生む。しかしながら、多量の黄鉄鉱やゲーサイトの存在は、どうにもならない困難をもたらす。深海性石灰岩で最も好都合な堆積環境は、少し酸化的で、続成変化を止める早期の膠結作用があって、堆積性磁鉄鉱を保存しゲーサイトの生成を妨げる環境である。

石灰岩の残留磁化が磁鉄鉱によって担われている実験的証拠のあることは必要であるが、それは磁化が初生 DRM であるとの十分条件ではない。以下に議論するように、二次的な自生の磁鉄鉱が古生代の石灰岩から見出されている。特に、複雑な地球化学的・構造変動的な歴史を被ってきた古い石灰岩では、古地磁気安定性の野外テストが必須である。

磁気異方性

磁化 (誘導磁化でも残留磁化でも) の強度がかけた磁場の方位に依存することを、磁気異方性を持つと言う。異方性を持つ岩石では、磁化の方位がかけた磁場の方位からずれることがある。磁気異方性には二種類ある:

1. 帯磁率異方性 (*AMS: anisotropy of magnetic susceptibility*): 帯磁率が方位の関数になっている。
2. 残留磁化異方性: 獲得された残留磁化が磁化獲得時の磁場の方位からずれる。残留磁化異方性は明らかに古地磁気記録の精度に影響する。

帯磁率異方性の研究には様々な応用がある (Hrouda, 1982; MacDonald and Ellwood, 1987)。5% を越える AMS は、ほとんどの場合、肉眼観察で明白な組織を持っている岩石でのみ見られ、10% を越える値のものはまれである。しかし、数 % の AMS でも簡単に測定できる。AMS は、例えば薄片の光学的観察による鉱物の整列測定よりも、簡単に素早く測定できるので、岩石組織の発達を調査するのに使われてきた。

帯磁率異方性は、通常、三つのお互いに直行する方位の磁気異方性の値を比較することで表される: K_1 = 最大帯磁率; K_2 = 中間帯磁率; K_3 = 最小帯磁率。これらの値は磁気帯磁率楕円体を記載する。もし、 $K_1 = K_2 = K_3$ ならば、楕円体は球である; もし、 $K_1 = K_2$ だが $K_2 > K_3$ なら、楕円体は扁平型 (鏡餅型) である; もし、 $K_1 > K_2$ で $K_2 = K_3$ なら、楕円体は長型 (葉巻形) である。帯磁率楕円体は、通常は、針状または板状の粒子、通常は強磁性粒子、の統計的整列を表していると解釈される。例えば、片理の発達した岩石中の細長い磁鉄鉱粒子は片理面の方に長軸が揃っているだろう。結果生じる帯磁率楕円体は K_3 が片理に直行する扁平型になる。逆に、強い線構造を持つ岩石は K_1 が線構造に平行な帯磁率楕円体を持つであろう。

AMS の応用は堆積学・火成過程・構造地質学で用いられてきた。堆積岩は、通常は、 K_3 が層面に垂直な弱い扁平型の帯磁率楕円体を示す。堆積岩の AMS は古流向の決定に用いられる (Ellwood, 1980; Flood et al., 1985)。AMS は溶岩の流れの解析にも有用であると示されている。扁平型の帯磁率楕円体は流動組織を持つ火山岩でしばしば観察される; 溶岩流の表面に垂直に K_3 が来ることが見出されている。長型の帯磁率楕円体が K_1 が溶岩流の流れと平行になることもある。実際、AMS 分析は火山岩、特に、イグニプライトや溶結凝灰岩、の給源の特定に用いることができる。離れた場所での採集された試料の K_1 軸の方位から三角法で給源を推測する (Ellwood, 1982; Knight et al., 1986)。

構造地質学への応用では、AMS は歪みのパターンを調べるのに用いられてきた。すごく単純化して言うと、細長い強磁性粒子は岩石が変形する際に受動的に回転する。例えば、剪断帯では AMS のパターンは、かかった歪みを判読するのに用いることができるかもしれない。マイロナイト帯への適用について、Goldstein and Brown (1988) や Ruf et al. (1988) が報告している。AMS から歪みを直接推定するには、歪みと AMS の定量的な関係が必要である。Kligfield et al. (1983) はアルプスの海成の二畳紀赤色堆積物を用いてそのような関係を開発した。

大きな AMS を持つ岩石は、残留磁化獲得に対しても異方的で、その結果、古地磁気記録も正確でないと思われる。AMS 研究で興味のある岩石の多くは、明白な岩石組織を持っていて、それは、古地磁気研究に適切でないことを示している。しかし、どれほどの AMS なら許されるのだろうか。一般的に言って、5% を超える AMS の岩石からの古地磁気データは特に注意して見ないといけない。しかしながら、磁鉄鉱を生ずる岩石の場合、AMS は多磁区粒子に支配されていて、一方、古地磁気記録は単磁区と擬単磁区が担っている。それで、AMS は残留磁化異方性と強い関連を持っていないかもしれない (Stephenson et al., 1986)。

初生 NRM 形成の条件は間接的に推測されるし再現が難しいので、残留磁化異方性は間接的にしか調べることができない。流理組織の発達した火山岩には、TRM が冷却時の磁場方位から有意に異なっているものがある。しかし、そのような場合は稀で、圧倒的多数の火山岩や赤色堆積物においては有意な残留磁化異方

性はなさそうであると分かっている。

近年最も興味を持たれているのが堆積岩、特に伏角誤差の懸念される堆積岩である。興味深い結果が、実験室で付加しやすい残留磁化を用いた実験から得られている。非履歴残留磁化 (ARM) は交流磁場を小さな直流磁場に重ねて着ける (例えば、図 5.1a)。ARM を担う強磁性粒子は、ARM をつけるのに用いた交流磁場の最大振幅までの微視的抗磁力を持つ粒子である。他の残留磁化の形態と同様に、SD と PSD の粒子は MD 粒子より効率的に ARM を担う。それで、岩石の異なる方位に ARM を付加することで、重要な残留磁化の担体、つまり SD と PSD の粒子、の組織の検討ができる。

ARM 異方性の観測 (試料の方向に応じて着いた ARM が強かったり弱かったりする) は NRM の獲得においての異方性の可能性を示している。これは、岩石が正確な古地磁気の記録媒体でないかもしれないという警告となる。AMS がある程度の強磁性鉱物が含まれていないと測れないのに対して、ARM は磁化の弱い岩石 (例えば石灰岩) でも測ることができる (McCabe et al., 1985; Jackson et al., 1988)。堆積岩の伏角誤差の可能性を判別するために用いることができるのには、重要な意義がある。

化学再帯磁

ここまで、二次 CRM 成分は海洋堆積物の磁化の節でのみ議論した。しかしながら、様々な岩石が化学再帯磁の影響を被り、初生 NRM が消去され二次 CRM に置き換えられている。この節では、再帯磁の例を幾つか紹介する。ここで出てくるのは、まさしく、「良いニュース・悪いニュース」状況である。悪いニュースは、再帯磁した岩石は初生 NRM を保持していないし、そのような岩石は多くの古地磁気研究の利用に耐えない、ということである。良いニュースは、再帯磁の時期と過程は造山運動と地球化学過程に重要な洞察を与える、ということである。

風化も初生の強磁性鉱物に影響を与え、その結果、新しい強磁性鉱物とそれに伴う CRM 成分が生ずる。地表の条件は圧倒的に酸化的で、初生強磁性鉱物 (磁鉄鉱のような) を酸化度の高い鉱物 (ゲーサイトののような) に変えるのが普通である。最近の風化による CRM 獲得というのが通常の懸念ではあるが、過去の風化による CRM 成分が問題となる場合もある。過去の風化による古い岩石の再帯磁の明らかなケースが Schmidt and Embleton (1976) で報告されている。

漸新世後期から中新世前期にかけての西オーストラリアの広域ラテライト化は古生代後期から中生代の地層の化学再帯磁をもたらした。ヘマタイトを生じるラテライト化と CRM 獲得は、正逆両極性の CRM が見られることから、少なくとも一つの地磁気極性期を越える時間にわたって進んだと分かっている。化学再帯磁の方位から得られた古地磁気極は、オーストラリアの 20 から 25Ma の極に合致する。西オーストラリアの化学再帯磁のこの推定年代は、古気候学、地球年代学からの独立なデータが漸新世後期から中新世前期の北部から西部オーストラリアの準平原化とラテライト化の期間があったことを示していることから支持される。

最も詳細に研究されている再帯磁は、北米東部アパラチア地域の前期から中期古生代の岩石のものである。この再帯磁は後期石炭紀と二畳紀に生じて、幅広い種類の岩石に影響を与えた。これは、明らかに後期古生代のアレガニー造山運動に関係している。優れたレビュー論文が McCabe and Elmore (1989) によって書かれている。

Creer (1968) は、北米の古生代前期の古地磁気極には古生代後期の岩石の極と似たものが多いことを見出した。彼は、古生代前期の地層が、古生代後期に北米大陸が赤道域に位置したことによる、長期の化学再帯磁を被ったと示唆した (第 10 章参照)。古地磁気データが集まり、消磁法やその解析が洗練されるにつれて、多成分の NRM がアパラチア地域の古生代前期の地層から報告されるようになった。例えば、Van der Voo and French (1977) はオールドビス系 Juanita 層で 2 成分の NRM を見出した。最も安定な成分は褶曲テストに合格した。しかし、安定度の低い成分は褶曲テストに不合格で、傾動補正前の方位は古生代後期のものではなかった。Van der Voo and French (1977) は NRM の古生代後期の成分は地表の風化にさらされた

結果ではなく、アレガニー造山運動に関連した熱的・化学的影響による再帯磁の結果であると主張した。

これに続く研究で、この再帯磁の広い分布が立証された。Irving and Strong (1984, 1985) は西ニューファンドランド島の赤色堆積岩から NRM の褶曲以前と褶曲以降の成分を見出した。この観測は、アパラチア山脈のテレーンのテクトニックな動きについての理解を大きく変えるとともに、再帯磁には褶曲時に獲得されるものも多いこと (Chapter 5, Figure 5.13)、それがアレガニー造山運動の原因と関連していることを明らかにした。

アパラチアの石灰岩の再帯磁が詳しく解析される前には、酸化反応のみが再帯磁をもたらすと広く信じられていた。しかし、アパラチアの石灰岩古生代後期の再帯磁は自生の磁鉄鉱によって担われている (Scotese et al., 1982; McCabe et al., 1983)。磁鉄鉱は再帯磁した石灰岩から分離されて、(1) 火山岩や地球外起源の磁鉄鉱で広く見られる Ti や他の Fe と置換する陽イオンの欠如、(2) その場での析出を示す空洞やブドウ状の形状、から自生だと特定された。独立な証拠は、析出が低温 (<200°C) で起こったと示している。最近の観察によれば、磁鉄鉱結晶は黄鉄鉱の芯を持っていて、それは、自生の磁鉄鉱が以前に存在した黄鉄鉱の変質生成物であることを示している。

この再帯磁の地球化学は複雑である; 赤色堆積物の再帯磁は赤鉄鉱が担っている一方、ほとんどの炭酸塩岩では再帯磁は磁鉄鉱が担っている。その上、すべての研究者が、再帯磁が CRM をもたらした化学反応の結果であると、合意しているわけでは必ずしもない。Kent (1985) は埋没による熱粘性効果が重要だと結論づけた (第3章の TVRM を覚えてますか?)。Van der Pluijm (1987) と Kodama (1988) も、褶曲中の歪効果が NRM の変質に重要な役割を果たした地層もあると、主張している。

化学再帯磁を生ずる上で流体の役割もまた興味深い。側方への"造山流体"の移動が、スラストシートの動きに伴って、安定陸塊の方向への動きとなるのはありそうだと (McCabe et al., 1983; Oliver, 1986)。うまい状況では、再帯磁の方位は流体の移動と造山運動の時期を決めるのに使うことができる。流体は炭化水素を含んでいるので、この可能性は経済的にも興味のあるところである。自生の磁鉄鉱は再帯磁した北米大陸中央域の古生界炭酸塩岩中の瀝青からも見出される (McCabe et al., 1987)。炭化水素の移動に伴った自生磁鉄鉱による白亜紀の再帯磁の証拠はロッキー山脈地域で見られる (Benthien and Elmore, 1987)。自生磁鉄鉱に担われた再帯磁の炭化水素移動の年代決定への利用の可能性は、研究の進んでいるところである。

化学残留磁化のこの議論から幾つかの知見が得られる。

1. 詳細な消磁の解析が、複雑な歴史をたどってきた古い岩石にしばしば見られる多成分磁化の NRM を分解するのに必須である。
2. 古地磁気安定性の野外テストはこれらの NRM 成分の年代を得るのに決定的な情報をもたらすことができる。
3. 造山運動の地球化学と熱の効果は様々な仕組みで再帯磁をもたらす。
4. 再帯磁過程の岩石磁気学的・古地磁気学的分析は古地磁気技術の新たな応用をもたらす。

二次 CRM の発見を意図した古地磁気研究はまれである。しかし、化学再帯磁の方位は、造山運動の流体の動きや炭化水素の移動のような地球化学イベントの年代を決定できる可能性を持った、重要な観測となりうる。McCabe and Elmore (1989) が述べているように「古地磁気研究は、堆積盆中の流体移動の駆動における造山運動の役割を見積もり、流体の性質や移動の年代を制約する上で、重要であることに間違いはない」

赤色岩論争

赤色堆積物の自然残留磁化強度は一般に 10^5G (10^2A/m) 程度である。この強度なら、古地磁気学発展の初期に用いられた機器でも測定可能だし、赤色堆積物はほとんどの大陸の地層で豊富にあったので、沢山の古地磁気研究が赤色堆積物を用いて行われた。しかしながら、赤色堆積物の磁化獲得についての解釈には研究者の間で大きな隔たりがある。それで“赤色岩論争”が勃発した。

両極端の見解をまとめると以下ようになる:

1. 赤色堆積岩中の NRM の高安定成分 (ChRM) は堆積性の鏡鉄鉱 (綺麗な単結晶の赤鉄鉱) により担われていて、DRM 過程で磁化した (Elston and Purucker, 1979; Steiner, 1983)。この ChRM は堆積とほぼ同時で、古地球磁場の高忠実度記録をもたらす。そして、古地磁気永年変化 (Baag and Helsley, 1974) や地磁気逆転途中の記録としても利用可能である (Herrero-Bervera and Helsley, 1983; Shive et al., 1984)。
2. 多成分の CRM は、長期にわたる赤色堆積物堆積後、最長 10m.y. に渡る化学的過程で獲得される (Roy and Park, 1972; Larson and Walker, 1975; Turner, 1980; Walker et al., 1981; Larson et al., 1982)。通常の磁気層序も古地磁気永年変化や地磁気逆転途中の記録も赤色堆積物からは復元できない。

基本的な問題は以下のように述べるができる: "赤色堆積物の ChRM は堆積とほぼ同時の DRM か、それとも、堆積後最大 10m.y. にも及ぶ長い期間に起こった化学変化で獲得された CRM なのか?" 答えはいずれもが決定的で権威ある "Yes!" である。当然のことながら、もし状況が単純なら論争などない。以下の議論は赤色岩論争に答えを与えるものではない、しかし、基本的な証拠と論点を説明するものである。論争のそれぞれの局面で、議論は一般に受け入れられている背景の情報から、より異論の多い解釈へと進んでいく。

赤色堆積物において、主要な (通常は唯一の) 強磁性鉱物は赤鉄鉱で、二つの一般的な分類が生ずる。

1. 通常は 1mm より大きく、反射光観察で反射異方性を持つ銀色の不透明結晶。この形のもを specular hematite 鏡赤鉄鉱、又は specularite 鏡鉄鉱と呼ぶ (図 8.8a, 8.8b, 8.8c)。
2. 細粒 (<1mm) の顔料赤鉄鉱、光を透過し、堆積岩が赤色を呈するのに大きく寄与している。

顔料赤鉄鉱はしばしば堆積性粒子を接合していて、堆積後の化学過程の形成であることは明らかである。二つの反応が、おそらく、顔料赤鉄鉱の大半の形成の原因となっている: (1) 積もった直後の堆積物と土壤層中の鉄オキシ水酸化物の脱水素化 (2) 鉄を生ずるケイ酸塩の変質。組織の相互関係で顔料を生じる反応の順序が分かることがある。しかしながら、これらの反応の速度は十分にはわからず、顔料形成に必要な期間を特定できない。

多くの顔料結晶で粒子サイズが小さいので、顔料粒子の多くでは磁化は地質時代を考えれば不安定で、粘性磁化を獲得しやすい。通常は、この VRM は化学消磁や熱消磁で消すことができる。顔料赤鉄鉱は地球磁場中での析出と粒子成長の間に CRM も獲得し得る。しかし、この CRM の解釈は難しく、形成年代の決定も難しい。いくつかの実験では、顔料赤鉄鉱が担う CRM は長期の (おそらく堆積後何百万年にも及ぶ) 化学的析出の間に獲得された複数の成分からなることが示されている (Roy and Park, 1972)。必ずそうであるとは決して言えないが、ChRM は顔料赤鉄鉱ではなく、鏡赤鉄鉱が担っているとする研究もある (Collinson, 1974; Tauxe et al., 1980)。それで、ほとんどの赤色堆積物について、ChRM 獲得の時期の問題は鏡赤鉄鉱の形成の時期の問題なのである。

大問題なのは、赤色堆積物中の鏡赤鉄鉱が碎屑性の鏡赤鉄鉱として堆積して DRM を獲得しているのか、はたまた、磁鉄鉱や鉄を含む鉱物が堆積後の酸化で生成されて、従って、堆積からずっと時間が経ってから獲得されたものなのかということである。この問題に取り組むのがいかに難しいかを理解するためには、一般の鏡赤鉄鉱の様々な起源について考えないといけない。

赤色堆積物中の鏡赤鉄鉱には以下のようなものがある:

1. 火成/変成の鏡赤鉄鉱。第2章で議論したように、赤鉄鉱は火成過程でも生ずる。高温でのエクソリュージョンによる赤鉄鉱とイルメナイトの連晶を持った粒子は赤色堆積物で時々見られる。そのような粒子はしばしば "虎縞" 組織を示す (図 8.8a)。そのような連晶粒子は高温過程の結果であって、

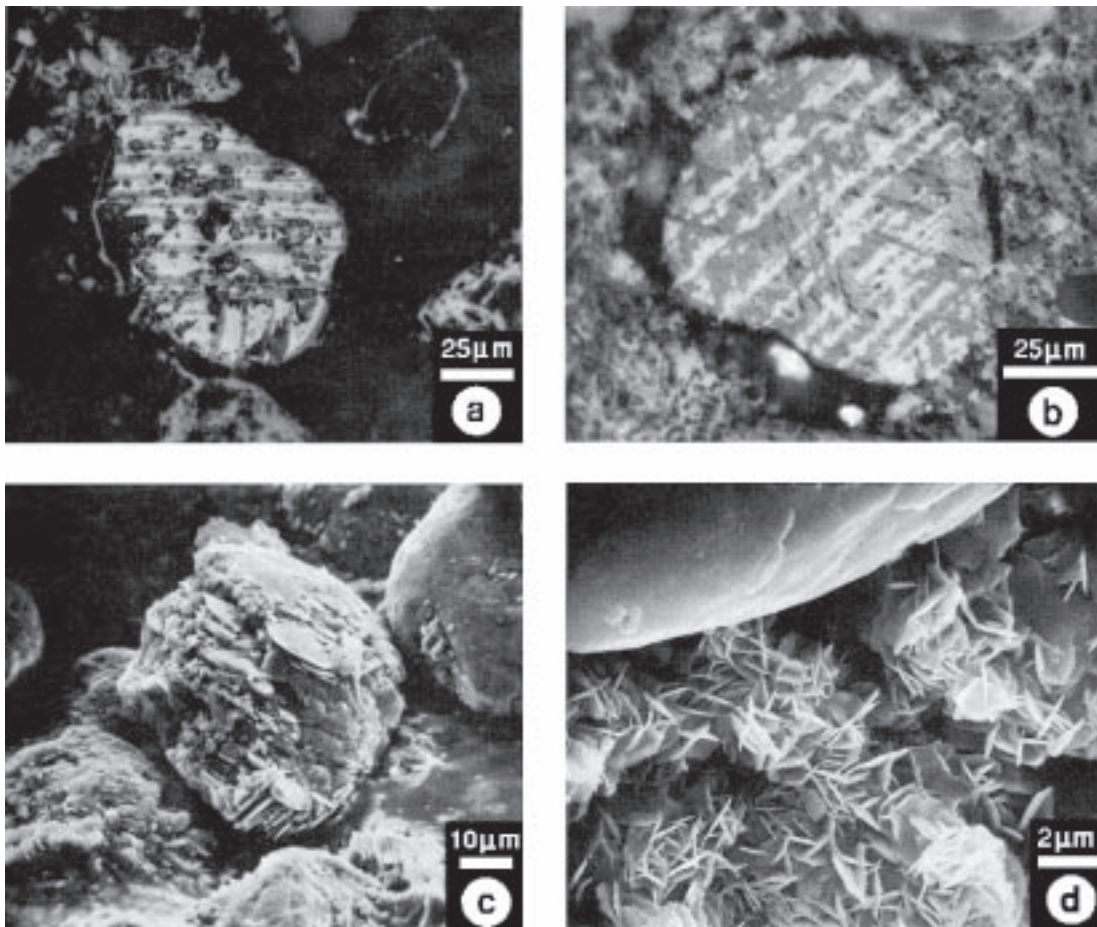


Figure 8.8 Optical and SEM photomicrographs of hematite and associated minerals in red sediments. (a) Detrital grain exhibiting “tiger-striped” ilmenite-hematite intergrowth; darker ilmenite layers alternate with lighter layers of hematite. (b) Polycrystalline martite grain showing crystalline units intersecting along octahedral planes inherited from replacement of parent magnetite; the entire grain is hematite; differing shades of gray result from different crystallographic directions for different portions of the grain; (c) SEM photomicrograph of martite grain with overgrowths of authigenic specular hematite. (d) SEM photomicrograph of interlocking hematite crystals within a sand-size void. All samples are from the Wupatki Member of the Moenkopi Formation. Photomicrographs kindly provided by T. Walker.

火成岩の原岩から浸食されて、鏡赤鉄鉱として堆積したものである。

2. マータイト。鏡赤鉄鉱粒子は、しばしば、先行して存在した磁鉄鉱の酸化で生じたことを明白に示す。元の磁鉄鉱の仮晶が見られ、元のチタン磁鉄鉱粒子の高温酸化でできた細長いイルメナイトを粒子中に含んでいる (図 8.8b)。周辺部の鏡赤鉄鉱と中央部のマグネタイトの複合粒子も見られる。磁鉄鉱の酸化による形成の明白な証拠を持つ鏡赤鉄鉱の粒子はマータイトと呼ばれる。しかし、マータイト粒子が観察されたからと言って、その粒子がマータイトとして堆積した証拠であるとは必ずしも言えない; 堆積した磁鉄鉱粒子の堆積後のその場での酸化でもマータイト化は起こる。時々、マータイト粒子の表面にきめ細かい鏡赤鉄鉱が成長したものがある (図 8.8c)。少なくとも、その成長した部分は堆積後の自生作用によるものに間違いない。しかしながら、ほとんどのマータイト粒子の酸化の時期は岩石観察から決定することはできない。
3. 鉄を含む珪酸塩鉱物中の鏡赤鉄鉱。鉄を含む珪酸塩鉱物は、しばしば、その劈開面沿いの鏡赤鉄鉱結晶を生ずる。鉱物組織の観察で酸化反応の順序が分かることもしばしばある (Walker et al., 1981)。

4. 起源の分からない鏡赤鉄鉱。鏡赤鉄鉱粒子の多くは起源の情報となるような特徴的な組織を欠いている。

鏡赤鉄鉱粒子の起源を決定するのが難しいということであれば、全く異なった解釈が存在するのも驚くに当たらない。現世の堆積物では、鏡赤鉄鉱が主要な強磁性鉱物であることはほとんどなく、通常は磁鉄鉱が優勢である (Van Houten, 1968)。この観察は、ほとんどの鏡赤鉄鉱が、堆積後に磁鉄鉱が酸化した結果形成されたものと主張する、根拠となってきた。しかしながら、現在でも流域によっては碎屑性の鏡鉄鉱が堆積し、確かにかなりの DRM を保持している (Tauxe and Kent, 1984)。その上、この DRM ではかなり大きな伏角誤差が観察されていて、それはおそらく磁気モーメントと重力トルクの比率が小さい結果だろう。過去の赤色堆積物の古地磁気研究には、鏡赤鉄鉱が濃集している重鉱物の多い層で磁化の伏角が系統的に浅くなっていると思われるものがある (Elston and Purucker, 1979; Steiner, 1983)。それで、大半の鏡鉄鉱が堆積後の生成と支持する証拠もある一方、おそらく堆積性の鏡鉄鉱で DRM や pDRM が獲得された可能性を支持する証拠もある。

赤色堆積物の NRM 獲得の様式と時期を示すには堆積構造を用いた野外テストが一番良い証拠となる (第5章)。一連の赤色堆積物の地層の堆積の間に、それ以前に堆積した層の偽礫が層内礫層として存在することがままある。これらの偽礫で礫岩テストをすることができる。もし、たくさん採った偽礫の ChRM 方位がバラバラであれば、磁化は層が偽礫に干切れる前に獲得されたものに違いない。このテストは北米西部の中生代赤色層に適用され、可否双方の結果となった。礫層には礫岩テストに通るものも通らないものもあった (Purucker et al., 1980; Liebes and Shive, 1982; Larson and Walker, 1982)。

荷重痕やスランプ褶曲のような未固結堆積物の変形構造も研究されてきた。ロッキー山脈やコロラド高原にある中生代のモエンコピ層やチャグウォータ層で、ほとんどの荷重痕や小規模のスランプ褶曲 (振幅 <1m) の磁化は褶曲テストに合格しない。一方、大振幅褶曲を用いると褶曲テストに合格する (Liebes and Shive, 1982)。この観測は、これらの中生代赤色堆積物層の ChRM が堆積時から約 1m の堆積物に埋積されるまでに形成されたことを示している。結論は ChRM は主として堆積後数百年以内の CRM だということである。

ChRM 方位のサイト内・サイト間分散の検討もその磁化の獲得にかかった時間についての情報を与える。 10^5 yr を越える時間で獲得された磁化は、サイト平均 ChRM の角分散が永年変化で期待される値よりずっと小さくなる。しかしながら、もし、異なる層位のサイト平均 ChRM の方位の分散がそれぞれの層内の分散より大きかったなら、おそらく、地磁気永年変化を捉えた方位分散が記録されているのであろう。詳しい検討はあまり多くないが、数箇所の赤色堆積物のサイト間分散は ChRM が $10^2 \sim 10^3$ yr 以内に獲得されたことを示している (Ekstrand and Butler, 1989)。Herrero-Bervera and Helsley (1983) や Shive et al. (1984) はチャグウォータ層内での極性反転 (1m の層厚の堆積層でその間に地球磁場の極性が変わっている) を検討した。彼らは、1km に渡る複数の断面で ChRM の方位変化が細かいところまで一貫していることを見出し、これらの地球磁場の速い方位変化の観測が一貫した結果を与えるからには、ChRM が堆積時から 10^2 yr 以内に獲得されたと主張した。

というわけで、現状で、赤色堆積物には複数成分の混合でない綺麗な ChRM を持つものもある、とは言える。現在得られている証拠全体としては、これらの赤色堆積物は、堆積から 10^2 yr 以内に獲得された、おそらく CRM 起源の、ChRM を獲得していると、示唆している。しかしながら、他のもっと複雑な磁化を持った赤色堆積物は堆積のずっと後に (正確にどれくらい後かのしっかりした制約はないものの) 獲得された磁化の成分があることを示している。

図 8.9 は赤色堆積物の磁化過程を図式化したものである。縦軸の時間スケールは、異なる磁化過程が働く期間についての、とりあえずの“最良推定”である。それらは二つの基本的な部類に分けられる:

1. 堆積残留磁化。堆積時や後堆積時の DRM は、もし鏡赤鉄鉱のかなりの部分が堆積性であれば、形成されうる。鉱物学的に成熟した堆積物は、近くの火成岩岩体の侵食物が起源の第一世代の (鉱物学

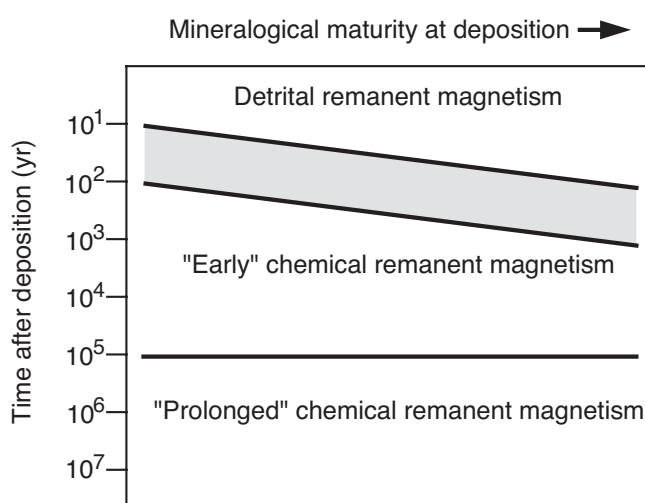


Figure 8.9 Mechanisms of magnetization in red sediments. Mineralogical maturity relates to the oxidation state of the deposited sediment; highly oxidized sediments have higher mineralogical maturity; demarcations between fields of different magnetization mechanisms are highly schematic. Adapted from Turner (1980).

的に未成熟) 堆積岩に比べて、堆積性の鏡赤鉄鉱を含んでいる可能性が高い。現在でも議論があるが、DRM が赤色堆積物の ChRM の主要な起源であるとの見方は少数派である。

2. 化学残留磁化。CRM が、堆積性磁鉄鉱のマータイト化、鉄を含む珪酸塩鉱物から生ずる鏡赤鉄鉱の生成、顔料赤鉄鉱の自生で獲得される。CRM 領域を二つの領域に分けることができるかもしれない: (a) “初期”化学残留磁化。堆積から 10^2 から 10^5 yr の間に形成される CRM。 (b) “長期”化学残留磁化。それより長期間に渡って形成される CRM。この分類は古地磁気学的に便利だ。なぜなら、初期 CRM を磁場逆転層序研究に適用するには、特徴 NRM 獲得が堆積から 10^5 年以内であることが重要であるからである。しかしながら、 10^7 年以上の長期にわたって形成された CRM も、古地磁気極を決定するには、おそらく使えるだろう。

赤色堆積物の磁化過程には不確実なことが多い一方、確かに働いている要素も数多くある:

1. 堆積時の鉱物学的成熟度。低酸化状態の鉱物が多い未成熟な堆積物は急激に酸化して CRM の大半を急速に獲得するだろう。成熟度の高い堆積物は後堆積化学反応にもっと時間がかかるであろう。鉱物学的に未成熟な堆積物の素早い CRM 獲得という傾向は、図 8.9 の DRM と “初期”CRM の領域境界の傾きとして模式的に表されている。
2. 堆積物の粒子サイズ。より細かい堆積物には体積表面積比の大きな粒子があって、荒い堆積物より速く化学変化が進む。粘土化や膠結作用は堆積物が細粒の方が速く進む。それで、細粒で膠結した赤色堆積物は粗粒の堆積物より速く CRM を獲得するだろう。
3. 堆積環境と古気候。非常に酸化的な堆積環境は素早い酸化を促し、CRM の早期の形成をもたらすであろう。温暖湿潤な条件では乾燥した条件より素早くしかも継続的な CRM 形成をもたらす。

この赤色堆積物の磁化についての議論で最終的に言えることは、過程は本当に複雑で、未だに異論が多いということである。赤色堆積物から得られた古地磁気データは、事例ごとに評価しなければならない。最良の残留磁化獲得時期の証拠は、古地磁気安定性の野外テストによるものである。複雑でない安定な ChRM を持った赤色堆積物は、堆積後 10^3 年以内に進んだ CRM 過程で獲得されたものであるというのが、一致した見方である。これらの赤色堆積物からの古地磁気データは磁気極性層序や古地磁気極決定に有用だ。複雑な多成分 NRM を持った赤色堆積物の磁化成分の獲得時期は、なかなか特定できない; そのような結果は注意深く解釈しないとイケない。

参考文献

- [1] G. L. Anson and K. P. Kodama, Compaction-induced shallowing of the post-depositional remanent magnetization in a synthetic sediment, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 88, 673–692, 1987.
- [2] P. Arason and S. Levi, Compaction and inclination shallowing in deep sea sediments from the Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 4501–4510, 1990a.
- [3] P. Arason and S. Levi, Models of inclination shallowing during sediment compaction, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 4481–4499, 1990b.
- [4] C. Baag and C. E. Helsley, Evidence for penecontemporaneous magnetization of the Moenkopi Formation, *J. Geophys. Res.*, v. 79, 3308–3320, 1974.
- [5] C. E. Barton and M. W. McElhinny, Detrital remanent magnetization in five slowly redeposited long cores of sediment, *J. Geophys. Res.*, v. 6, 229–232, 1979.
- [6] R. H. Benthien and R. D. Elmore, Origin of magnetization in the Phosphoria Formation at Sheep Mountain, Wyoming: A possible relationship with hydrocarbons, *J. Geophys. Res. Lett.*, v. 14, 323–326, 1987.
- [7] R. A. Blow and N. Hamilton, Effect of compaction on the acquisition of a detrital remanent magnetization in fine grained sediments, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 52, 13–23, 1978.
- [8] R. F. Butler and L. H. Taylor, A middle Paleocene paleomagnetic pole from the Nacimiento Formation, San Juan Basin, *New Mexico, Geology*, v. 6, 495–498, 1978.
- [9] M. A. Celaya and B. M. Clement, Inclination shallowing in deep sea sediments from the North Atlantic, *J. Geophys. Res. Lett.*, v. 15, 52–55, 1988.
- [10] S. R. Chang and J. L. Kirschvink, Magnetofossils, the magnetization of sediments, and the evolution of magnetite biomineralization, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, v. 17, 169–195, 1989.
- [11] R. S. Coe, S. Grommé, and E. A. Mankinen, Geomagnetic paleointensities from radiocarbon-dated lava flows on Hawaii and the question of the Pacific nondipole low, *J. Geophys. Res.*, v. 83, 1740–1756, 1978.
- [12] R. S. Coe, B. R. Globberman, P. W. Plumley, and G. A. Thrupp, Paleomagnetic results from Alaska and their tectonic implications, In: *Tectonostratigraphic Terranes of the Circum-Pacific Region*, ed. D. G. Howell, Amer. Assoc. Petrol. Geol., Circum-Pacific Council for Energy and Mineral Resources Series, v. 1, 85–108, 1985.
- [13] D. W. Collinson, The role of pigment and specularite in the remanent magnetism of red sandstones, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 38, 253–264, 1974.
- [14] K. M. Creer, Paleozoic palaeomagnetism, *Nature*, v. 219, 246–250, 1968.
- [15] K. M. Creer, P. Tucholka, and C. E. Barton, ed., *Geomagnetism of Baked Clays and Recent Sediments*, Elsevier, Amsterdam, 324 pp., 1983.
- [16] G. A. Deamer and K. P. Kodama, Compaction-induced inclination shallowing in synthetic and natural clay-rich sediments, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 4511–4529, 1990.
- [17] J. F. Diehl, M. E. Beck, Jr., S. Beske-Diehl, D. Jacobson, and B. C. Hearn, Paleomagnetism of

- the Late Cretaceous-Early Tertiary North-Central Montana Alkalic Province, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 10,593–10,609, 1983.
- [18] E. J. Ekstrand and R. F. Butler, Paleomagnetism of the Moenave Formation: Implications for the Mesozoic North American apparent polar wander path, *Geology*, v. 17, 245–248, 1989.
- [19] B. B. Ellwood, Application of anisotropy of magnetic susceptibility method as an indicator of bottom-water flow direction, *Mar. Geol.*, v. 34, M83–M90, 1980.
- [20] B. B. Ellwood, Estimates of flow direction for calc-alkaline welded tuffs and paleomagnetic data reliability from anisotropy of magnetic susceptibility measurements; central San Juan Mountains, Southwest Colorado, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 59, 303–314, 1982.
- [21] D. P. Elston and M. E. Purucker, Detrital magnetization in red beds of the Moenkopi Formation (Triassic), Gray Mountain, Arizona, *J. Geophys. Res.*, v. 84, 1653–1665, 1979.
- [22] R. D. Flood, D. V. Kent, A. N. Shor, and F. R. Hall, The magnetic fabric of surficial deep-sea sediments in the HEBBLE area (Nova Scotian continental rise), *Mar. Geol.*, v. 66, 149–167, 1985.
- [23] A. G. Goldstein and L. L. Brown, Magnetic susceptibility anisotropy of mylonites from the Brevard zone, North Carolina, U.S.A., *Phys. Earth Planet. Int.*, v. 51, 290–300, 1988.
- [24] R. G. Gordon, Test for bias in paleomagnetically determined paleolatitudes from Pacific Plate Deep Sea Drilling Project sediments, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 8397–8404, 1990.
- [25] D. H. Griffiths, R. F. King, A. I. Rees, and A. E. Wright, Remanent magnetism of some recent varved sediments, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A.*, v. 256, 359–383, 1960.
- [26] P. C. Henshaw, Jr., and R. T. Merrill, Magnetic and chemical changes in marine sediments, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 18, 1980.
- [27] E. Herrero-Bervera and C. E. Helsley, Paleomagnetism of a polarity transition in the Lower(?) Triassic Chugwater Formation, Wyoming, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 3506–3522, 1983.
- [28] F. Hrouda, Magnetic anisotropy of rocks and its application in geology and geophysics, *Geophys. Surv.*, v. 5, 37–82, 1982.
- [29] E. Irving and A. Major, Post-depositional detrital remanent magnetization in a synthetic sediment, *Sedimentology*, v. 3, 135–143, 1964.
- [30] E. Irving and D. F. Strong, Paleomagnetism of the Early Carboniferous Deer Lake Group, western Newfoundland: No evidence for mid-Carboniferous displacement of “Acadia,” *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 69, 379–390, 1984.
- [31] E. Irving and D. F. Strong, Paleomagnetism of rocks from the Burin Peninsula, Newfoundland: Hypothesis of late Paleozoic displacement of Acadia criticized, *J. Geophys. Res.*, v. 90, 1949–1962, 1985.
- [32] M. Jackson, W. Gruber, J. Marvin, and S. K. Banerjee, Partial anhysteretic remanence and its anisotropy: Applications and grain-size dependence, *J. Geophys. Res. Lett.*, v. 15, 440–443, 1988.
- [33] R. Karlin and S. Levi, Geochemical and sedimentological control of the magnetic properties of hemipelagic sediments, *J. Geophys. Res.*, v. 90, 10,373–10,392, 1985.
- [34] D. V. Kent, Post depositional remanent magnetization in deep sea sediments, *Nature*, v. 246, 32–34, 1973. D. V. Kent, Thermoviscous remagnetization in some Appalachian limestones, *J. Geophys. Res. Lett.*, v. 12, 805–808, 1985.
- [35] R. F. King, Remanent magnetism of artificially deposited sediments, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl.*, v. 7, 115–134, 1955.
- [36] R. F. King and A. I. Rees, Detrital magnetism in sediments: An examination of some theoretical models, *J. Geophys. Res.*, v. 71, 561–571, 1966.

-
- [37] R. Kligfield, W. Lowrie, A. M. Hirt, and A. W. B. Siddans, Effect of progressive deformation on remanent magnetization of Permian redbeds from the Alpes Maritimes (France), *Tectonophys.*, v. 97, 59–85, 1983.
- [38] M. D. Knight, G. P. L. Walker, B. B. Ellwood, and J. F. Diehl, Stratigraphy, paleomagnetism, and magnetic fabric of the Toba Tuffs: Constraints on the sources and eruptive styles, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 10,355–10,382, 1986.
- [39] K. P. Kodama, Remanence rotation due to rock strain during folding and the stepwise application of the fold test, *J. Geophys. Res.*, v. 93, 3357–3371, 1988.
- [40] E. E. Larson and T. R. Walker, Development of chemical remanent magnetization during early stages of red-bed formation in Late Cenozoic sediments, Baja California, *Geol Soc. Amer. Bull.*, v. 86, 639–650, 1975.
- [41] E. E. Larson and T. R. Walker, A rock magnetic study of the Lower Massive Sandstone, Moenkopi Formation (Triassic), Gray Mountain Area, Arizona, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 4819–4836, 1982.
- [42] E. E. Larson, T. R. Walker, P. E. Patterson, R. P. Hoblitt, and J. G. Rosenbaum, Paleomagnetism of the Moenkopi Formation, Colorado Plateau: Basis for long-term model of acquisition of chemical remanent magnetism in red beds, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 1081–1106, 1982.
- [43] E. Liebes and P. N. Shive, Magnetization acquisition in two Mesozoic red sandstones, *Phys. Earth Planet. Int.*, v. 30, 396–404, 1982.
- [44] W. Lowrie and F. Heller, Magnetic properties of marine limestones, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 20, 171–192, 1982.
- [45] S. P. Lund, A comparison of the statistical secular variation recorded in some Late Quaternary lava flows and sediments and its implications, *J. Geophys. Res. Lett.*, v. 7, 251–254, 1985.
- [46] W. D. MacDonald and B. B. Ellwood, Anisotropy of magnetic susceptibility: Sedimentological, igneous, and structural-tectonic applications, *Rev. Geophys.* v. 25, 905–909, 1987.
- [47] J. Magill, A. Cox, and R. Duncan, Tillamook Volcanic Series: Further evidence for tectonic rotation of the Oregon Coast Range, *J. Geophys. Res.*, v. 86, 2953–2970, 1981.
- [48] C. McCabe and R. D. Elmore, The occurrence and origin of Late Paleozoic remagnetization in the sedimentary rocks of North America, *Rev. Geophys.*, v. 27, 471–494, 1989.
- [49] C. McCabe, R. Van der Voo, D. R. Peacor, C. R. Scotese, and R. Freeman, Diagenetic magnetite carries ancient yet secondary remanence in some Paleozoic sedimentary carbonates, *Geology*, v. 11, 221–223, 1983.
- [50] C. McCabe, M. Jackson, and B. B. Ellwood, Magnetic anisotropy in the Trenton Limestone: Results of a new technique, anisotropy of anhysteretic susceptibility, *J. Geophys. Res. Lett.*, v. 12, 333–336, 1985.
- [51] C. McCabe, R. Sassen, and B. Saffer, Occurrence of secondary magnetite within biodegraded oil, *Geology*, v. 15, 7–10, 1987.
- [52] M. W. McElhinny and W. E. Senanayake, Variations in the geomagnetic dipole, 1: The past 50,000 years, *J. Geomagn. Geoelectr.*, v. 34, 39–51, 1982.
- [53] R. T. Merrill and M. W. McElhinny, *The Earth's Magnetic Field: Its History, Origin and Planetary Perspective*, Academic Press, London, 401 pp., 1983.
- [54] J. Oliver, Fluids expelled tectonically from orogenic belts: Their role in hydrocarbon migration and other geologic phenomena, *Geology*, v. 14, 99–102, 1986.
- [55] N. D. Opdyke and K. W. Henry, A test of the dipole hypothesis, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 6, 138–151, 1969.

- [56] M. Prévot, E. A. Mankinen, R. S. Coe, and C. S. Grommé, The Steens Mountain (Oregon) geomagnetic polarity transition, 2. Field intensity variations and discussion of reversal models, *J. Geophys. Res.*, v. 90, 10,417–10,448, 1985.
- [57] M. E. Purucker, D. P. Elston, and E. M. Shoemaker, Early acquisition of characteristic magnetization in red beds of the Moenkopi Formation (Triassic), Gray Mountain, Arizona, *J. Geophys. Res.*, v. 85, 997–1012, 1980.
- [58] J. L. Roy and J. K. Park, Red beds: DRM or CRM?, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 17, 211–216, 1972.
- [59] A. S. Ruf, S. J. Naruk, R. F. Butler, and G. J. Calderone, Strain and magnetic fabric in the Santa Catalina and Pinaleno Mountains metamorphic core complex mylonite zones, Arizona, *Tectonics*, v. 7, 235–248, 1988.
- [60] P. W. Schmidt and B. J. J. Embleton, Palaeomagnetic results from sediments of the Perth Basin, Western Australia, and their bearing on the timing of regional lateritisation, *Palaeogeog. Palaeoclim. Palaeoecol.*, v. 19, 257–273, 1976.
- [61] C. R. Scotese, R. Van der Voo, and C. McCabe, Paleomagnetism of the upper Silurian and lower Devonian carbonates of New York State: Evidence for secondary magnetizations residing in magnetite, *Phys. Earth Planet. Int.*, v. 30, 385–395, 1982.
- [62] P. N. Shive, M. B. Steiner, and D. T. Huycke, Magnetostratigraphy, paleomagnetism, and remanence acquisition in the Triassic Chugwater Formation of Wyoming, *J. Geophys. Res.*, v. 89, 1801–1815, 1984.
- [63] R. W. Simpson and A. Cox, Paleomagnetic evidence for tectonic rotation of the Oregon Coast Range, *Geology*, v. 5, 585–589, 1977.
- [64] M. B. Steiner, Detrital remanent magnetization in hematite, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 6523–6539, 1983.
- [65] A. Stephenson, S. Sadikun, and D. K. Potter, A theoretical and experimental comparison of the anisotropies of magnetic susceptibility and remanence in rocks and minerals, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 84, 185–200, 1986.
- [66] D. Suk, D. R. Peacor, and R. Van der Voo, Replacement of pyrite framboids by magnetite in limestone and implications for palaeomagnetism, *Nature*, v. 345, 611–613, 1990.
- [67] J. A. Tarduno, Absolute inclination values from deep sea sediments: A reexamination of the Cretaceous Pacific record, *J. Geophys. Res. Lett.*, v. 17, 101–104, 1990. Paleomagnetism: Chapter 8 158
- [68] L. Tauxe and D. V. Kent, Properties of a detrital remanence carried by haematite from study of modern river deposits and laboratory redeposition experiments, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 77, 543–561, 1984.
- [69] L. Tauxe, D. V. Kent, and N. D. Opdyke, Magnetic components contributing to the NRM of Middle Siwalik red beds, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 47, 279–284, 1980.
- [70] P. Tucker, Magnetization of unconsolidated sediments and theories of DRM, In: *Geomagnetism of Baked Clays and Recent Sediments*, eds. K. M. Creer et al., Elsevier, Amsterdam, pp. 9–19, 1983.
- [71] P. Turner, *Continental Red Beds, Developments in Sedimentology*, v. 29, Elsevier, Amsterdam, 562 pp., 1980.
- [72] B. A. van der Pluijm, Grain-scale deformation and the fold test-Evaluation of syn-folding remagnetization, *Geophys. Res. Lett.*, v. 14, 155–157, 1987.
- [73] R. Van der Voo and R. B. French, Paleomagnetism of the Late Ordovician Juniata Formation and

the remagnetization hypothesis, *J. Geophys. Res.*, v. 82, 5796–5802, 1977.

[74] F. B. Van Houten, Iron oxides in red beds, *Geol. Soc. Amer. Bull.*, v. 79, 399–416, 1968.

[75] T. R. Walker, E. E. Larson, and R. P. Hoblitt, The nature and origin of hematite in the Moenkopi Formation (Triassic), Colorado Plateau: A contribution to the origin of magnetism in red beds, *J. Geophys. Res.*, v. 86, 317–333, 1981.

第9章

地球年代学的な応用

第1章で議論したように、地磁気永年変化は1年から 10^5 年の周期性を示している。この章では、磁極期の長さが 10^4 から 10^8 年の範囲に及んでいることを学ぶ。次の章では、見かけ極移動曲線が、 10^9 年以上の時間スケールの長きにわたる、リソスフェアプレートの動きに対応していることを見る。それで、ある一箇所で見れば、磁場変動の周期は数十年から数十億年に亘ることになる。それで、古地磁気学の地球年代学的応用は、第四紀の細かな年代決定から先カンブリア時代の磁化年代の荒い見積もりまで、多岐にわたる。

永年変化による地磁気方位の変化は、第四紀の堆積物や考古遺跡の年代決定に使われてきた。永年変化のパターンは亜大陸くらいの領域ごとに個別に異なるので、第四紀の年代学的な応用には問題となる領域の永年変化のパターンをまず決める必要がある(例えば、図1.8)。一旦、偏角伏角変動の地域におけるパターンが確立されて絶対年代の較正がなされれば、それと合わせることで、他の第四紀堆積物の年代を知ることができる。この手法は西ヨーロッパ、北アメリカ、オーストラリアで発展して適用されてきた。Thompson and Oldfield (1986) や Creer et al. (1983) の本に、その細かい方法の解説がなされている。ここでもこれらの記述に従って、手法について解説していくこととする。

本章は古地磁気学の地球年代学への適用の内、最も幅広く適用されているもの = 磁気極性層序を集中して取り上げる: この手法は、先カンブリア時代から更新世に至る、幅広い時代の層位対比や年代の較正に適用されてきた。磁気極性層序学(簡単に磁気層序学)は古地磁気学中の主要な分野に発展してきていて、幅広い地球年代学の問題を解くための層序学者や古生物学者と古地磁気学者との協働を促してきた。

地磁気極性層序の原理の理解のために、地磁気極性年代尺の発達を理解することが必要である。この章の始めの部分は地磁気極性年代尺(GPTS: geomagnetic polarity time scale)を形成するのに使われた手法とその結果の極性年代尺の例を紹介する。この議論は必然的に過去の地磁気極性層序の例を取り上げることになる; 磁気層序は地磁気極性年代尺の発展を必要としたきたが、その発展に寄与もしてきた。この章の後半では、地磁気極性層序の地質年代学の問題への応用の歴史を幾つか議論する。それは、磁気層序学の原理と戦略が、個々の地質年代への応用の文脈によって、もっとも理解できるからである。試料採集やデータの質と解析のような話題は、事例の解説に連れて出現するごとに、展開していく。

地磁気極性年代尺の発達

ここで論ずる地磁気極性年代尺の発展はどうしても短くなるので、読者の欲求に応えることができないかもしれない。鮮新更新世GPTSの発展の詳細はCox (1973) と McDougall (1979) に述べられている。極性年代尺の発展についてはHailwood (1989) が優れた詳細なレビューを行なっている。GPTSの発展への科学的な視点とそのプレートテクトニクスの理論の成立への決定的な役割については、Glen (1982) が良書である。

鮮新更新世

現在の地磁気極性年代尺の発展は、鮮新更新世火山岩のカリウム-アルゴン (K-Ar) 年代の高精度化に伴って始まった。火成岩は遠く離れたところで採取されても、同年代であれば、大体、同じ極性を持っていることが分かった。数多い火成岩の年代と磁気極性がまとめられて、最初の地磁気極性年代尺が過去 0-5 百万年の期間について作成された (図 9.1)。

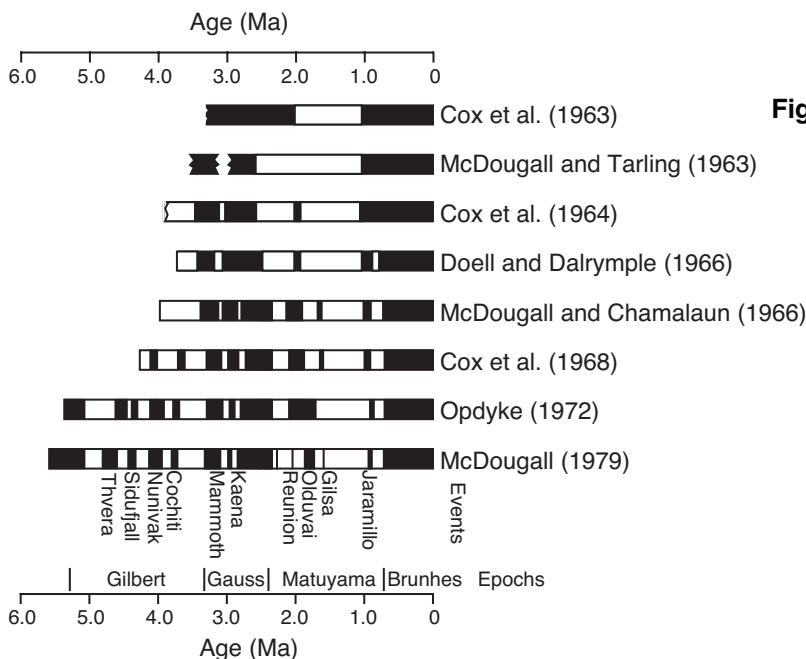


Figure 9.1 Evolution of the Pliocene–Pleistocene geomagnetic polarity time scale between 1963 and 1979. On this and all subsequent polarity columns or time scales, black intervals indicate normal polarity and white intervals indicate reversed polarity; references are given at the right of each time scale; the “event” and “epoch” nomenclature applied to this portion of the time scale is given at the bottom. Adapted from McDougall (1979).

年代と極性のデータが少ない時には、一つの極性間の長さは百万年程度だと思われていた。この極性の期間は極性エポックと呼ばれて、地磁気の歴史上の偉人の名前が付けられた。しかし、すぐにそれぞれの極性エポックの中に逆向き極性の短い期間があることが分かってきた。これらの短い期間は極性イベントと呼ばれることになって、はじめに見つかったサンプルの取られた場所の名前が付けられた。現在の知識では、エポックとイベントの間には根本的な違いはなく、極性期間には幅広いスペクトルが可能であると、理解されている。エポックとイベントの命名は基本的には歴史的な偶然であるが、現在でも便利のためにこの部分の年代尺では使用されている。

この初期の発展時に、逆磁極の火山岩が地磁気の逆転を記録したものが、それとも、熱残留磁化の自己反転によるものなのかの論争があった。Nagata et al. (1952) は TRM が冷却時の磁場と反平行に獲得される火山岩 (榛名デイスait) を発見した。この観測で、逆帯磁の火山岩は全部 TRM の自己反転の結果の可能性が浮き上がった。榛名デイスaitの自己反転 TRM は $x = 0.5$ 組成のチタン赤鉄鉱が担っていた (第2章を覚えてますか?)。その後、自己反転は稀な現象で、逆帯磁の火山岩のおそらく 1% ほどにしかならないとわかった; 中間的なチタン赤鉄鉱が火山岩の主要な強磁性鉱物であることは稀である。地磁気極性年代尺が世界中に分布する火山岩でお互いに矛盾しないことは、地球磁場逆転こそが、少数の例外を除いて、逆帯磁の火山岩の説明であることを保証している。

火山岩の K-Ar 年代決定と古地磁気極性測定による鮮新更新世の地磁気極性年代尺は図 9.2 の通りである。^{*1}この年代尺を構成するのに、354 ほどの年代・極性の決定が用いられている。この図から地磁気逆転史の重要な特徴をいくつか読み取ることができる。

^{*1} 訳註: 図 9.2 にあるクロンとサブクロンの名前、特に Brunhes のカタカナ表記に混乱が見られるのは訳者は好ましくないと考えている。訳者はブリュンを推奨するのだが、その理由と、その他の対応について章末にまとめたので参照していただきたい。

1. 過去 5 百万年の平均的な磁極期の長さは ~25 万年である。しかし、逆転間隔は様々であり、短期間での逆転の方が多い。
2. “中間帯磁” に分類される測定結果は 1.5% 程度しかない。中間帯磁の岩石は、おそらく、地球磁場が正逆の極性の間の移行の間に帯磁したのであろう。極性移行は素早く起こり (おそらく 5000 年程度以内)、地磁気逆転は瞬時の世界中で同期した事象と考えることができる。この地磁気逆転の特徴は、磁気層序学の地球年代学への応用研究の中心となるものである。
3. 地磁気極性の逆転は地質年代においてランダムな間隔で発生している; 方形波や正弦波の振る舞いと全く違うので、極性の切替わりは予想できない。これは、4・5 個一連の磁極期を取れば、同じパターンを繰り返すことはないことを意味する。磁極期の長短のパターンは、むしろ、ある地質時代の

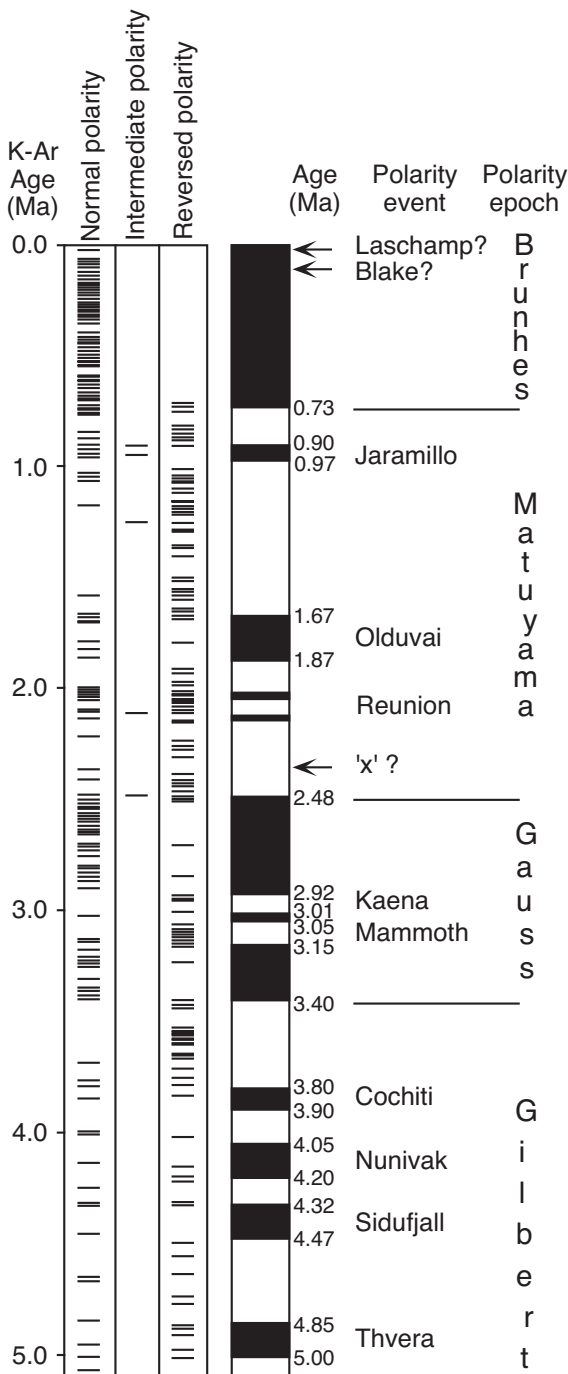


Figure 9.2 Pliocene-Pleistocene geomagnetic polarity time scale of Mankinen and Dalrymple (1979). Each horizontal line in the columns labeled normal polarity, intermediate polarity, or reversed polarity represents an igneous rock for which both K-Ar age and paleomagnetic polarity have been determined; auxiliary information from marine magnetic anomaly profiles and deep-sea core paleomagnetism has also been used to determine the polarity time scale; arrows indicate disputed short polarity intervals or geomagnetic “excursions”; numbers to the right of the polarity column indicate interpreted ages of polarity boundaries. Redrawn from Mankinen and Dalrymple (1979) with permission from the American Geophysical Union.

“指紋”として使える。この種のパターン認識は極性層序のほとんどの地球年代学への応用の本質である。

4. 放射年代測定の実験誤差で“年代決定と極性決定”手法は 5m.y. 程度で限界となる。絶対年代 5Ma で放射年代決定の誤差は典型的な磁極期の長さに近くなる。アイスランドなどにある分厚い火山岩の積層での極性層序の詳細な分析 (McDougall, 1979) と言った例外を除いて 5Ma より古い時代の GPTS を判読するには他の手法が必要である。

中新世への拡張

深海底コアの古地磁気は 5Ma 以前の地磁気極性の配列についての重要な情報源となった。深海ピストンコアの極性記録の例が図 9.3 である。堆積が間断なく進んだとすれば、深海コアの DRM で地磁気極性配列の正確な決定ができるはずである。地質年代を決めるには堆積物層準の古生物学的年代決定が必要で、個々の深海コアの絶対年代見積もりには放射年代決定された極性配列との対比が必要である。実際的には、地磁気極性年代尺を構成するには信頼度の高い古地磁気記録と古地磁気配列の古生物学的キャリブレーションを持っている深海コアがたくさん必要である。この方法での年代尺決定研究の例として、Opdyke et al. (1974) と Theyer and Hammond (1974) の研究をあげておく。

海洋磁気異常

海洋磁気異常のプロファイルは、中生代中期から現在までの地磁気極性配列について、豊かな情報を持っている。海洋底拡大説 (Vine and Matthews, 1963; Morley and Larochelle, 1964) による海洋磁気異常の起源の説明の基本は図 9.4 に示されている。この説はプレートテクトニクス理論の基盤となった。

海洋底が拡大するにつれて、拡大軸で上部マントルの物質が上昇し、海嶺で二つに分かれる海洋リソスフェアの後ろの端で固化する。海洋地殻はこのリソスフェアの上部で、玄武岩質の枕状溶岩・給源岩脈などの苦鉄質の火山岩からなっている。これらの玄武岩質の岩石はチタン磁鉄鉱を含んでいて、地球磁場中で冷却する間に TRM を獲得する。それで、海洋地殻は地球磁場の過去の極性を記録するちょっと歪んだ磁気テープと見ることができる。しかし、海洋地殻の極性記録は直接の資料採取で決められるのではない。図 9.4 の黒 (正極性) と白 (逆極性) のブロックは海洋地殻の TRM 極性が入替わりを表している。ブロックごとに TRM の極性が入替わることで磁気異常ができる。中緯度から高緯度地域では、正極性のブロックの出ず磁場はその場の地球磁場を強め、その結果そこは正の磁気異常となる; 正極性ブロックの上の磁場は周りより $10 \sim 1000\gamma$ ($1\gamma = 10^{-5}\text{Oe}$) 強くなる*²。逆極性のブロックの場合、ブロック上での磁気異常は負となる。海洋調査船で磁力計を曳航して、海表面の磁気異常のプロファイル (海洋磁気異常プロファイル) を観測することで、下にある海洋地殻の磁化極性を間接的に知ることができる。海嶺の頂上から外に向かって次第に古くなる海洋地殻にそって、海洋磁気異常プロファイルを観測すると、海洋地殻の極性を年代にそって決めることができる。それで、過去の地磁気極性の配列が海洋磁気異常プロファイルから推測することができるのである。

この方式で決められた過去の磁極期の年代を見積もるのには、海洋底拡大の速度が分からないといけない。鮮新更新世の GPTS はそれと独立に知られているので (例えば図 9.2)、海嶺頂上付近の正極性と逆極性のブロックのパターンもわかる。このパターンは適当な海洋底拡大速度で観測と合うはずである。ある海洋底拡大速度を仮定したときの磁気異常モデルと観測した磁気異常を比較する。海洋底拡大速度を図 9.4 のように観測とモデルのプロファイルが合うように設定する。

海洋磁気異常を基本データとして使った最初の地磁気極性年代尺は Heirtzler et al. (1968) のものであ

*² 訳註: 磁化方位・磁場方位の関係で正の磁気異常が正磁極ブロックの真上に必ず来るとは限らないことは注意が必要である。

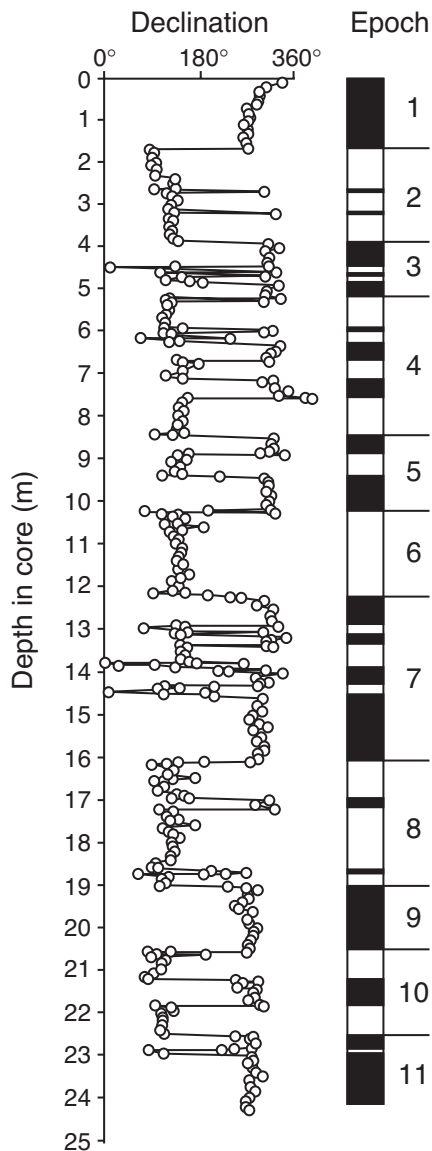


Figure 9.3 Change in paleomagnetic declination with depth in deep-sea piston core RC12-65 collected from the equatorial Pacific Ocean. The absolute declination is arbitrary because the core was not azimuthally oriented (declination at the top of the core was set to 360°); the oldest sediment at the base of the core is early Late Miocene (about 10 Ma absolute age); the interpreted magnetic polarity time scale was divided according to the “magnetic epoch” numbering system, which is now obsolete. Redrawn from Opdyke et al. (1974).

た。図 9.5 にこの GPTS を再現した。Heirtzler et al. は南大西洋で観測した磁気異常プロファイルから海洋地殻の磁気極性のブロックモデルを推定した。彼らは南大西洋海嶺の拡大速度を観測とモデルのプロファイルを一致させることで、独立に決定されていた過去 3.35Ma までの GPTS (ガウス/ギルバート境界) を用いて決定した。様々な海洋地球物理的な証拠を用いて、Heirtzler et al. は南大西洋海嶺の海洋底拡大の速度が過去 80m.y. の間一定であったと主張した。それで、彼らは、南大西洋の海洋地殻の年代と決定した地磁気極性期の年代を予言することができた。この手順で描かれた図 9.5 の極性年代尺は地球科学の歴史の中で最も大胆で最も正確な外挿に違いない。その後の 20 年間の研究は、この年代尺のずれが 70Ma までたった 5m.y. (!) しかなかったことを示してきた。

Heirtzler et al. (1968) の GPTS の特徴として二つが特記できる: (1) 新生代を通じて正極期と逆極期それぞれの期間の合計はほぼ等しい; 新生代では目立った極性の偏りは見られない。(2) 地球磁場逆転の頻度は新生代を通じて増加している。暁新世と始新世では平均の極性逆転頻度はおよそ 1/m.y. であるが、過去 5 m.y. では 4/m.y. である。地磁気逆転と逆転頻度の統計解析は地磁気研究の主要な題材となっている (Lawrie, 1989 のレビューに詳しい)。

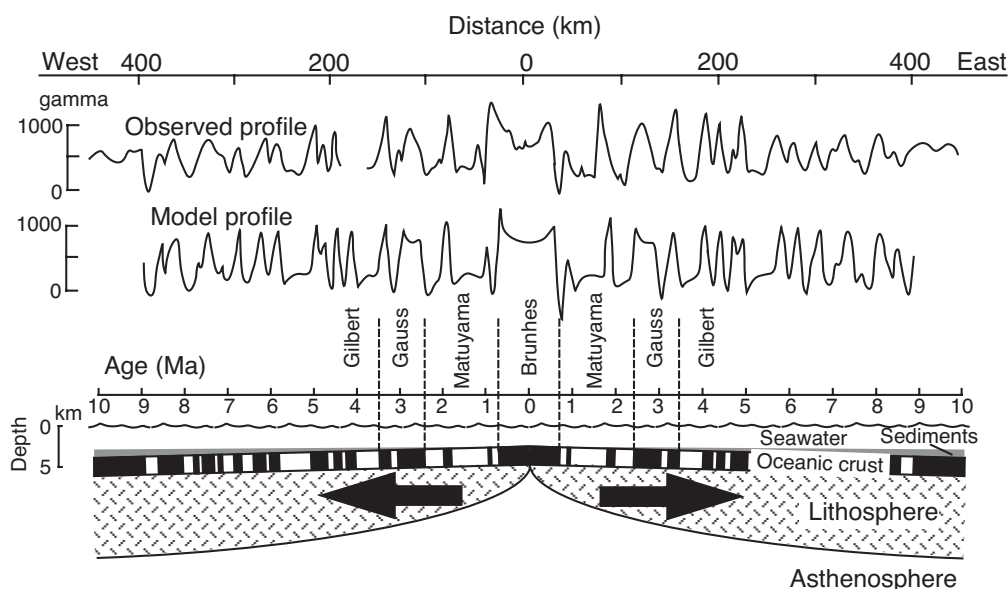


Figure 9.4 Formation of marine magnetic anomalies at an oceanic ridge undergoing seafloor spreading. The oceanic crust is the upper portion of the oceanic lithosphere forming at the ridge crest and being covered by an increasing thickness of oceanic sediments; the black (white) blocks of oceanic crust represent the normal (reversed) polarity TRM acquired during original cooling of the oceanic crust; blocks of crust formed during Pliocene-Pleistocene polarity epochs are labeled, and epoch boundaries are shown by dashed lines; the absolute age of oceanic crust is shown by the horizontal scale; the model profile is the computed sea-level magnetic anomaly profile produced by the block model of TRM polarity in the oceanic crust; the observed profile is the actual observed sea-level magnetic anomaly profile across the Pacific-Antarctic Ridge; the distance scale is given at the top of the figure; model and observed profiles are best matched by a half-spreading rate of 45 km/m.y. Adapted from Pitman and Heirtzler (1966), *Science*, v. 154, 1164–71, ©1966 by the American Association for the Advancement of Science.

命名法について

地磁気極性期間の命名法について少し議論が必要だ。鮮新更新世の GPTS の議論で、極性エポックとイベントという命名規約が年代尺のこの部分について用いられたことを述べた。この規約は年代尺の古い部分については改訂されたが、鮮新更新世については歴史的経緯で今でも使われている。

極性エポックの規約は深海コアで見出された極性期を記載するために中新世から更新世まで延長された。例えば、図 9.3 ではギルバートエポックはエポック 4 と書かれて、それに続く極性エポックはエポック 5, 6 などとされている。しかし、“エポック”の使用は地磁気極性期間を意味する使用は、地質年代の世を表す“エポック”と混同を招く。

海洋磁気異常プロファイルを地磁気極性年代尺の構築に利用するようになった時、もう一つの命名問題が出てきた。特徴的な海洋磁気異常には海嶺頂上から順番に番号が振られていた。この磁気異常番号は図 9.5 の Heirtzler et al. の年代尺に書いてある。しかし、磁気異常番号 5 が作る正磁極期にどう命名をすべきだろうか？ “エポック 5”はすでにギルバートエポックの前の極性期につけてあるのだから、それを“エポック 5”と呼ぶわけにはいかない。なにか、これまでの地質命名規約と衝突しない、新しい規約が必要である。

そこで、地磁気極性クロンの規約が提唱された。それぞれの地磁気極性期間は、現在では、海洋磁気異常番号と結びつけられたクロンと呼ぶ。前段落の例では“極性クロン 5”と呼ぶことになる (Cox, 1982)。逆極性期は直後の正極性クロンの番号の後ろに“r”をつける。例えば、クロン 25 の前の逆極性期はクロン 25r

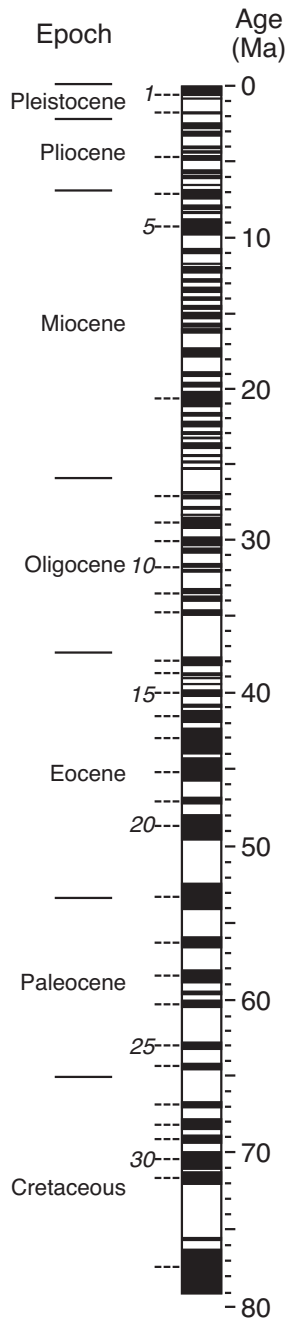


Figure 9.5 The geomagnetic polarity time scale of Heirtzler et al. (1968) determined from analysis of marine magnetic anomalies. Geologic epochs within the Cenozoic are shown at left; the numbers in italics at the left of polarity time scale are magnetic anomaly numbers; the predicted absolute age is given by the scale at the right of polarity column. Redrawn from Heirtzler et al. (1968) with permission from the American Geophysical Union.

と名付ける。この命名規約は慣れるのに少しかかるが、慣れればうまくいく。もし、ここの命名規約の説明でうんざりしなかったら、細かい点は Cox (1982) や Hailwood (1989) に記述してある。

生層序によるキャリブレーション

Heirtzler et al. (1968) が GPTS を作る時、古第三紀の極性クロンの年代は南大西洋海嶺の海洋底拡大速度が一定だと仮定して計算した。この極性クロン年代の予想を確かめるのが深海掘削計画 (Deep Sea Drilling Project: DSDP) の主要な目的の一つであった。図 9.4 に模式的に示したように、海洋堆積物は新たに形成された海洋地殻の上にたまっていく。それで、最も古い堆積物の年代は、ほぼ、海洋地殻の年代に等しい。

何百本ものコアが DSDP とその後継の海洋掘削計画 (Ocean Drilling Program: ODP) で過去 25 年間

に様々な海盆で掘削された。Heirtzler et al. 年代尺の極性クロン 25 が暁新世前期であるという予想を確かめるために、海洋磁気異常 25 と特定された地点で基盤の火成岩まで堆積物を貫いてコアを掘削することが可能であった。コアからの微化石は古生物学者によって同定され、最も古い堆積物の地質年代を決定することができた。実際には、クロン 25 の間に形成された海洋基盤に達する DSDP コアの最も古い堆積物は暁新世前期ではなく暁新世後期の年代を持つことが見出された。これと同様に、沢山の DSDP コアの堆積物の年代決定が行われ、Heirtzler et al. (1986) の極性年代尺の年代が修正されていった。他地域の海洋磁気異常のマッピングで海洋磁気異常パターン自身の調整も行われた。その手法での地磁気極性年代尺の改良の特記すべき例として、LaBrecque et al. (1977) と Ness et al. (1980) による研究がある。

DSDP 堆積物コアの古生物年代決定は極性年代尺の“スポットチェック”になる。海洋堆積物層の磁気層序研究もまた生層序による細かい較正を可能にした。その研究の最も重要なもの(おそらく磁気層序研究で最もかっこいいもの)は、イタリア、ウンブリア アペニンの中生代末から新生代の深海性石灰岩の地層の磁気層序研究である。(この古地磁気研究が Walter Alvarez と Bill Lowrie によってアペニンのテクトニクス史の研究として始められたことは興味深い。磁気層序の重要なデータが得られただけでなく、その結果から白亜紀/古第三紀境界のイリジウム濃集堆積物の発見に結びつき、この境界での大量絶滅の衝突仮説の進展へと発展した。)

図 9.6 はイタリア、グッピオの深海性石灰岩の地層から得られた古地磁気データである。Lowrie and Alvarez (1977) は短い層位間隔で採集した古地磁気試料を測定した。それぞれの試料の ChRM 方位(イタリアの動きを補正後)から、各層準の仮想地磁気極(VGP)の緯度を計算した。VGP 緯度は ChRM の伏角・偏角双方から計算するので、磁気層序研究の結果を表示するのに好都合である。正の VGP 緯度は ChRM 獲得時の地磁気为正極性であることを表し、負の VGP 緯度は逆極性を表す。

グッピオ断面から得られた VGP 緯度で、この断面の磁気極性帯が決定できる(図 9.6)。ここで“帯”とはある地層の層序区間を指して使っている。それぞれの極性帯は図 9.6 でアルファベットで示されている。これは、現在では磁気層序学において一般的に(そして、推奨される)方法である。観測された古地磁気データ(ChRM の伏角・偏角・VGP 緯度やそれらの組み合わせ)はそれぞれの層位にプロットされる。これらのデータから断面を磁気極性帯に分ける。例えば、グッピオ断面の 219m と 282m の間は正の VGP 緯度を持ち、正極性帯“グッピオ B+”を定義する。添字“+”は正極性帯の印で、“-”は逆極性帯である。グッピオ断面では、白亜紀/古第三紀境界は層位 347.6m の磁気極性帯 G- に位置している。

グッピオでの磁気層序研究の主要な貢献は白亜紀/古第三紀境界が磁気極性クロン 29r に存在すると決定したことである。この結果は図 9.7 に示した分析を通して得られた。ここで、グッピオ断面の磁気極性帯割り振りと、三か所の海洋磁気異常プロファイル分析から得られた極性パターンとを比較してみよう。細かい違いはあるが、海洋磁気異常プロファイルからの極性パターンは、グッピオの磁気極性帯と疑問の余地なく対比できる。例えば、磁気極性帯グッピオ D1+ は磁気異常 32 と結びついた正極性期間に対比される。この対比から、白亜紀/古第三紀境界(極性帯 Gubbio G- 中にある)は磁気極性クロン 29r 中に存在することが明白となる。Heirtzler et al. (1968) の年代尺(図 9.5)は白亜紀/古第三紀境界がクロン 26r にあると予想していたことに注意してほしい。

それ以外にも、ウンブリア アペニンの数多くの地層断面の古地磁気研究で GPTS の生層序による較正が可能になった(図 9.8)。これらの地層断面の生層序帯区分の研究は、盛んになされていたので、様々な地質時代境界の存在する層位がよく分かっていた。それで極性期間のパターンの地質年代への割当てが可能となった。例えば、暁新世/始新世境界は磁気極性クロン 24r に対比される逆極性帯中に存在する、という風なのである。

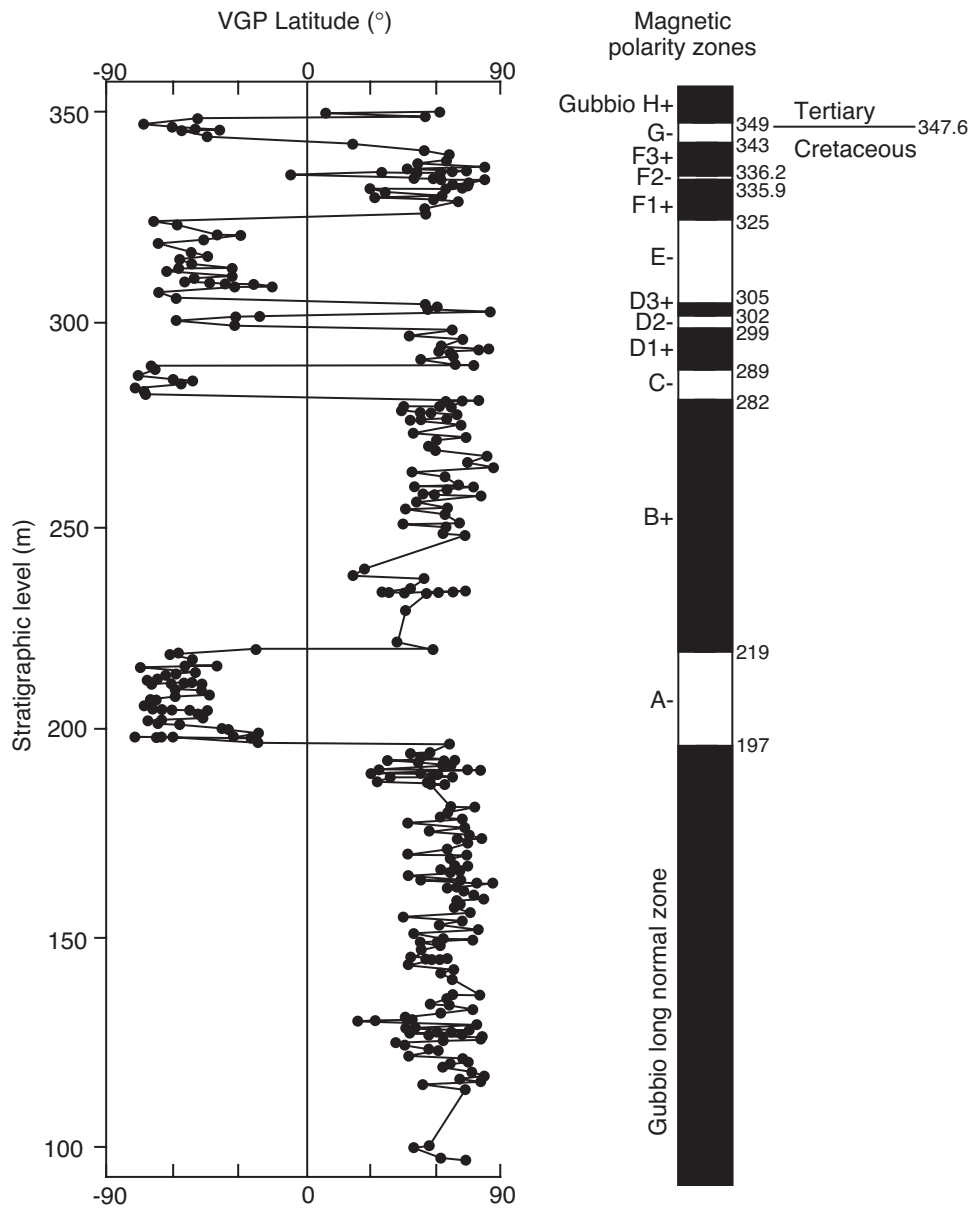


Figure 9.6 Magnetostratigraphic results from the Upper Cretaceous portion of the Scaglia Rossa section in the Umbrian Apennines near Gubbio, Italy. The virtual geomagnetic pole (VGP) latitude determined from the ChRM direction from each paleomagnetic sample is plotted against the stratigraphic level; the sequence of interpreted polarity zones is shown by the polarity column with stratigraphic levels of polarity boundaries (in meters) noted on the right side of the column; polarity zones are designated by the alphabetical system on the left side of column; the position of the Cretaceous/Tertiary boundary is noted at the right. Redrawn from Lowrie and Alvarez (1977) with permission from the Geological Society of America.

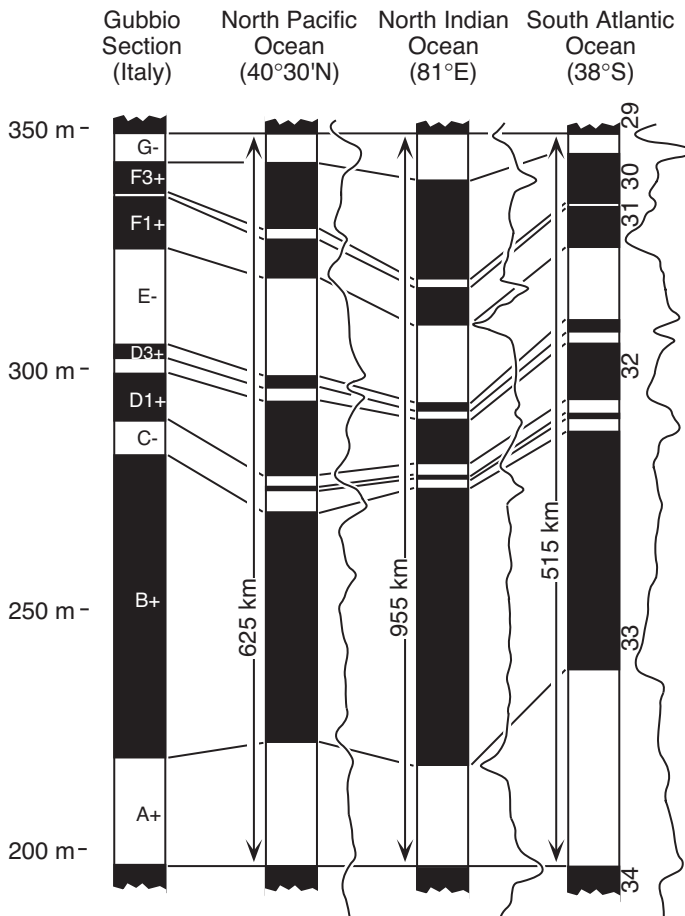


Figure 9.7 Correlation of magnetic polarity zones at the Gubbio section with polarity sequences interpreted from analyses of marine magnetic anomaly profiles in three oceanic areas. Magnetic anomaly numbers and magnetic profiles are shown to the right of each interpreted polarity sequence; linear scales of magnetic profiles are shown to the left of polarity sequences; polarity sequences are scaled so that the polarity boundaries at the beginning and end of the sequence are connected by horizontal lines. Redrawn from Lowrie and Alvarez (1977) with permission from the Geological Society of America.

白亜紀後期 - 新生代地磁気極性年代尺

DSDP コアの結果と磁気層序研究の結果で地磁気極性年代尺の生層序較正が進んできた。しかし、絶対年代較正についてはいかがだろうか？ 地質年代尺の発達には、生層序帯の層位の同位体年代決定も含まれている。世の中には数多くの地質年代尺がある。それは、これらの絶対年代較正の評価が簡単ではないからである。地磁気極性年代尺の進歩の過程でも地質年代尺の選択の問題を避けて通る分けにはいかない。白亜紀後期-新生代 GPTS の改善は地質年代尺全体の改善計画の一部として（それとともに、海底拡大速度の変化を最小限で済ませる年代尺を作る努力によって）進んだ。図 9.9 はその結果得られた Cox (1982) の年代尺である。

白亜紀後期から新生代の極性年代尺について 2 点注意しておきたい。

1. 極性年代尺を作成するのにいくつか異なった方法があるが、最近の年代尺間の違いは小さい。少なくとも新生代については、磁気極性クロンの絶対年代は $\pm 2\text{m.y.}$ の精度で決まっていると断言できる。ある極性年代尺内での相対年代の精度は絶対年代の精度よりずっとよいということを認識することも重要である。相対年代決定の精度が良いものは 10^4yr 程度であろう。
2. 白亜紀の地磁気極性年代尺の大きな特徴は、白亜紀正スーパークロンで、その期間には地球磁場はずっと正極性にとどまっていた。Cox (1982) の年代尺では、この期間の絶対年代は 118 ~ 83Ma となっていた；およそ 35m.y. もの間、地球磁場は逆転しなかったのだ！ McFadden and Merrill (1986) は極性スーパークロン、逆転頻度とマンテル対流の関連について興味深い議論を行っている。

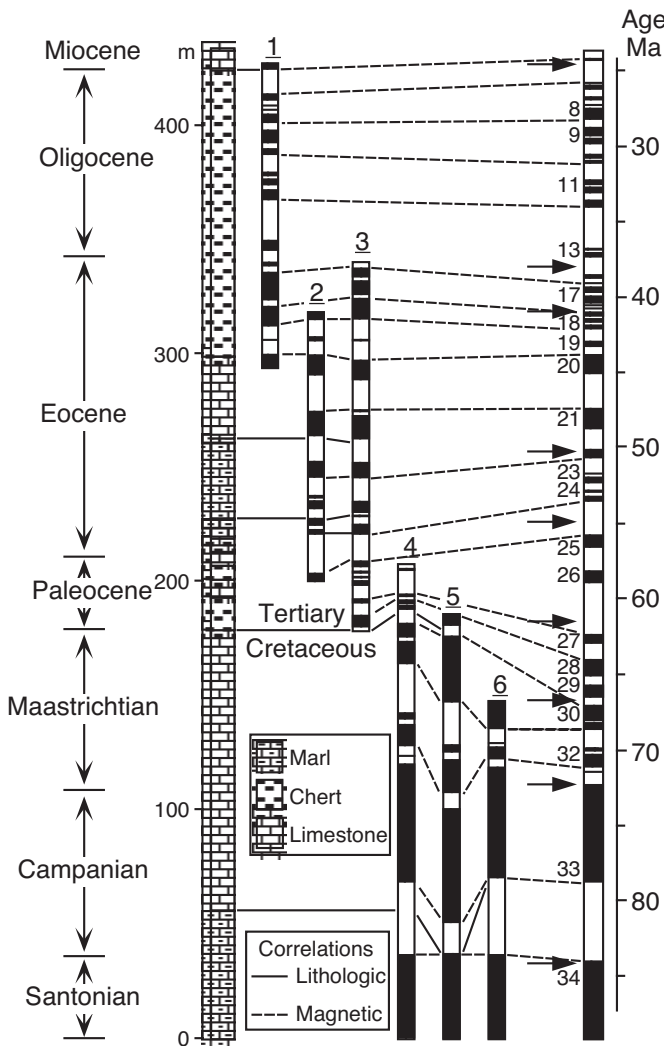


Figure 9.8 Correlations of Late Cretaceous through Cenozoic magnetostratigraphic sections in the Umbrian Apennines with the marine magnetic anomaly sequence. Age from foraminiferal zonation is shown at left; the dominant lithology is noted on the stratigraphic column (scaled in meters); polarity zones in individual columns are correlated with each other and with the marine magnetic anomaly sequence shown by polarity column at the right (magnetic anomaly numbers and paleontological calibration points (shown by the arrows) are noted at the left side of this column); the section numbers noted at the top of the columns are as follows: 1 Contessa quarry; 2 Contessa road; 3 Contessa highway; 4 Bottaccione; 5 Moria; 6 Furlo upper road. Adapted from Lowrie and Alvarez (1981) with permission from the Geological Society of America.

中生代後期

海洋磁気異常図はジュラ紀後期から白亜紀後期の海洋地殻上でも作られてきた。それが“M 磁気異常”で、“M”は Mesozoic (中生代) に由来する。ここでも、目立つ正の磁気異常に番号が付けられてきた。ジュラ紀後期からの大きなプレート運動によって、正の M 磁気異常は逆極性の海洋地殻上にできている。ジュラ紀後期から白亜紀前期の最新の GPTS が図 9.10 に示されている。ラベルの付いたクロンが逆極性期であることに注意して欲しい。例えば、極性クロン M17 は白亜紀前期ペリアシアン世初頭の逆極性期間である。

地質年代尺と同様に、ジュラ紀後期から白亜紀前期の GPTS は新生代のものより精度は落ちる。この部分の極性年代尺の生層序学的較正を精密にするのに三種類のデータがある。

1. 海洋磁気異常プロファイルの分析と DSDP と ODP コアの堆積物の古生物学的年代決定は、その極性クロンと生層序学的年代について重要な情報を与える。
2. APC (advanced piston-coring) システムで採取した ODP コアの磁気層序研究は、中期中生代の生層序帯区分への磁気極性クロンの配置に決定的な情報を与える。
3. ヨーロッパの“地層模式断面”の磁気層序研究もまた、地磁気極性年代尺の改善につながる決定的なデータを与える。

生層序較正が不確かなのに加えて、ジュラ紀後期から白亜紀前期の極性年代尺の絶対年代較正も不確かだ

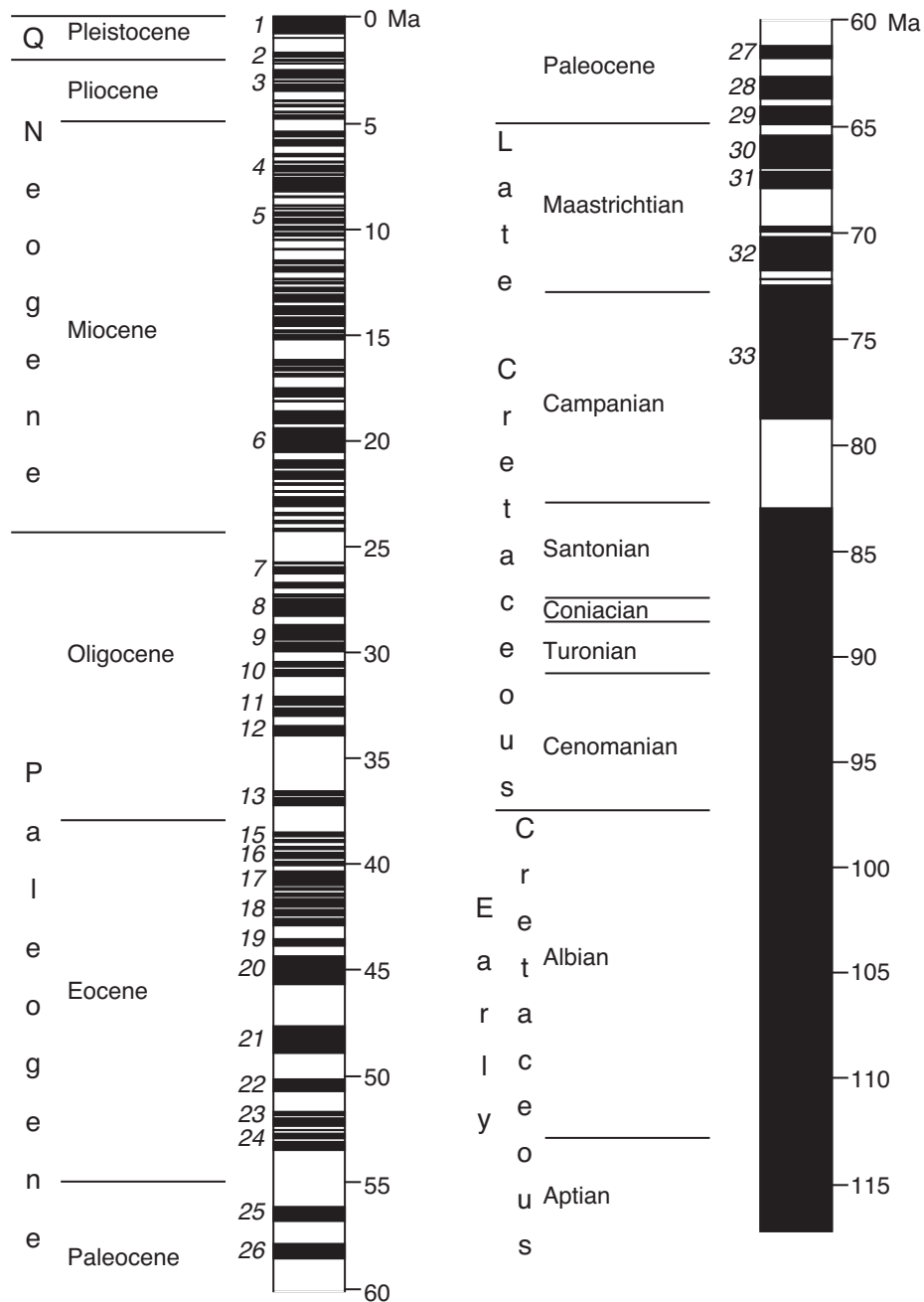


Figure 9.9 Geomagnetic polarity time scale of Cox (1982) from 0 to 118 Ma. Geologic time divisions are shown to the left of the polarity column; magnetic anomaly numbers (polarity chron numbers) are shown in italics at the left of the polarity column; age (in Ma) is shown by the scale to the right of the polarity column. Redrawn from Cox (1982).

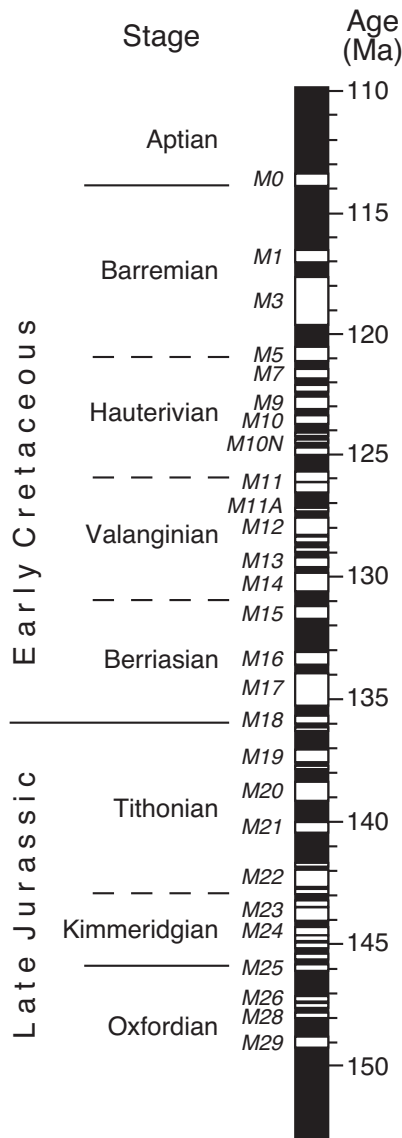


Figure 9.10 Geomagnetic polarity time scale of Lowrie and Ogg (1986) for the Late Jurassic and Early Cretaceous. Geologic time divisions are shown to the left of the polarity column, and the absolute age scale is given to the right of the column; “M anomaly” designations of reversed polarity chrons are given in italics at the left of the polarity column. Redrawn from Lowrie and Ogg (1986).

ある。中期中生代の時代区分境界の絶対年代は地質年代尺ごとに 10m.y. 程度も異なっていることがある。それで、この時代の極性クロンの絶対年代も ±5m.y. 程度でしか分かっていない。しかし、この課題は盛んに研究されていて、ジュラ紀後期から白亜紀前期の極性年代尺の生層序較正と絶対年代較正はこれから数年で目に見えて改善するであろう。

中生代前期、古生代、先カンブリア時代

海盆にある程度残っている海洋地殻のうちの最も古いものはジュラ紀後期のものである。それで、それ以前の時代の GPTS の決定は陸上露頭の地層断面の古地磁気研究に依らざるを得ない。そのため、初期中生代やそれ以前の極性年代尺に関する我々の知識は後期中生代や新生代と比べてかなり大まかとなっている。知見の現状は図 9.11 にまとめられた通りである。

古生代の極性年代尺で最も特徴的なものは、二疊紀～石炭紀の逆極性スーパークロンで、中期石炭紀から二疊紀のほとんどの時期を通じて、～70m.y. に渡って(ほぼ?) ずっと逆極性の期間が続いていた。二疊紀-石炭紀逆磁極スーパークロンはキアマン期としても知られている。この期間の前後は地磁気逆転の頻繁な時期であった。遠く離れた地域の古生代の地層の対比は、生層序を用いたのでは難しいことも多い。それで、二疊石炭系の層序の境界を定義するのに、逆極性期を使って後期古生代の大陸間の層序対比を達成する

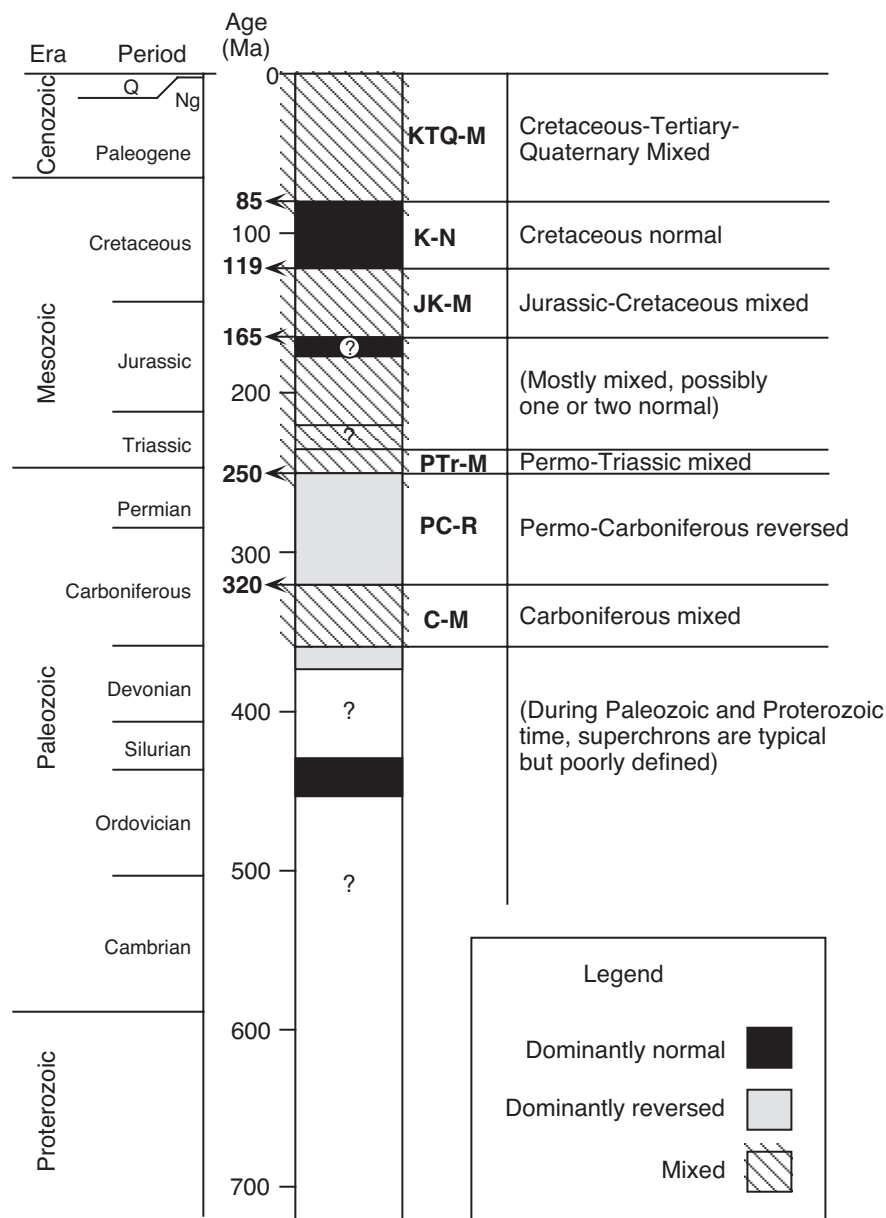


Figure 9.11 Polarity bias superchrons during the Proterozoic and Phanerozoic. Geologic time divisions are shown to the left of the polarity bias column; Q = Quaternary; Ng = Neogene; absolute age is shown to the left of the polarity bias column with age limits of polarity superchrons shown in bold type; names of polarity bias superchrons are given to the right of the column. Redrawn from Cox (1982).

ことが行われてきた。

デボン紀の逆極性のスーパークロンとオルドビス紀後期からシルル紀前期にかけての正極性のスーパークロンを除いて、古生代前期から原生代の極性逆転パターンはあまり知られていない。この時代の極性年代尺の正確な決定は大きな課題である。しかしながら、生層序校正や絶対年代校正ができていなくても、極性層序は層位対比手法として利用が可能である (例えば Kirschvink, 1978)。

磁気層序学

この節は磁気層序学の一般的な原理の解説から始める。この章の残りの部分で、磁気極性層序を地質年代学の問題に適用した例を提示する。個々の例は古第三紀の大陸成堆積物層序であるが、手順と原理はあらゆる堆積環境の磁気層序研究に適用できる。これらの事例研究を通じて、皆さんは、磁気層序研究に用いられる戦略を理解し、磁気極性層序の力と限界を認識することになるだろう。

一般的な原理

ほとんどの応用において、第一の目的は堆積岩層中のある事象（または一連の事象）の年代推定を与えることである。ある地層断面での観測した磁気極性帯と地磁気極性年代尺との対比を探す。本質的には、目的は GPTS の特定の期間の“指紋”を持った極性帯のパターンを見つけることである。観測された磁気極性帯区分の GPTS への対比の強さは以下のような様々な要素に依存する。(1) 試料採集したそれぞれの層位の極性を決定するのに用いた古地磁気データの質。(2) 磁気極性帯を決めるのに使ったサイトの層序全体での分布。(3) 磁気極性帯と GPTS の一連の磁気極性クロンの間のパターン合わせの一意性。

曖昧さのない ChRM の極性決定は、磁気極性層序の実験では非常に重要である。一般に、層位の近いサイト間で一貫した極性が得られると、極性帯を明確に決定することができる。しかし、もし複雑な磁化を持ったサイトの割合が大きいと、極性帯区分の明快さは失われる。孤立した層位の正極性のサイトは常に疑いの目で見ないといけない; NRM は正極性の二次磁化が卓越していて、消しきれていないだけかもしれない。

細粒の岩相（粘土岩、細粒シルト岩および泥岩）は一般に好まれる。これらの細粒の堆積物は、より粗粒の岩相より、DRM を効率的に獲得する。さらに、細粒堆積物の層は通常低透水性であり、二次 CRM を獲得しにくい。様々な堆積岩（時々未固結の岩相を含む）の収集では、しばしばブロック試料に方位を付けて収集しないといけないこともある。

試料採集の戦略には、極性帯決定の効率が重要である。密な間隔で各堆積層準一個ずつの試料を収集すれば、少ない数で極性の得られる層準を最大限にすることができる。一方、層準内から複数の試料を採集すれば、極性決定の信頼度の評価を提供することができる。ほとんどの応用については、個々の古地磁気サイトから 3~4 個の試料を集める妥協戦略で十分ある。この数は、統計分析（通常フィッシャーの統計）の適用に必要な最小の試料数である。サイト平均極性決定の質の指標は、しばしば、サイト当たり複数の試料の結果の合致から判断される（下記の例の議論を参照）。

古地磁気サイト層準の間隔は堆積環境および地層の時代に依存する。河川環境の陸成堆積物の典型的な堆積速度は 10~100m/m.y. である (Sadler, 1981)。新第三紀中の極性逆転頻度を ~ 4 /m.y. とすると、典型的な極性帯は ~ 10 m の厚さを持つことになる。したがって、層位距離 3m のサイト間隔で、一般的には極性帯決定が可能となる。深海環境では、堆積物集積速度は一般に < 10 m/m.y. で、 < 0.5 m の層位の間隔が、しっかりと極性帯を決めるのに必要な解像度となる。

観察された極性帯と GPTS の間の対比の一意性は、極性帯の数およびパターンに依存する。指紋による容疑者の識別との類似を考えるとよく分かる。親指の指紋全体なら法廷を説得できる。しかし、4 分の 1 の指紋ではあまり説得力のある証拠とはならないだろう。以下に示す例で、地層断面に 10 から 20 の極性帯があれば、普通は、間違いなく GPTS と対比することができるパターンを持っていることが分かるであろう。独立に年代が得られている点が適切にあれば、極性帯の数が少なくても十分な場合もある。

逆転頻度が ~ 4 /m.y. の新第三系では GPTS との対比に有効であるには、2 m.y. 程度の期間の地層が必要である。典型的な堆積速度だとすると、陸成堆積層では層厚 100m は一般に必要な。しかし、深海堆積物だとわずかに数 m の厚さで十分かもしれない（例えば図 9.3）。後期白亜紀および古第三紀の逆転頻度が低

い時では、一般に、陸成堆積物では 500m、深海堆積物では 100m の層厚が、GPTS との対比を確実にするために必要である。(図 9.6 および 9.7 のグッピー断面では厚さが 150m 以上あることに注意してほしい。)

相互相関の計算が磁極帯区分と GPTS の相関性を評価するために使用されてきた。しかし、数字で評価しにくい、独立した年代制約が対比を説得力があるものにするのもしばしばである。例えば、ある層準から産出した化石の年代が後期中新世であると決まるとする。そうすると、対比候補のうちで、後期中新世の部分に化石の層位が来るものだけが合理的である。同位体年代決定も対比点を提供できて、対比全体を改善することになる。結局、観察された極性帯区分と GPTS のパターン合わせと、独立した年代制約が、対比を説得力があるか曖昧であるかを決める。

これら一般原則は具体例を見ることによってのみははっきりわかる。以下に研究例をいくつか提示するので、次の質問をしながら、一般原則を考えてみてほしい:

1. それぞれのサイトで古地磁気データから ChRM の極性が明確に決められるか?
2. サイトの層位間隔は極性帯を分けるのに十分であるか?
3. 独立な年代制約を考えて、極性帯区分と GPTS の対比はどのくらい説得力があるか?

鮮新更新統セントデイヴィッド層

最初の例は、北アメリカの陸生哺乳動物の年代の磁気層序を用いた地質年代較正である。陸成層の新生代層序は哺乳類の進化に基づくが、一方、海成層での層序は無脊椎動物の進化に基づく。これらの層序のシステム間の対比は地層の指交や、いくつかの点での同位体年代測定、磁気極性層位学に依存する。Johnson et al. (1975) は南東アリゾナの陸成層の磁気層序を通じて、新第三紀北アメリカの陸生哺乳動物年代の地質年代尺との対比で、重要な貢献をした。彼らの先駆的な研究は、磁気層序学、陸成堆積物層の地質年代学的問題への応用を、数多く生み出した。

南東アリゾナのサンベドロ谷は地理学的にバイズン アンド レンジに分類される地域にあり、新生代後期の地殻の伸長を被っていた。中新世から鮮新世にかけての谷埋め堆積物であるセントデイヴィッド層は、湖や河川による陸成層が卓越している。その化石哺乳類群集には、プラスカン陸生哺乳動物時代に属するベンソン動物相と、より若いアーヴィントニアン陸生哺乳動物時代に属するカーティスランチ動物相が含まれている。磁気層序学研究の主な目的は、プランカンとアーヴィントニアンの陸生哺乳動物時代を GPTS に位置付けて、鮮新更新世の陸生哺乳動物年代と海洋生層序帯とを詳細に対比することであった。

磁気極性帯区分は、主として厚さ 150m のカーティスランチ断面で、決定された (図 9.12)。平均層位間隔 3.3m で設定された 81 の古地磁気サイト各々で、3 つのブロック試料が採集された。磁気分離試料の強磁場熱磁気分析で、磁鉄鉱とチタン磁鉄鉱が支配的な強磁性鉱物であることが分かった。粘土岩は、碎屑岩起源のものとしては最も安定な ChRM を備えた NRM を持っていた。100~150Oe (10~15 mT) の交流消磁で二次 VRM がきれいに消磁されて、ChRM が分離された。それは、 1×10^5 G (1×10^2 A/m) の平均強度を持っていた。正逆極性サイトの平均方位は逆転テストを通り、極性決定の信頼度を保証した。

図 9.12 で見られるように、12 の極性帯がカーティスランチ断面内で定義できた。60~70m 層準の逆極性帯中の火山灰から、 2.5 ± 0.4 Ma の K-Ar 年代が与えられ、重要な年代制約となった。Johnson et al. (1975) によって使用された GPTS では、松山期の初期の部分が 2.43 から 1.86 Ma の絶対年代範囲であるので、この逆極性帯は松山期の初期の部分と最も良く対比される。その対比を行うと、カーティスランチセクションの極性帯のパターン全体は、ギルバート期後期からのプリュン期への GPTS に自信を持って対比できる。(図 9.12 の対比はレユニオンイベントとハラミヨイベントがカーティスランチ断面で見出されていないことを意味していることに注意してほしい。この点については、後に議論する。)

図 9.13 でセントデイヴィス層中の化石層準が、対応する GPTS と対比された磁気極性帯の中に示してある。それで、GPTS が絶対年代較正されていれば、ほとんど直接年代決定できる材料の入っていないこの陸

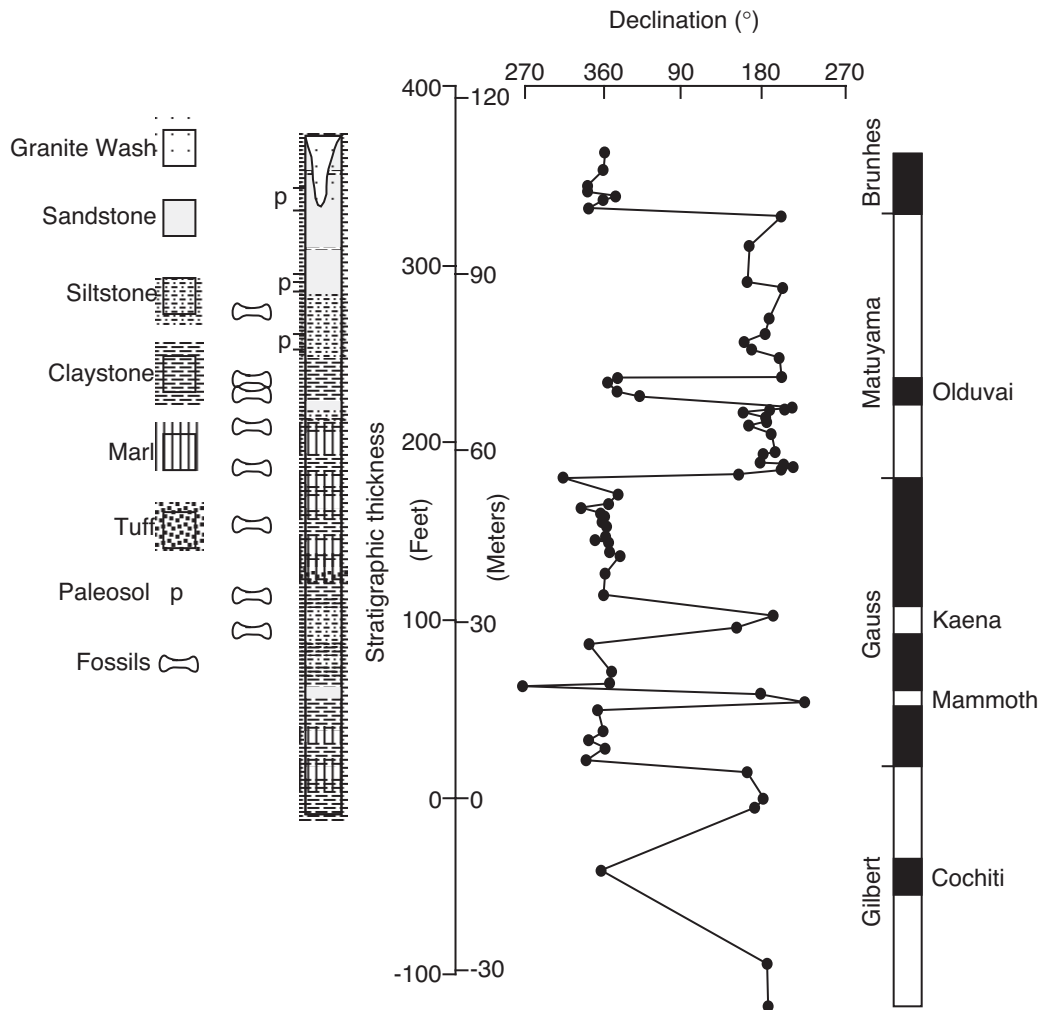


Figure 9.12 Site-mean ChRM declination versus stratigraphic position at Curtis Ranch, San Pedro Valley, Arizona. The interpreted polarity column and correlations to the GPTS are shown at the right. Redrawn from Johnson et al. (1975) with permission from the Geological Society of America.

成堆積層でも、動物化石層準の絶対年代推定に利用できる。陸生哺乳類の境界の年代で、オールドヴァイイベントの直前で起こる。この地球年代尺への較正によって、ブランカン/アーヴィトニアン境界は海洋の鮮新世/更新世境界に非常に近いことがわかる (Berggren et al., 1985)。それで、Johnson et al. (1975) は、懸案であった新生代後期の陸生哺乳類年代と海洋生層序帯区分の詳細な対比を行なうことができた。

カーティスランチでのハラミヨとレユニオンイベントの“欠けた”極性帯でわかるように (図 9.12)、極性層序では短い時間の極性期に対応する極性帯を欠くことがしばしばある。時には、カーティスランチ断面のように、層序間隔が広いために短期の極性期を検知できないこともあるし (Johnson and McGee, 1983)、堆積物に無集積期間があって、それが短期の磁極期に当たっている可能性もある。堆積物集積の不連続は磁気層序にとって重要な影響を及ぼすが、層序完整性という視点から評価することができる。層序完整性と磁気層序学についての議論は、May et al. (1985) と Badgley et al. (1986) を参照のこと。

シワリク層群堆積物

北西インドからパキスタンにかけてのシワリク層群は、インド亜大陸の南アジアへの衝突に伴って上昇したヒマラヤを起源としてインド亜大陸上に広がった新第三紀の陸成堆積物である。この地層は中新世の哺乳

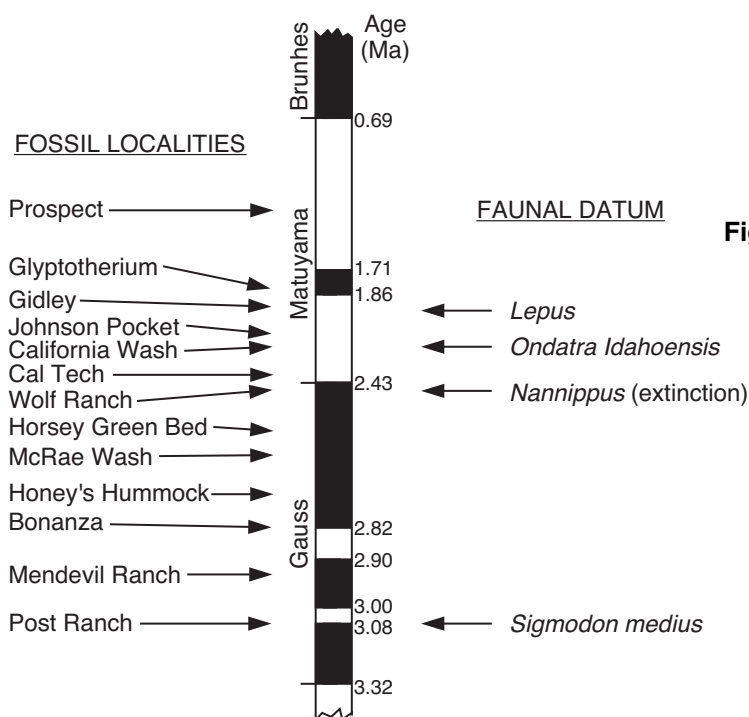


Figure 9.13 Occurrences of fossil-mammal localities in San Pedro Valley with respect to the GPTS. Absolute ages of polarity intervals are indicated on the right side of the polarity column. Redrawn from Johnson et al. (1975) with permission from the Geological Society of America.

類化石が多産するので、シワリク堆積物中の化石産出地点と堆積層の地質年代尺との対比は、アジア型哺乳類、ことに、霊長類の系統の進化に光をあてる上で重要である。

次の磁気層序研究の例ではシワリク堆積物の地質年代較正を確立するのになされた多大な努力の一部を紹介する。Johnson et al. (1985) はパキスタンのチンジ村の近くの堆積物露頭の磁気極性層序を調査した。この場所では、シワリク層は始新世の海洋石灰岩の上に堆積している。全体に単斜構造で、下位から上位へ、(1) 砂岩泥岩互層のカムリアル層 (場所によってムレー層とも呼ばれる)、(2) 緑灰色砂岩と茶赤色泥岩のチンジ層、(3) 多層の緑灰色砂岩のナグリ層、(4) 茶色シルトのダクパザン層からなっている。この地層は二つの大きな川に沿って露出している: 下部はチンタパルワラ川沿い上部はガビール川沿いである。

岩石の色は灰色から赤色に渡るが、シワリク堆積物は NRM が赤鉄鉱で担われているという意味では全部“赤色層”である。Tauxe et al. (1980) は詳細な岩石磁気分析を行い、NRM 成分の起源を特定した。NRM の特性から岩相は“灰色堆積物”と“赤色堆積物”の二つに大きく分けられた。段階熱消磁は灰色堆積物は $\sim 400^{\circ}\text{C}$ の低いプロッキング温度 (T_B) の NRM 成分と、 T_B が最高 675°C の ChRM 成分を持つことが分かった。どちらの成分も鏡赤鉄鉱が担っていて、低 T_B 成分が VRM であるのは極めて明らかである。赤色堆積物は、低 T_B 成分に加えて、二つの NRM 成分を持っている。段階熱消磁のベクトル消磁図でベクトル終点の軌跡は 525°C と 600°C の間でしばしば逆の傾向を示し、その後 680°C で原点に向かう軌跡を描く。これは ChRM と反平行の NRM 成分の除去を示している。

Tauxe et al. (1980) は酸腐食で顔料赤鉄鉱を取除いた試料と無処理の試料の抗磁力スペクトル分析 (第4章) をおこなった。その結果は、顔料赤鉄鉱は 535°C から 600°C の範囲の T_B を持っていて、ChRM 成分は鏡赤鉄鉱が担っていることを示した。ChRM (と T_B が 525°C から 600°C の成分) と反平行の方位を持つ NRM 成分は顔料赤鉄鉱が担っていると解釈された。この NRM 成分の生成は ChRM の生成より少なくとも一つの極性逆転分だけ後である。

シワリク層群中には礫岩層一枚ある。堆積物礫の ChRM 成分は鏡赤鉄鉱が担っていて、礫岩テストに合格した。それで、Tauxe et al. (1980) は ChRM は DRM か早期の CRM として獲得されたと主張した。これらの重要な岩石磁気測定は、 600°C までの熱消磁で得られた ChRM 成分が、シワリク堆積物の堆積時の極性配列を決定するのに信頼できることを示している。

Johnson et al. (1985) は二つの地層断面の 159 の古地磁気サイトでブロック試料を 3 個ずつ採集して、全試料を 600°C で熱消磁した。サイト平均の結果は ChRM 方位のサイト内でのまとまりで 2 つに分類できた。ランダムではない (5% 有意水準) まとまりとなったサイトを“クラス A”と分類する。ChRM 方位のまとまりがランダムと判定されるが、2 つの試料の ChRM の極性が一致するサイトを“クラス B”と分類する。チンジ村付近の地層断面では、99 サイトがクラス A、37 サイトがクラス B サイトとなり、残り 23 サイトは不明確な結果で棄却された。クラス A サイトの正逆のグループの平均方位は逆転テストに合格した。

チタパルワラ川とガビール川断面について確立された磁気極性層序が図 9.14 に示されている。サイト平均 VGP で極性帯をかなり明瞭に定義できる。二つの砂岩層が断面間で追跡できて、図 9.14 の岩相柱状図でつないである。岩相対比は磁気極性帯区分で裏付けられる; 正帯磁帯 N7 と N8 が両方の柱状図に見られる。二つの断面の磁気極性帯区分を合わせて、この地域のシワリク堆積物の合成磁気層序断面ができる。

合成磁気極性帯区分とその GPTS への対比が図 9.15 である。ナグリ層中の火山灰層のフィッシュン

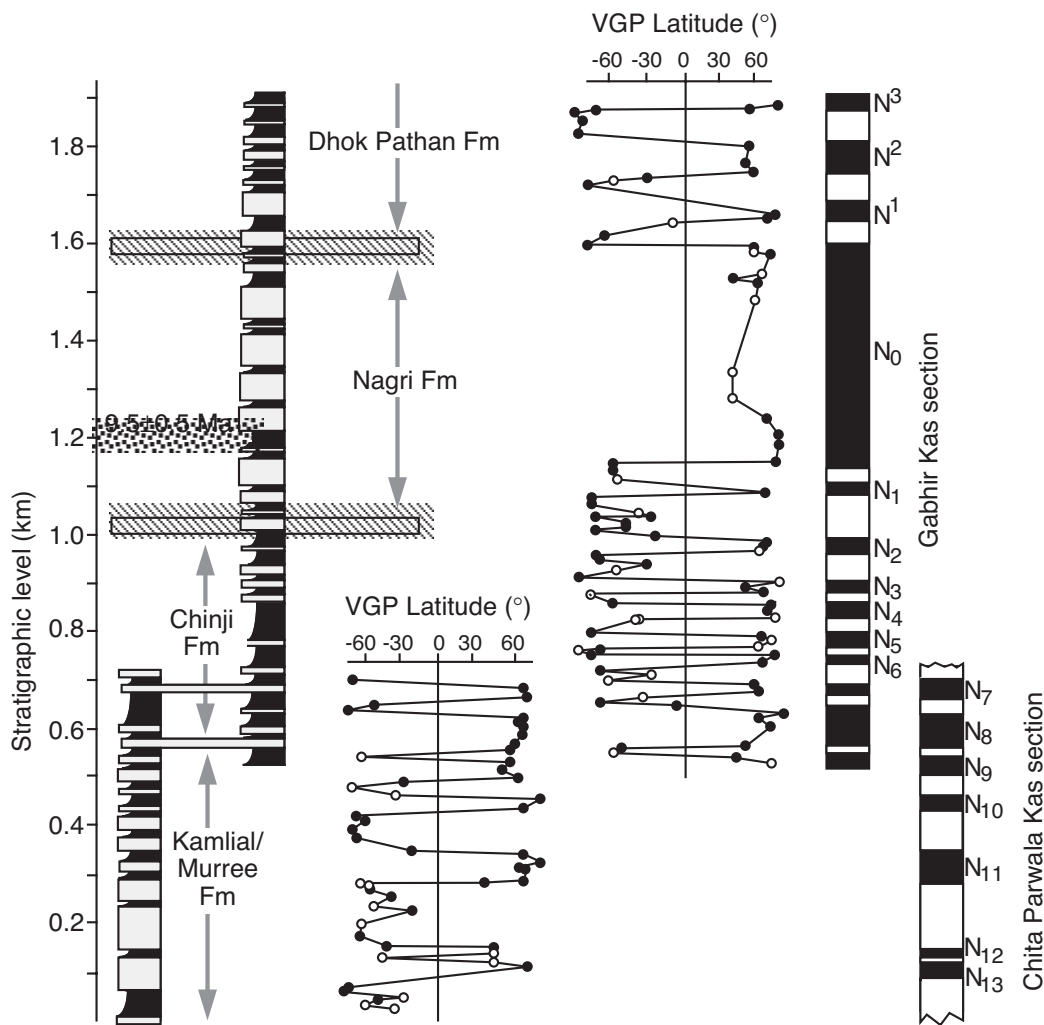


Figure 9.14 Stratigraphic correlation and polarity stratigraphy of Chita Parwala and Gabhir Kas sections. Resistant sandstones are shown by the stippled pattern in the stratigraphic section; finer-grained lithologies are shown in black; tracer sandstone units are shown connecting lithostratigraphic sections; VGP latitudes for class A sites are shown by solid circles; VGP latitudes for class B sites are shown by open circles; the interpreted magnetic polarity zonation is shown at the right. Redrawn from Johnson et al. (1985) with permission from the *Journal of Geology*. Copyright© 1985 by The University of Chicago.

トラック年代 9.5 ± 0.5 Ma で火山灰層を含む分厚い正極性帯はかなり確かに GPTS のクロン 5 に対比できる。地質断面の下部の極性パターンと逆極性の卓越はクロン 5Br から 5Cr にかけてに対比される。フィッシュトラック年代による制約と全体的な極性帯のパターンの 18 から 8Ma の期間の GPTS との比較を見ると、図 9.15 の対比はかなり説得的である。この磁気層序分析から、Johnson et al. (1985) はシワリク堆積物中の部層の境界と化石出土地点の絶対年代を見積もった。カムリア/チンジ境界は 14.3Ma; チンジ/ナグリ境界は 9.8Ma; ナグリ/ドクパサン境界は 8.5Ma との見積もりであった。

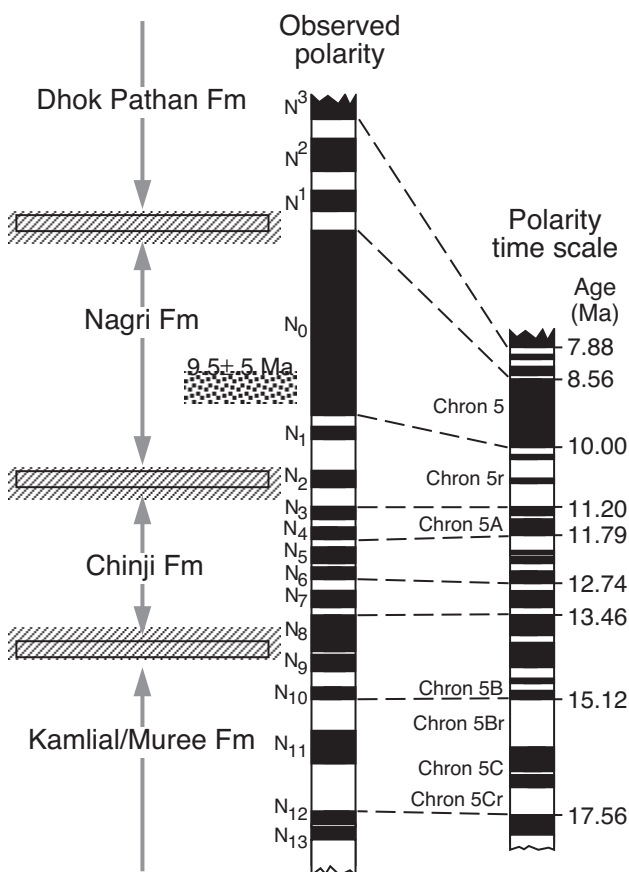


Figure 9.15 Correlation of magnetic polarity zonation of Siwalik deposits near Chinji Village, Pakistan, with the of Mankinen and Dalrymple (1979); the “chron” numbering system is from Cox (1982). Redrawn from Johnson et al. (1985) with permission from the Journal of Geology. Copyright© 1985 by The University of Chicago.

それに加えて図 9.16 にある興味深い事実が浮かび上がった。この図は磁気層序示す年代とフィッシュトラック年代を層準に対してプロットしてあって、線の傾きは堆積速度を表すことになる。地質断面の下部は堆積物集積の速度は 0.12m/千年でまずまず一定している。しかし、11Ma 以降の上部は 0.30m/千年と速くなっている。この堆積速度の変化は変成岩起源の堆積物（特に青緑色普通角閃石）の顕著な増加とも対応している。テクトニクスの解釈によると、～11Ma の堆積速度の増加は、堆積物供給域の変成岩の露出による。実際、供給域と見られるヒマラヤのナンガルバット-ブンザ地域で、10Ma 以降 10km の上昇があったと記載されている。

Johnson et al. (1985) の磁気層序学研究的テクトニクスと堆積学への応用は論文の結論となる段落にまとめられている:

長期的な観点から見ると、チンジ村地域のシワリク堆積物は、地形形成、堆積、テクトニクスのほんの短い段階にすぎない。インドプレートは、北への動きの中で、コンベアベルトのように働き、間断なく次々と堆積場をもたらして、その中にチンジ村地域もあったのだ。インドが北に進むにつれて、チンジ村サイトはカルスト場から堆積場、そして、最後にはスラスト帯と堆積物供給地へとゆっくりと変化してきた。我々のチンジ村の年代データはそれぞれの堆積場のライフサイクルが 20m.y. 程度に渡ることを示した。

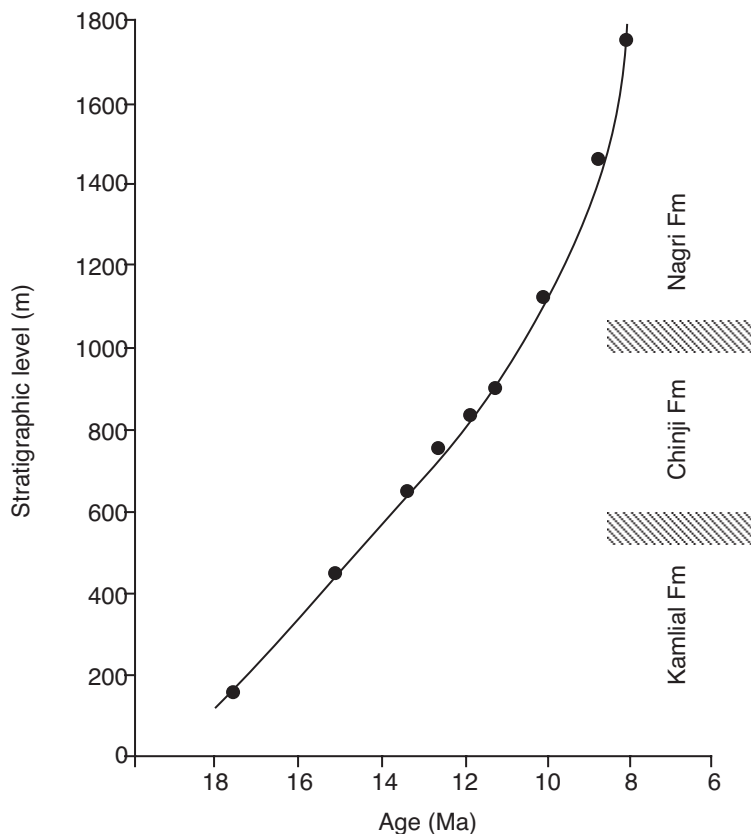


Figure 9.16 Sediment accumulation history of Siwalik deposits near Chinji Village. Data points are boundaries between identified magnetic polarity chrons; the slope of the curve is the sediment accumulation rate. Redrawn from Johnson et al. (1985) with permission from the *Journal of Geology*. Copyright© 1985 by The University of Chicago.

シワリクの堆積学

磁気極性層序の最後の応用例は、Behrensmeyer and Tauxe (1982) による、パキスタン・ドクパタンの近くのシワリク層群堆積物の堆積学的研究である。この地域では、図 9.17 に示すように、ナグリ層が側方につながる砂岩層を特徴とする一方、ドクパタン層はシルト岩や泥岩を特徴としている。全体としては、ドクパタン層がナグリ層の上位にある。しかし、それぞれの磁気極性帯境界を同時間面指標として用いると、Behrensmeyer and Tauxe は層境界は二つの河川堆積系が複雑に指交したものであることを示した。

Tauxe and Opdyke (1982) によるそれまでの磁気極性研究でこの地域のナグリ層とドクパタン層の GPTS への対比は分かっていた。古地磁気結果は Johnson et al. (1985) で報告されたものと似ていて、同様な“クラス”区分が極性決定の信頼性に用いられた。対比によって正極性帯 DN4 と上位の逆極性帯 DR4 の境界の絶対年代が 8.1Ma と見積もられた。ソアン川北方では中部シワリク層群の露出が極めて良好で、40km に渡って密な間隔でルートを設定して、40m の層位間隔で DN4-DR4 境界の古地磁気試料を採集することができた (図 9.17)。地層断面間で対比するのに最上部の連続する砂岩層 (U 砂岩) を鍵層として利用した。主要な岩相と古地磁気極性決定の南東-北西断面が図 9.18 である。平均堆積速度 0.52m/千年で、堆積学的にこの境界には無堆積の期間がなかったと分かることから、DN4-DR4 境界はほぼ等時間層帯であることができる。断面上での DN4-DR4 の“時間線”は層序学と堆積学の基本概念の磁気層序学的証明となっている: すなわち、隣り合う二つの層がかみ合っ、層境界が時間とともに移動していく性質である。

この場合では、ナグリ層とドクパタン層のかみ合わせが、二つの同時代の河川堆積系の指交による。南西部では卓越する河川系はナグリ層の特徴である広く分布する青灰色の砂岩層を堆積した。北東では、卓越する河川系はシルトと粘土を堆積したが、時々局所的な黄褐色の砂岩レンズを挟んだ。DN4-DR4 の等時間面の利用を通じて、Behrensmeyer and Tauxe (1982) は二つの堆積系の指交現象へのテクトニックな水文学的なモデルを構築したのだ。

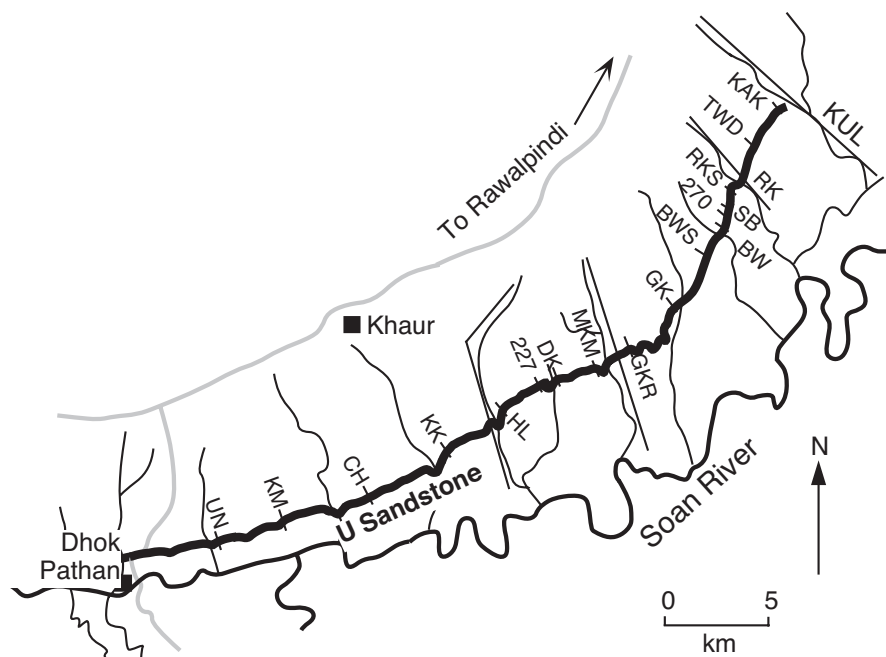


Figure 9.17 Stratigraphic sections of Middle Siwalik deposits near Khaur, Pakistan. The heaviest black line shows the outcrop of U Sandstone; the medium black line shows the course of Soan River; the thin, sinuous black lines show canyons cutting across the strike of deposits; stippled lines indicate roads; initials label stratigraphic sections located by straight black lines and shown in Figure 9.18; the region is within Potwar Plateau. Redrawn from Behrensmeier and Tauxe (1982).

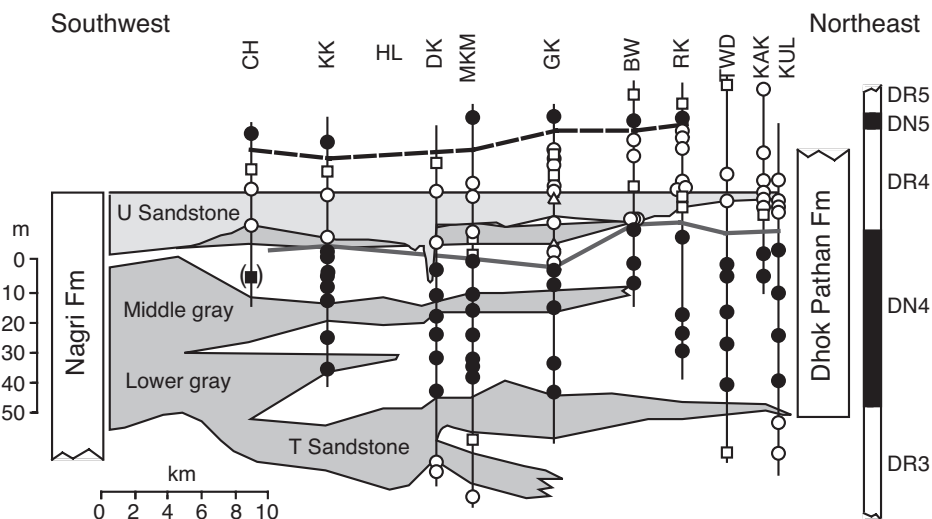


Figure 9.18 Magnetostratigraphic correlation of DN4-DR4 polarity boundary along the strike of the U Sandstone. Sheet sandstones on the southwest side of the cross section are assigned to the Nagri Formation, while silts and clays (shown by white) are characteristic of the Dhok Pathan Formation to the northwest; the top of the U Sandstone is used as a horizontal reference; circles indicate class A paleomagnetic sites; squares indicate class B sites; triangles indicate class C sites (within-site clustering of ChRM significant from random after AF demagnetization); black indicates normal polarity; white indicates reversed polarity; the bold stippled line indicates the position of the DN4-DR4 polarity boundary. Redrawn from Behrensmeier and Tauxe (1982).

補遺: クロン名サブクロン名のカタカナ表記について

訳者は Brunhes のカタカナ表記が様々になされていて、混乱していることを整理しないといけないと考えていた。2021 の「地磁気 古地磁気 岩石磁気 夏の学校」で統一を提案した。その結論だけをここに記して、賛同される方にはお使いいただけるようまとめておく。

クロン名

- Brunhes: ブリュンを推奨。フランス語の正規の発音は綴りと 1:1 対応している。(中条省平 2018 世界一簡単なフランス語の本 幻冬舎)「u」は必ず「ユ」と読む。語尾の「es」は発音しない。「h」はどこにあっても発音しない。このルールを適用すると「Brunhes」は「ブリュン」となる。
- Matuyama: 元々日本語なので松山で問題ない。英語の綴りが気になるが、これは、当時日本式ローマ字運動があった影響で松山自身が Matsuyama から変えており、逆転論文を書いた当時は Matuyama を使っている。
- Gauss: ガウスで定着しているし問題ない。
- Gilbert: こちらもギルバートが定着している。

サブクロン名

- Jaramillo: ハラミヨを推奨。Jaramillo Creek., Jemez Mountains., New Mexico という地名。スペイン語が語源なので、ハラミヨかハラミジョが良さそうなのだが、ハラミヨが広まっているのでそちらを推奨する。
- Cobb Mountain: コブマウンテン。カリフォルニア州、Santa Rosa の北の山。英語なので問題ないが、コブ山とまで書くのはあまり良くなさそう。
- Olduvai: オルドバイ。タンザニア北部の Olduvai 渓谷。スワヒリ語起源。英語の発音通りにカナにするとオルドゥヴァイが良いのだが、オルドバイが定着しているのでそちらを推奨。
- Reunion: レユニオン。フランス領レユニオン島。フランス語の綴りは Réunion なので、Brunhes で書いたの原則を適用しても、レユニオン。
- Kaena: カエナ。ハワイのオアフ島の州立公園がある最西端の岬。カエナで問題ない。
- Mammoth: マンモス。アメリカ西部のシエラネバダ山脈内の山や湖の名称。マンモスで問題ない。
- Cochiti: コチティ。Cochiti は、アメリカ合衆国ニューメキシコ州サンドバル郡にある、コチティ族の集落。英語読みで問題ない。コチティ族と Wikipedia にあるので、コチティが良さそう。
- Nunivak: ヌニヴァク。ベーリング海のアラスカ海岸にある島名。英語読みで問題ない。ヌニヴァクが良さそう。
- Sidufjall: スイツフォル^{*3}。アイスランドの地名 Síðufjall。ðu はツ、ll はトゥルの無声音になること。ll はあまりはっきり発音されないので、スイツフォで良いかもしれないとの助言をいただいたのだが、英語の綴りと妥協するとスイツフォルが良さそう。
- Thvera: スヴェラ。アイスランドの地名 Þverá。Þ は Th で á はアオだが、英語の綴りと妥協するとスヴェラオよりスヴェラが良さそう。
- Laschamp: ラシャン。フランス、オーベルニュ地方の地名。sch はシ、am は鼻母音のアン、語末の

*3 註: Sidufjall と Thvera の発音については、アイスランド在住の小倉悠加さん (Twitter @YukaOgura、コラム <https://samejimahiroshi.com/tag/アイスランド/>) に『発音だけなら簡単というか、アイスランド語はローマ字読みで、特殊文字の発音は変化することはないのでわかります。』などの御助言をいただいた。ご教授に感謝いたします。

p は読まないという原則から、ラシャンが適当。

参考文献

- [1] L. W. Alvarez, W. Alvarez, F. Asaro, and H. V. Michel, Extraterrestrial cause for the Cretaceous–Tertiary extinction, *Science*, v. 208, 1095–1108, 1980.
- [2] C. Badgley, L. Tauxe, and F. L. Bookstein, Estimating the error of age interpolation in sedimentary rocks, *Nature*, v. 319, 139–141, 1986.
- [3] A. K. Behrensmeyer and L. Tauxe, Isochronous fluvial systems in Miocene deposits of northern Pakistan, *Sedimentology*, v. 29, 331–352, 1982.
- [4] W. A. Berggren, D. V. Kent, J. J. Flynn, and J. A. Van Couvering, Cenozoic geochronology, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 96, 1407–1418, 1985.
- [5] A. Cox, *Plate Tectonics and Geomagnetic Reversals*, W. H. Freeman and Co., San Francisco, 702 pp., 1973.
- [6] A. Cox, Magnetostratigraphic time scale, In: *A Geologic Time Scale*, ed. W. B. Harland et al., Cambridge University Press, Cambridge, England, pp. 63–84, 1982.
- [7] A. Cox, R. R. Doell, and G. B. Dalrymple, Geomagnetic polarity epochs and Pleistocene geochronometry, *Nature*, v. 198, 1049–1051, 1963.
- [8] A. Cox, R. R. Doell, and G. B. Dalrymple, Geomagnetic polarity epochs, *Science*, v. 143, 351–352, 1964. A. Cox, R. R. Doell, and G. B. Dalrymple, Radiometric time-scale for geomagnetic reversals, *Quart. J. Geol. Soc.*, v. 124, 53–66, 1968.
- [9] K. M. Creer, P. Tucholka, and C. E. Barton, *Geomagnetism of Baked Clays and Recent Sediments*, Elsevier, Amsterdam, 324 pp., 1983.
- [10] R. R. Doell and G. B. Dalrymple, Geomagnetic polarity epochs: A new polarity event and the age of the Brunhes–Matuyama boundary, *Science*, v. 152, 1060–1061, 1966.
- [11] W. Glen, *The Road to Jaramillo*, Stanford University Press, Stanford, Calif., 459 pp., 1982.
- [12] E. A. Hailwood, *Magnetostratigraphy*, Special Report No. 19, The Geological Society, Blackwell Scientific Publications, Oxford, England, 84 pp., 1989.
- [13] J. R. Heirtzler, G. O. Dickson, E. M. Herron, W. C. Pitman, III, and X. Le Pichon, Marine magnetic anomalies, geomagnetic field reversals, and motions of the ocean floor and continents, *J. Geophys. Res.*, v. 73, 2119–2136, 1968.
- [14] N. M. Johnson and V. E. McGee, Magnetic polarity stratigraphy: Stochastic properties of data, sampling problems, and the evaluation of interpretations, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 1213–1221, 1983.
- [15] N. M. Johnson, N. D. Opdyke, and E. H. Lindsay, Magnetic polarity stratigraphy of Pliocene–Pleistocene terrestrial deposits and vertebrate faunas, San Pedro Valley, Arizona, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 86, 5–12, 1975.
- [16] N. M. Johnson, J. Stix, L. Tauxe, P. F. Cerveny, and R. A. K. Tahirkheli, Paleomagnetic chronology, fluvial processes, and tectonic implications of the Siwalik deposits near Chinji Village, Pakistan, *J. Geol.*, v. 93, 27–40, 1985.

- [17] J. L. Kirschvink, The Precambrian–Cambrian boundary problem: Magnetostratigraphy of the Amadeus Basin, Central Australia, *Geol. Mag.*, v. 115, 139–150, 1978.
- [18] J. L. La Brecque, D. V. Kent, and S. C. Cande, Revised magnetic polarity time scale for Late Cretaceous and
- [19] Cenozoic time, *Geology*, v. 5, 330–335, 1977.
- [20] W. Lowrie, Magnetic polarity time scales and reversal frequency, In: *Geomagnetism and Paleomagnetism*, ed. F. J. Lowes, D. W. Collinson, J. H. Parry, S. K. Runcorn, D. C. Tozer, and A. Soward, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Netherlands, pp. 155–183, 1989.
- [21] W. Lowrie and W. Alvarez, Upper Cretaceous–Paleocene magnetic stratigraphy at Gubbio, Italy, III. Upper Cretaceous magnetic stratigraphy, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 88, 374–377, 1977.
- [22] W. Lowrie and W. Alvarez, One hundred million years of geomagnetic polarity history, *Geology*, v. 9, 392–397, 1981.
- [23] W. Lowrie and J. G. Ogg, A magnetic polarity time scale for the Early Cretaceous and Late Jurassic, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 76, 341–349, 1986.
- [24] E. A. Mankinen and G. B. Dalrymple, Revised geomagnetic polarity time scale for the interval 0–5 m.y. B.P., *J. Geophys. Res.*, v. 84, 615–626, 1979.
- [25] S. R. May, R. F. Butler, and F. A. Roth, Magnetic polarity stratigraphy and stratigraphic completeness, *Geophys. Res. Lett.*, v. 12, 341–344, 1985.
- [26] I. McDougall, The present status of the geomagnetic polarity time scale, In: *The Earth: Its Origin, Structure and Evolution*, ed. M. W. McElhinny, Academic Press, London, pp. 543–566, 1979.
- [27] I. McDougall and F. H. Chamalaun, Geomagnetic polarity scale of time, *Nature*, v. 212, 1415–1418, 1966.
- [28] I. McDougall and D. H. Tarling, Dating of polarity zones in the Hawaiian Islands, *Nature*, v. 200, 54–56, 1963. M. W. McElhinny, *Palaeomagnetism and Plate Tectonics*, Cambridge University Press, London, 356 pp., 1973.
- [29] P. L. McFadden and R. T. Merrill, Geodynamo energy source constraints from palaeomagnetic data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, v. 43, 22–33, 1986.
- [30] L. W. Morley and A. Larochelle, Palaeomagnetism as a means of dating geological events, In: *Geochronology in Canada*, ed. F. F. Osborne, Roy. Soc. Canada Spec. Publ. No. 8, University of Toronto Press, Toronto, pp. 39–51, 1964.
- [31] T. Nagata, S. Uyeda, and S. Akimoto, Self-reversal of thermoremanent magnetism of igneous rocks, *J. Geomagnet. Geoelect.*, v. 4, 22–38, 1952.
- [32] G. Ness, S. Levi, and R. Couch, Marine magnetic anomaly timescales for the Cenozoic and Late Cretaceous: A precis, critique and synthesis, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 18, 753–770, 1980.
- [33] N. D. Opdyke, Paleomagnetism of deep-sea cores, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 10, 213–249, 1972.
- [34] N. D. Opdyke, L. H. Burckle, and A. Todd, The extension of the magnetic time scale in sediments of the central Pacific Ocean, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 22, 300–306, 1974.
- [35] P. M. Sadler, Sediment accumulation rates and the completeness of stratigraphic sections, *J. Geology*, v. 89, 569–584, 1981.
- [36] L. Tauxe and N. D. Opdyke, A time framework based on magnetostratigraphy for the Siwalik sediments of the Khaur area, northern Pakistan, *Paleogeogr. Paleoclimat. Paleocol.*, v. 37, 43–61, 1982.
- [37] L. Tauxe, D. V. Kent, and N. D. Opdyke, Magnetic components contributing to the NRM of

Middle Siwalik red beds, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 47, 279–284, 1980.

- [38] F. Theyer and S. R. Hammond, Palaeomagnetic polarity sequence and radiolarian zones, Brunhes to polarity epoch 20, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 22, 307–319, 1974.
- [39] R. Thompson and F. Oldfield, *Environmental Magnetism*, Allen and Unwin, London, 1986, 227 pp.
- [40] F. J. Vine and D. H. Matthews, Magnetic anomalies over ocean ridges, *Nature*, v. 199, 947–949, 1963.

第 10 章

古地理学への応用

早い時期の基本的な古地磁気手法の古地理学への応用 (主として数人のイギリスの科学者による) は地球科学への古地磁気学のもっとも幅広く知られた貢献となった: 大陸移動論に確証を与えたことである。ここで、古地磁気学の古地理学への応用の基本原理について展開する。地心双極子仮説が屋台骨を支える。この仮説が地球磁場の一次近似となっていることを示す証拠を、まずは見ていこう。古地磁気極の議論と表現からは見かけ極移動曲線が導出できる。大陸間での曲線の比較についての鍵となる概念を導入すると、古地理学への応用を理解する道具を得ることができる。この章の最後に、いくつか例を紹介して、古地磁気学を大陸の古地理復元に応用する際の力と限界を解説する。

軸地心双極子仮説

軸地心双極子 (GAD: Geocentric Axial Dipole) 仮説は第 1 章で導入した。そこでは、地球磁場の磁気流体力学と調和的であることを述べた。GAD 仮説を受け入れれば、古地磁気極が、古地磁気データを得た大陸から見た自転軸の位置を示すことが導かれる。GAD 仮説を通じて、古地磁気極が古地理再構築に使う方法を以下に解説する。GAD 仮説は、古地磁気学のテクトニクスへの応用における決定的な役割を担っているので、この節でもう少し調べてみよう。

1950 年代から 1960 年代の初頭、大陸移動説の反対者は、古生代や中生代における GAD 仮説の妥当性に疑問を呈することで、古地磁気学的証拠を攻撃した。Irving (1964) はこの“非双極子仮説”について議論し、“今や、古地磁気の影響を無視したいものだけに有用な、自暴自棄の仮説”であると結論づけた。以下に展開する古地磁気データとプレートテクトニクスの発展に伴って、GAD 仮説の根本的な有効性は今では極めて強固に確立されている。

過去 500 万年

図 1.9 での議論で、地磁気極が自転軸の周りの酔歩であると分かった。過去 2000 年の地磁気極の位置の平均は自転軸と区別できない。第 7 章で、合衆国西部の完新世溶岩からの古地磁気データを解析した。図 7.5 に示した“古地磁気極”の決定には図 1.9 より多くの VGP を使った。得られた極は回転極の 3° 以内に落ち、それは、30 の VGP の平均で 3.7° と小さくなった A_{95} の範囲にも入っていた。合衆国西部の完新世の古地球磁場の時間平均が、 $\sim 3^\circ$ の 95% 信頼限界の範囲で地心双極子的であるのは明白である。このデータセットについては、後にもう少し議論することとしよう。

Opdyke and Henry (1969) は 52 本の鮮新-更新世の深海コアの平均古地磁気伏角を決定した。これらの平均伏角は図 8.2 に示されていて、GAD の計算による伏角 ($\tan I = 2 \tan \lambda$: 式 (1.15)) とよく一致している。Merrill and McElhinny (1983) は、0-5Ma の期間の 4580 の溶岩の古地磁気データの収集で GAD 仮説のもっと詳細な評価を行った。第一次近似として、過去 5m.y. の時間平均地球磁場は、 $\sim 3^\circ$ の信頼限界

内で、地心双極子的であることが分かった。このデータセットは十分大きかったので、後に議論する二次的な偏りを見出すことができた。以上の分析は、過去 5.m.y. にわたって、GAD 仮説が妥当であることを確認した。それで、地質時代の最も厳格なテストが可能な期間において、GAD 仮説は $\sim 3^\circ$ の危険率で確認できたと言える。

より古い地質時代

5m.y より古い地質時代での GAD 仮説を評価するのは、リソスフェアプレートの動きがあるので、ややこしい仕事になる。それ自身、古地磁気データを使って研究しようとしているわけで、下手をすると自己撞着になる。GAD の評価は二つの側面に分けられる (1) 古地球磁場が地心双極子であるか? (2) 地心双極子が自転軸に揃っているか?

後期ジュラ紀から現在まで、海洋磁気異常で相対プレート運動を決定できる。少なくとも新生代の間は、磁気異常を用いると大陸の様々な時代の相対位置を正確に再構築可能である。時間平均地球磁場方位の双極子性は異なる大陸から得られた古地磁気極を、磁気異常による大陸配置再構築と比較することで検証することができる。例えば、もし 30Ma での大陸の相対位置が再構築できているなら、その時代の岩石の古地磁気極は、時間平均地球磁場が地心双極子的であるとすれば、大陸間で一致するはずである; 極が一致しないとすれば、非双極子磁場を示す。このような分析で、新生代から中生代後期の間の地球磁場がおおよそ 5° の精度で地心双極子的であることが、確かめられている (例えば、Livermore et al., 1983, 1984)。

他にも顕生代の時間平均地球磁場の地心双極子性が確かめられている (例えば、McElhinny and Brock 1975; Evans, 1976)。しかし、地心双極子が地球の自転軸に揃っているかどうか、どうすればテストできるのだろうか。独立な古緯度の決定と比較する必要がある。不完全で精度は悪いが、古気候の指標は、古地磁気から決定された古緯度と比較できる、もっともまじな独立な古緯度測定である。

気候が緯度帯で異なるのは本質的である。なぜなら、太陽エネルギーの量が強く緯度に依存するからだ。現在の赤道での年平均気温は 25°C である。しかし、極では -25° と低い。生物学的や地質学的なたくさんの現象が気候帯に依っている: サンゴ礁は赤道帯で; 蒸発岩や赤色堆積物は中緯度の乾燥帯で赤道に対称に; 氷河に関連した現象は極とその周辺地域で見られる。

古気候スペクトルというのはこれらの古気候指標の緯度ごとの分布のヒストグラムである。現在の緯度での古気候スペクトルを古地磁気で決められた古緯度で見られるスペクトルと比較するのが、古い地質時代について地心双極子が地軸に揃っているかを評価する方法である。Irving (1964) は古気候と古地磁気のデータの綿密な議論を展開した。古気候指標との合致による GAD 仮説の基本的な確認は、Briden and Irvinvg (1964) 以来本質的には変わっていない。以下の例が彼らの分析で採用されている。

図 10.1a で、サンゴ礁の現在の緯度分布を示している。この分布は赤道に関して対称で、ほとんど全部の分布は赤道から 30° の範囲である。しかし、化石サンゴ礁の現在の緯度分布を見ると (図 10.1b)、たくさんの化石礁が緯度 30°N より北にあり、分布は赤道に対して非対称的である。この分布が気候帯のパターンが激しく異なっているからであるとは考え難い。その上、古地磁気学で決めた古緯度についての化石礁の分布 (図 10.1c) を見ると、予想通りに赤道に対して対称な分布となる。この分析は化石礁堆積物の分布が GAD 仮説と調和的であることを示している。

他の検討も (例えば Briden, 1968, 1970; Drewry et al., 1974)、基本的に同じ結論を導く: 古地磁気で決められた古緯度の決定は、様々な古気候の指標と調和的であり、一次近似として時間平均古地球磁場の軸地心双極子の特性が確認できる。しかしながら、これらの比較の精度は限られており、見積もりにくい。それでも、GAD 仮説は少なくとも $\sim 10^\circ$ の精度、おそらくは $\sim 5^\circ$ の精度で有効であるとの結論は妥当であろう。

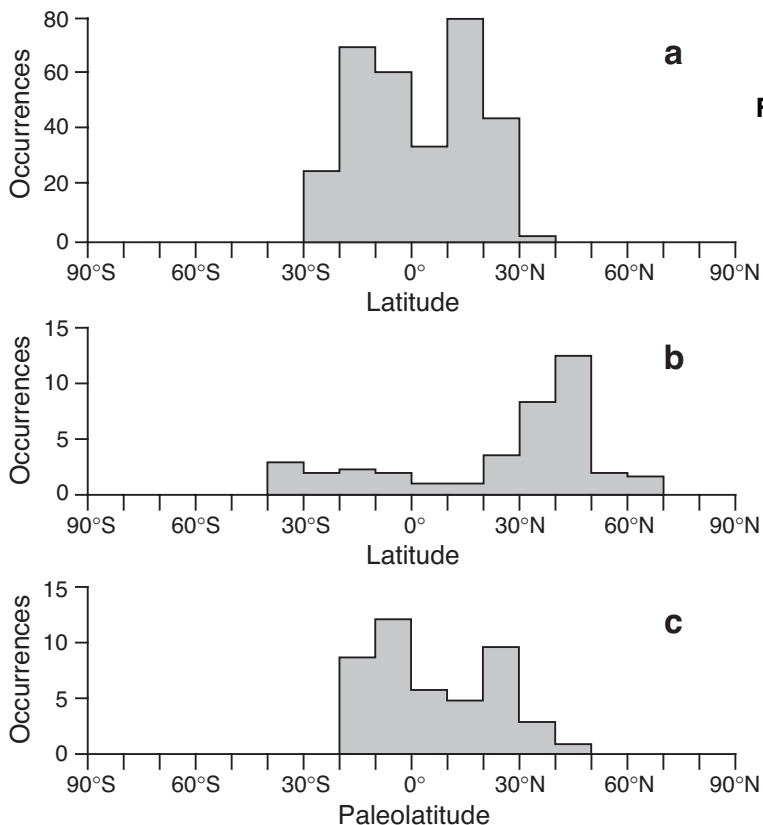


Figure 10.1 Latitudinal distribution of modern and fossil organic reefs. **(a)** Histogram of modern organic reefs within 10° bands of latitude; note the rough symmetry of modern organic reefs about the equator. **(b)** Histogram of present latitudinal distribution of ancient organic reefs; note that the majority of ancient organic reefs have present latitudes higher than 30°N . **(c)** Histogram of fossil organic reefs in paleolatitude determined from paleomagnetism; paleolatitudes of the majority of fossil organic reefs are within 30° of the paleoequator. Redrawn from McElhinny (1973) and Briden and Irving (1964).

2 次的なズレ

5Ma より若い岩石から得られた大量の古地磁気データセットのおかげで、時間平均古地磁気方位の軸地心双極子磁場からの小さなズレがわかる解像度が得られてきた。Wilson and Ade-Hall (1970) は鮮新世以降の溶岩からの古地磁気極が観測地点 (古地磁気試料採集地点) から見て数度地理北極の向こう側にくる傾向があることを見出した。この、“^{far-sided effect}向こう側効果” はその後、入念に研究されてきた。

細かいところはややこしいけれど、時間平均古地磁気磁場に小さな非双極子成分があるのは明白である。過去数百万年にわたって、古地磁気極は $\sim 3^\circ$ 程度向こう側に来る。この向こう側効果の一例が図 10.2 である。図には合衆国西部からの完新世溶岩 77 個のすべてから決めた古地磁気極が示してある。この極は採集地から見て 2.5° 地理極の反対側に来て、地理極は 95% 信頼限界のわずかに外側になっている。それで、時間平均古地球磁場は GAD 仮説を第一次近似として $\sim 5^\circ$ 程度で確認する一方、過去数百万年の間は $\sim 3^\circ$ 程度の二次的なズレが確認できる。

古地磁気極と古地理図

第 7 章で議論したように、古地磁気研究の結果をまとめる通常の方法は、サイト平均 VGP のセットから古地磁気極の位置を決定して表示することである。もし、“信頼できる”古地磁気極が近い年代の岩石で同じ大陸内部の離れた場所で沢山得られたなら、(基本的な信頼度の基準については第 7 章で議論した)、理想的には、これらの極はしっかりとまとまるはずである。実際には、信頼できる古地磁気極を集めても、地磁気永年変化のサンプリングが不完全であるとか、構造補正に不確実性があるとか、他の分かっていない効果とかで、いくらかばらつきはあるだろう。

図 10.3 は、北米の中期白亜紀の岩石から決めた 4 つの古地磁気極を図示したものだ。それぞれの極は、

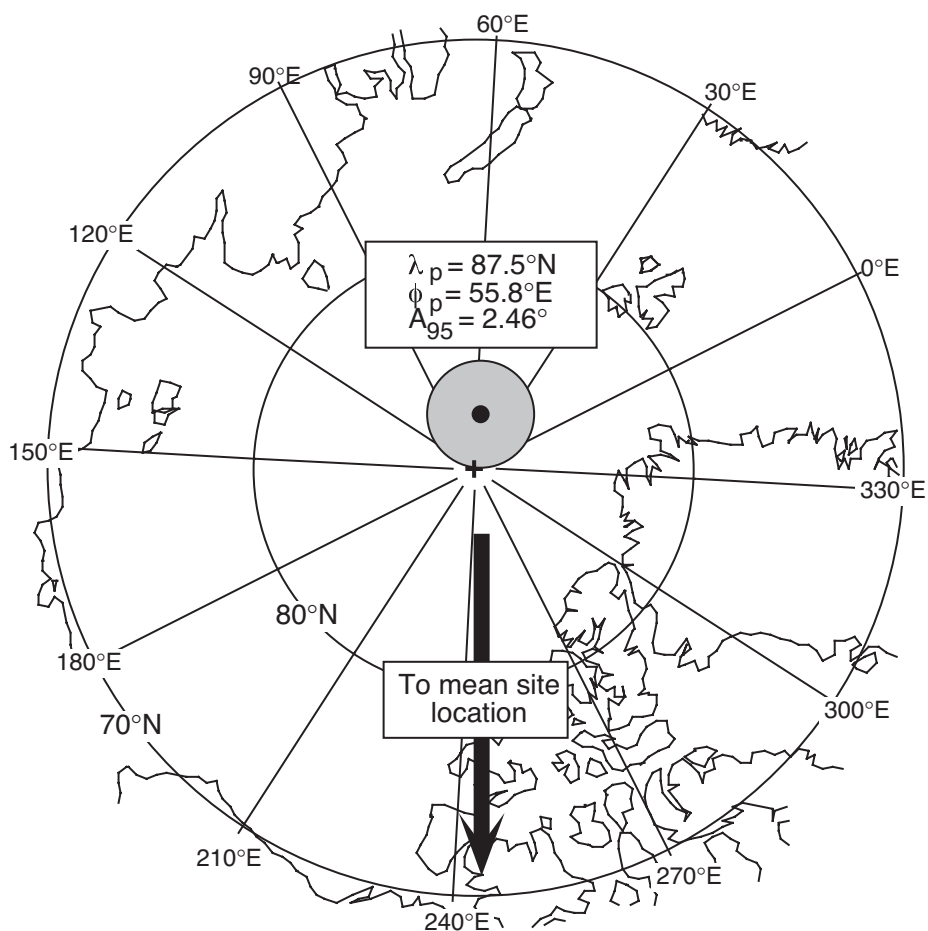


Figure 10.2 Paleomagnetic pole from Holocene lavas of the western United States. The entire data set of 77 VGP from Holocene lavas was averaged; the paleomagnetic pole is located on the opposite side of the geographic pole from the collecting sites in the western United States; note that the geographic north pole is just outside the 95% confidence limit about the paleomagnetic pole; latitude circles are shown in 10° increments and longitude lines in 30° increments. Modified from Champion (1980).

ほとんどの古地磁気学者が信頼できると認めるものである。おそらく、一番疑義のあるのはニオブララ層からのもので、海成堆積物であることに伴う、古地磁気伏角の浅化の可能性が残る（第 8 章）。この 4 つの中期白亜紀の極はまずまず良くまとまっており、古地磁気極が“良く決まっている”と見なせる地質時代における、典型的な状況に相当している。

ある大陸からの古地磁気極がまずまずまとまっていてあまり極移動のない地質時代について、平均の極を計算するのが普通である。各々の古地磁気極は単位ベクトルとして扱い、平均はフィッシャー統計を使って計算する。図 10.3 に示したのは、そうして得た北米の中期白亜紀の古地磁気極である。

北米の中期白亜紀古地磁気極は北アラスカに位置する。この極は図 10.4a には、現在の地理格子上に測定した大陸と古地磁気極を描くという、よく行われる形式で示してある。軸地心双極子仮説は、平均古地磁気極が、測定した大陸から見た自転軸の古位置であることを教える。そうすると、北米の中期白亜紀の古地理図は、中期白亜紀の極（とそれにしっかりと引っ付いている北米大陸も）が、古地磁気極が地理北極の位置に来るように回転することで得られる。得られた北米の中期白亜紀の古地理図は図 10.4b に示してある。この地図で北米の各場所の古緯度が分かるし、大陸の向き古経線からの方位角も分かる。時間平均地球磁場は自転軸について対称であるので、古経度についてはこれだけからはわからない。

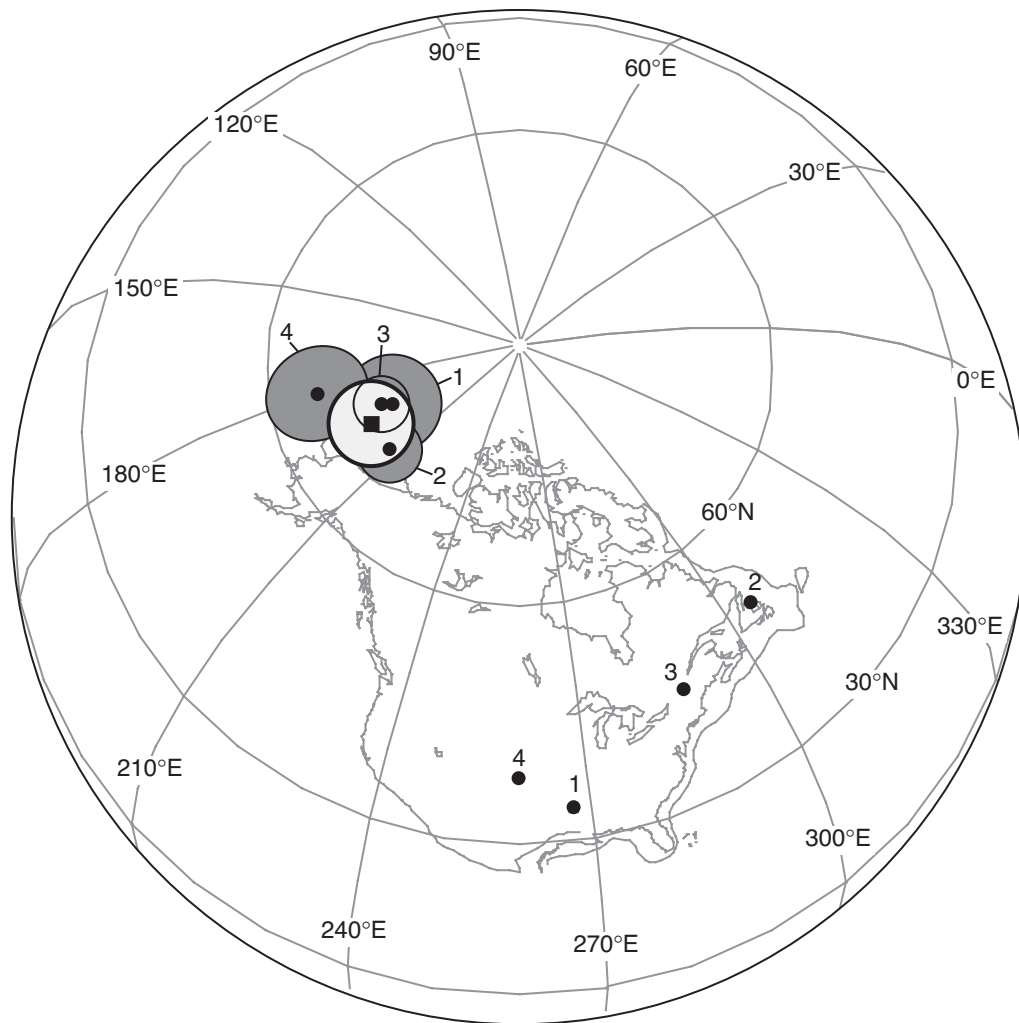


Figure 10.3 Comparison of four mid-Cretaceous paleomagnetic poles for North America. Sampling locations are shown by solid circles; corresponding paleomagnetic poles determined from each sampling location are shown with numbers labeling the stippled 95% confidence limits; 1 = alkalic intrusions, Arkansas (Globberman and Irving, 1988); 2 = lamprophyric dikes, Newfoundland (Prasad, 1981; Lapointe, 1979); 3 = alkalic intrusions, Quebec (Foster and Symons, 1979); 4 = Niobrara Formation, Kansas (Shive and Frerichs, 1974); the mean of these four poles is shown by the solid square with the surrounding lightly stippled 95% confidence region. Modified from Globberman and Irving (1988) with permission from the American Geophysical Union.

図 10.4b の中期白亜紀の古地理図から、北米西部が中期白亜紀には現在より高緯度にあったことが分かる一方、北米北東部は現在より低緯度であったことになる。そして、中期白亜紀には、北米が現在と比べて、時計まわりに回転した方位を向いていたことが分かる。

北米の始新世の古地磁気極が図 10.4c で、始新世の古地理図が図 10.4d である。図 10.4b と 10.4d を比較すると、中期白亜紀と始新世の間の、地理極に対する北米の動きを推測することができる。最小の動きで表現すると、北米の南東岸沖を回転軸とする、反時計まわりの回転となる。この動きで古地理がどう変わるか想像してみてほしい。大陸の古地磁気極から分かるその大陸の動きを見つける感覚が有益であることはすぐに分かる。

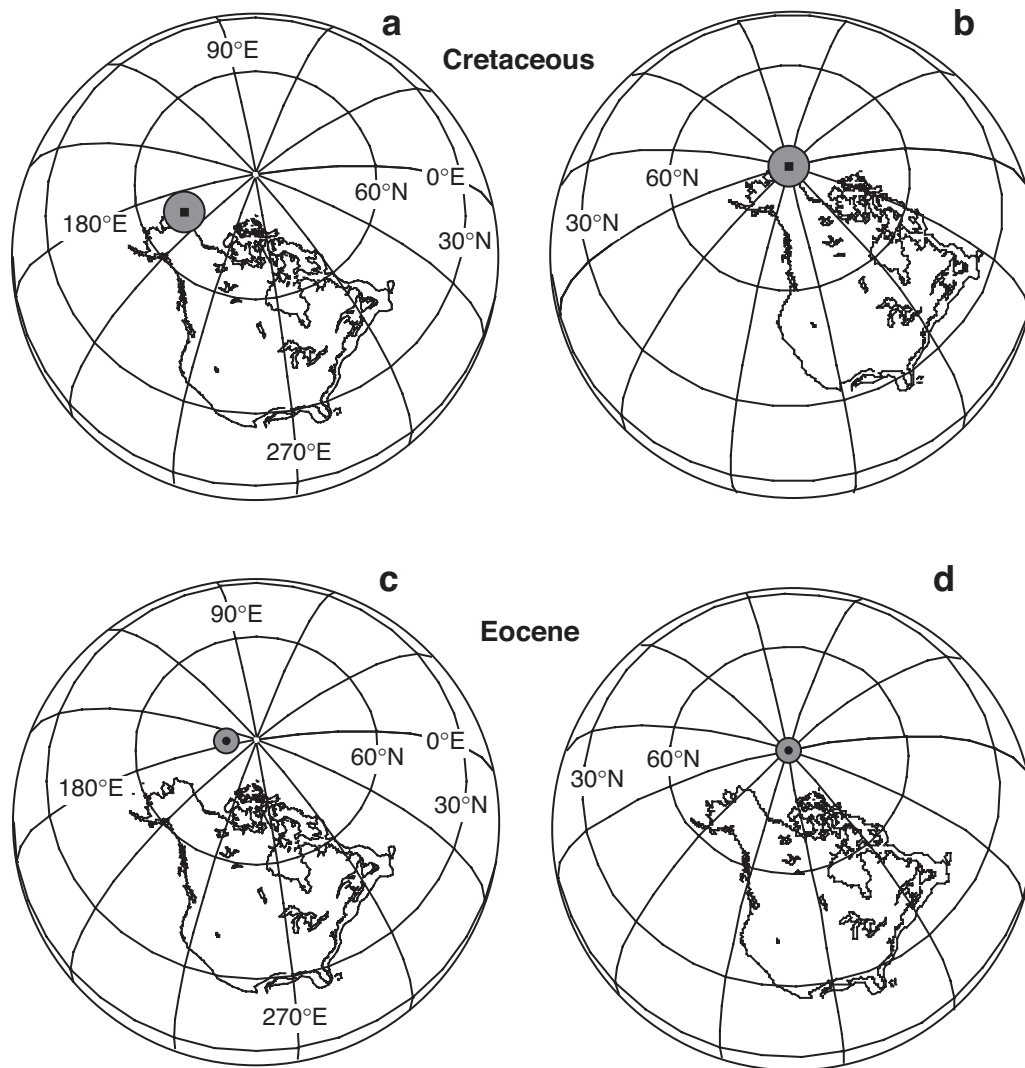


Figure 10.4 North American mid-Cretaceous and Eocene paleomagnetic poles and resulting paleogeographies. (a) Mid-Cretaceous paleomagnetic pole plotted on the present geographic grid; (b) mid-Cretaceous paleogeographic position of North America resulting from rotating the mid-Cretaceous paleomagnetic pole (and North America) so that the paleomagnetic pole coincides with the axis of the grid; (c) Eocene paleomagnetic pole of Diehl et al. (1983) plotted on the present geographic grid; (d) Eocene paleogeographic position of North America.

見かけ極移動曲線

上の例から、ある大陸からの古地磁気測定の結果を、古地理図のセットとして要約することができると思われたらう。しかし、この方法では、それぞれすべての地質時代の古地理図を描く必要があり、大量の古地磁気データを扱うのにひどく面倒である。もっと効率的な方法は、大陸の見かけ極移動曲線 (Apparent Polar Wander Path: APWP) 曲線を描く方法である。この技法は、Creer et al. (1954) が提唱して、長い地質時代に渡る古地磁気データを提示する標準的な方法となった。

基本的には、APWP は特定の大陸から見た一連の古地磁気極をつないだもので、通常は、現在の地理格子上でプロットする。北米の古地磁気極の個々の時代のプロットは第 7 章 (図 7.6 と 7.7) とこの章ですでに示している。APWP を描くには、地質年代の異なる古地磁気極のセットを一つの図に合わせる。後に見る

ように、新第三紀の古地磁気極は、速く動くリソスフェアプレートで運ばれる大陸でも、現在の地理極に近いところにある。古い地質時代では、古地磁気極は現在の地理極から回り道を通して遠いところに来る。

地心双極子仮説によって、APWP は観測した大陸から見た自転軸の見かけの動きを意味している。それで、見かけ極移動曲線と呼ぶのである。APWP が初めに描かれた時、見かけ極移動は、地球全体が自転軸（これは、星に対して固定されている。訳註: 実は歳差によってこれも動くからややこしい）に対して回転することによると思われていた。この、地球全体が地軸に対して回転することは、真の極移動として知られている。しかし、我々は、見かけ極移動が、主として、リソスフェアプレートの動きが地表に沿って大陸を運ぶことによるものであることを、知っているのである。

APWP を作る

現在北半球にある大陸については、APWP を現在の地理北極から繋がっている古地磁気極の連なりを示す方が便利である。南半球の大陸については、地理南極から始まる古地磁気極の連なりとして書くのが普通だ。地磁気逆転で APWP の再構成には両義性が生じうる。しかし、実際には地磁気逆転はプレート運動に

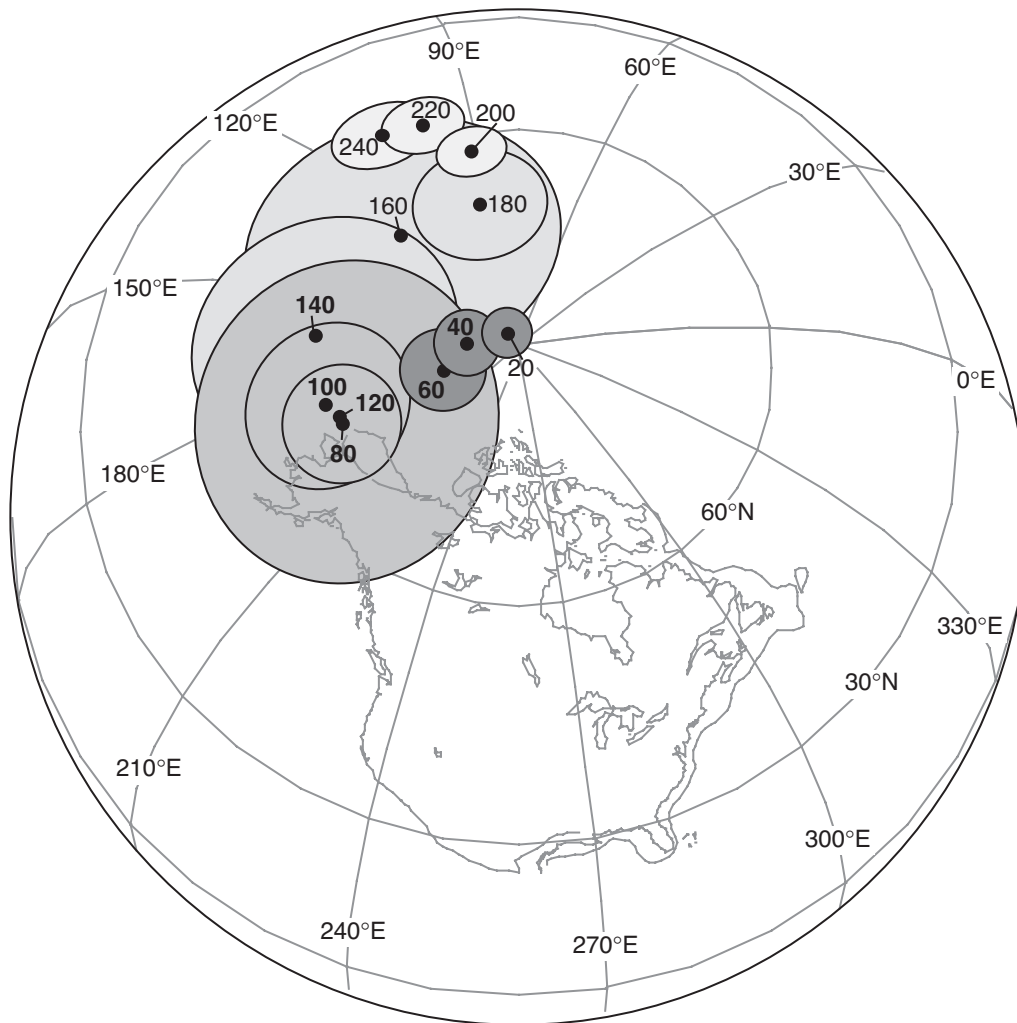


Figure 10.5 North American Mesozoic and Cenozoic apparent polar wander path of Irving and Irving (1982) using the sliding-time-window technique. Ages of mean paleomagnetic poles are labeled in Ma; the time window duration is 30 m.y.; 95% confidence limits are shown surrounding each mean pole.

対して十分に速いので、この両義性は実際にはあまり問題とならない。

新生代の正磁極期の岩石から決定された VGP は地理北極の近くにある。しかし、逆磁極期の岩石からの VGP は地理南極の近くに来る。例えば、北米の始新世の古地磁気極は、現在の地理北極から 10° 以下しか離れていない (図 10.4c)。これが始新世の古地磁気北極の位置であり、正磁極期の始新世の岩石からはその近くの VGP が得られるだろう。逆磁極期の始新世の岩石は、地理南極近くの VGP を示すだろう。第 7 章で議論したように、正極性の VGP と逆極性の VGP の対蹠点を平均して古地磁気極を求めるのが慣例 (北半球の大陸の場合) となっている。南半球の大陸では、逆極性の VGP と正極性の VGP の対蹠点を平均して古地磁気南極を求めるのが慣例である。古地磁気極を数多くプロットする場合は、曖昧さのないように、現在の地理極に繋がるようにすることができる。主要な大陸での原生代から顕生代については、このように示すことになっている。(訳註: これは、半球分の地図で大陸と古地磁気極が見えると分かり易いというだけで、それ以上の意味はない)

古地磁気データを解析してから APWP を構成する方法は、データの数が増えるにつれて変化してきた。古地磁気測定が少ない時には、地質年代区分ごとに平均の極を求めた。例えば、北米のジュラ紀の岩石からの古地磁気極が 4 点しか無かった時には、それらの極を平均して、北米 APWP のジュラ紀の極としていた (Irving and Park, 1972)。古地磁気極がもっと得られるようになって、もっと短い地質年代区分ごとの平均極を決めて、より細かい APW を決めることができるようになった。平均する時間幅を移動する方法をいろいろ使って、一連の APWP が描かれた (Van Alstine and deBoer, 1978; Irving, 1979b; Harrison and Lindh, 1982; Irving and Irving, 1982) Irving and Irving (1982) による中生代から新生代の北米 APWP を図 10.5 に示した。

移動平均の基本的な手順は次の通りである。(1) ある大陸から得られた古地磁気極それぞれに絶対年代を割り当てる。(2) 時間幅を (例えば 30m.y.) を選ぶ。(3) そのある中心年代からその時間幅に入る年代を持った古地磁気極全部の平均を計算する。例えば、図 10.5 の APWP を作るのに使った時間幅は 30m.y. なので、200Ma の平均古地磁気極は 185 から 215Ma の絶対年代が割り当てられた古地磁気極から求める。移動平均の手法は、APW の基本的なパターンを残したまま、ランダムノイズを平均化するのに有効である。しかし、系統誤差があるときには (例えば、現在の磁場方向の NRM 成分など) その誤差は強め合う。移動平均すると、得られた APWP のパターンの詳細が見えなくなる欠点もある。APWP が鋭角で曲がるなどの詳細が、意味があっても、この方法で構築すると認識できないかもしれない。

APWP を構築するもう一つの手段は、時間平均をする代わりに、“最も信頼できる” 古地磁気極だと思われるものを使うことである。最も信頼おけると判断される古地磁気極は、一般に、最も最近の研究で、最も厳格に消磁の分析をして、以前より数も増えているデータのセットを用いているものである。このようにして構築された北米の中生代から新生代の APWP が図 10.6 である。三畳紀後期からジュラ紀前期にかけての鋭角 (尖った) の変化などの、APWP のより細かい動きが、この方法で分解できている。欠点は、描いた APW が、個々の古地磁気極の確度に強く依存することである。用いた極が幾つかでも、未だ知られていない理由で、不正確であれば、推定された APW パターンは明らかに信用できないものになってしまう。

APWP は古地磁気研究で常に活発な話題である。古地磁気手法が発展したり新しい岩体の研究がなされたりするに連れて、古い古地磁気極が再評価され、時には破棄される。例えば、Prévot and McWilliams (1989) は中生代北米の古地磁気極として、Newark Trend 貫入岩からの古地磁気極 (図 10.6 の極 NT1 と NT2) の確かさに疑問を呈する一方、Moenave 層からの古地磁気極 (図 10.6 の極 MO) を加えた。

古地磁気データの質と量は大陸ごとに違うので、APWP の精度も異なる; 顕生代の APWP は北米の方が南米よりずっとよく決まっている。ある大陸についても、APWP の精度は地質年代に依存する。図 10.5 と 10.6 の APWP を比較すると、三畳紀・白亜紀・新生代の間は似た軌跡になっているが、ジュラ紀では異なっている。この違いの主要な理由は、現在まで、北米ジュラ紀の古地磁気極が少数しかないからである。ややこしいことは、ジュラ紀は、北米の見かけ極移動が速い時代であることである。APWP に依存したテクトニクスの解釈をする上では、APWP が、ある地質時代にはよくわかっているが、他の時代ではあまり

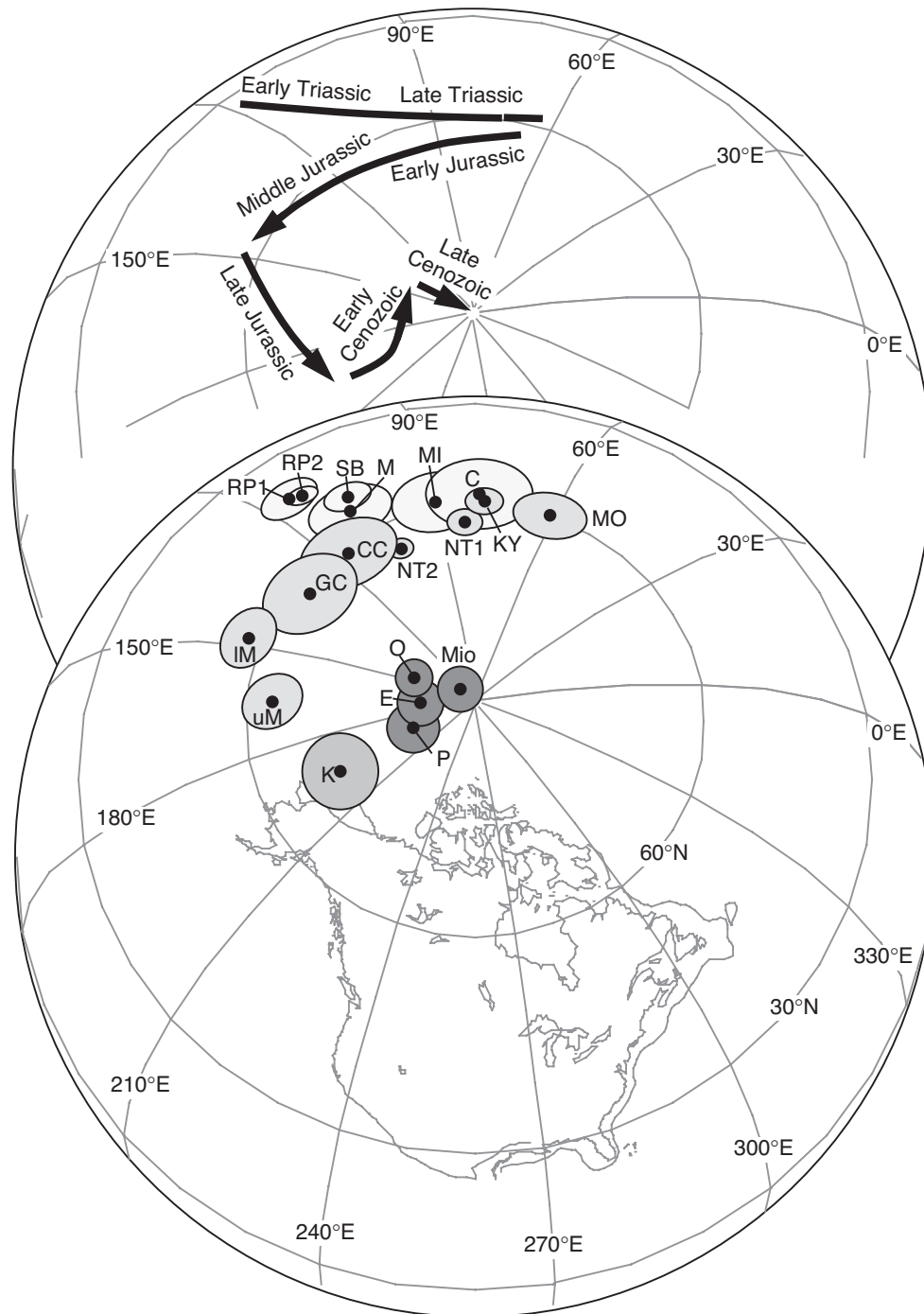


Figure 10.6 North American Mesozoic and Cenozoic apparent polar wander path based on compilation of the most reliable paleomagnetic poles. Stippled regions surrounding each pole are the 95% confidence limits; Triassic poles have the lightest stippling of confidence limits, while Jurassic, Cretaceous, and Cenozoic poles have progressively heavier stippling of confidence limits; Mio = Miocene (Hagstrum et al., 1987); O = Oligocene (Diehl et al., 1988); E = Eocene and P = Paleocene (Diehl et al., 1983); K = mid-Cretaceous (Globerman and Irving, 1988); uM and IM = upper and lower Morrison Fm, respectively; GC = Glance Conglomerate; CC = Corral Canyon; NT2 and NT1 = Newark trend group 2 and group 1 intrusives; KY = Kayenta Fm; MO = Moenave Fm; C = Chinle Fm; MI = Manicougan impact structure; M = Moenkopi Fm; SB = State Bridge Fm; RP1 and RP2 = Red Peak Fm; for references to Jurassic and Triassic poles, see Ekstrand and Butler (1989); arc and cusp interpretation of the APW pattern is shown in the upper diagram.

よくわかっていないことがあることを、常に心に留めておく必要がある。

古地磁気オイラー極

古地磁気研究者の中には、見かけ極移動曲線を「尖点 (cusp)」と呼ぶ鋭い曲がりで隔てられた曲線の連なりと見るものもある。中生代の北米 APWP のこの曲線と尖点の連なりの概略は図 10.6 の上の図に示されている。APW の個々の曲線部分は、リソスフェアプレートに乗った大陸がある地質時間 (例えば 50m.y.) に渡って固定されたオイラー極の周りに回転した結果と考えられている。それぞれの曲線が、それぞれのオ

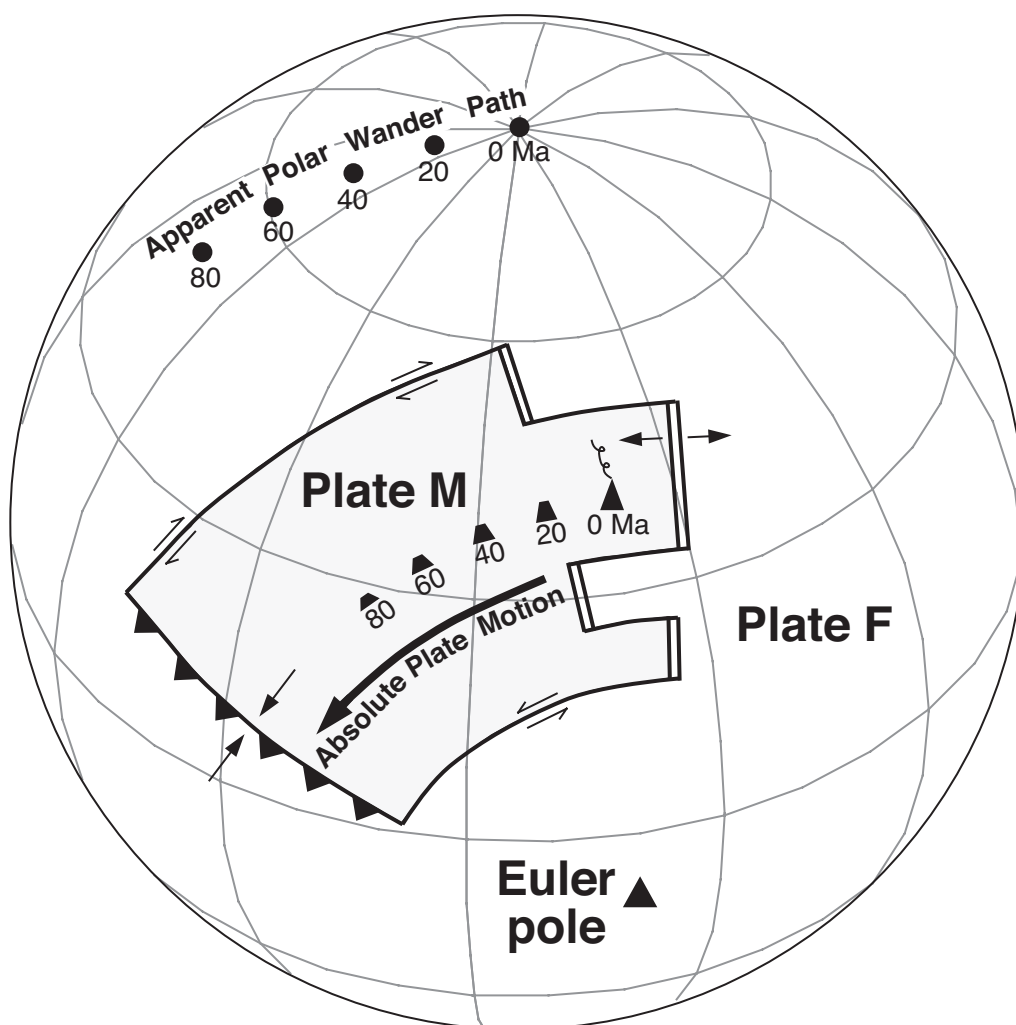


Figure 10.7 Paleomagnetic Euler pole model of apparent polar wander paths. The geographic grid is shown centered on the present rotation axis; Plate F is fixed, while Plate M is rotating about an Euler pole that is fixed in position (with respect to Plate F and the underlying mantle); the direction of absolute motion of Plate M is shown by the bold arrow; directions of relative plate motion along plate boundaries are shown by small arrows; ridge boundaries are shown by double lines; transform fault boundaries are shown by single lines; the convergent plate boundary is shown by the thrust fault symbol with teeth on the overriding plate; a hotspot under the active seamount labeled 0 Ma is fixed to the mantle and produces a seamount chain (hotspot track) with ages indicated; the recent paleomagnetic pole for Plate M is located at the rotation axis, while older paleomagnetic poles fall on the APW path with ages of poles indicated; the APW path, transform faults, and hotspot track all lie on circles of latitude (small circles) centered on the Euler pole. Modified from Gordon et al. (1984) with permission from the American Geophysical Union.

イラー極の周りに回ったことを示していて、尖点はリソスフェアプレート境界とその結果の起動力の再構成を示している。

図 10.7 に古地磁気オイラー極モデル (Paleomagnetic Euler Pole model: PEP model) の基礎を示した。図では二つのリソスフェアプレートしかない惑星を考える。プレート F は固定で、プレート M が下層のマントルと自転軸に固定されたオイラー極を中心として反時計まわりに回転する。二つのプレートを隔てるトランスフォーム断層はオイラー極を中心とする小円上 (緯度線上) にある。もし、ホットスポット (マントルに固定されている) がプレート M の下にあれば、海山列ができて、海山がオイラー極を中心とする小円上に並ぶ。プレート M 上の若い岩石から決めた古地磁気極は自転軸の近くに来る。古い岩石の古地磁気極もオイラー極を中心とする APWP 上に来る。これらの古地磁気極は、元々は自転軸のところにあったものが、プレート M がオイラー極の周りを回ることによって、自転軸から動いてきたのである。

PEP 解析では、APW の正確な軌跡を、その APW の軌跡を作る大陸の回転の中心であるオイラー極 (古地磁気オイラー極) の位置を決定するのに使う。そこで得られたオイラー極は、その大陸を運んでいたプレートの動きと過去の境界の配置を推測するのに使われる。大陸 APWP への PEP 解析の適用は、比較的新しく、まだ少々異論がある。APWP のさらなる改善が、このモデルの綿密な評価には必要である。興味のある読者には、Gordon et al. (1984) や May and Butler (1986), Witte and Kent (1990) を参照して、PEP 解析の賛否両論を読むことを勧める。

大陸の古地理復元

1950 年代後半から 1960 年代初めにかけての古地磁気研究によるウェゲナーの大陸移動説の基本的な確認が地球科学への古地磁気学の大きな貢献であることは明らかである (Irving, 1988)。この大陸の古地理復元における初期の古地磁気学の成功で、基本的な中生代と古生代の古地理はよく分かってしまって、今の話題ではないという誤解をしばしば生み出す。それは、事実とまったく異なり、全地球的な古地理学は、地球科学の中でも活動的で刺激的な (時には心を奪われる) 学問分野なのだ。

古地磁気学は、古地理研究における複数の道具のうちの一つと見ることは正しい。古気象学、古生物地理学、そして何と言っても地質学にも重要な貢献をする。古地理学においては、時代を通じての地球の地図作りという手強い挑戦に、手に入る様々な証拠から筋の通った画を描くことで、挑むのだ。古生代の古地理図のために使える知識の現況は Scotese and McKerrow (1990) に明晰にまとめられている。彼らは“ここで提示する地図は、16 世紀の探検者が作ったアジアや新世界の地図の精度と似たようなものである。かつての発見者の航海から 500 年間、われわれは地球の‘空間’としての地図を作ってきた。そして今、地球の‘時間’の地図を作る航海に出発しようとしているのだ”と述べている。

この節では、まず、古地磁気学を古地理復元に適用する基本的原理を紹介する。次に、北米-ヨーロッパ間の復元の例を用いて、比較的好く分かっている例の説明をする。その後、パンゲアの復元へと進み、可能な別の復元についてや超大陸の形成や分裂の時期について議論する。古地理研究の速い進歩とそれによる重要な影響を示すために、この節の最後で、 Gondwana の古生代の移動の歴史に関する現在の議論を紹介する。

基本原理

APWP を合わせるのが、過去の大陸間の相対位置を決めて確かめる、基本的な古地磁気学の方法である。例えば、二畳紀におけるアフリカと北米の古地理復元では、アフリカからと北米からの二畳紀の古地磁気極が一致しないといけない; つまり、お互いの古地磁気極は他方の誤差の範囲に含まれていないといけない。この法則は、単純に、GAD 仮説の系である。古地磁気極は、測定した大陸から見た、過去の自転軸の位置を示す。どの特定の地質時代を取っても、自転軸はたった一つしかありえない。それで、もし、二つの大陸

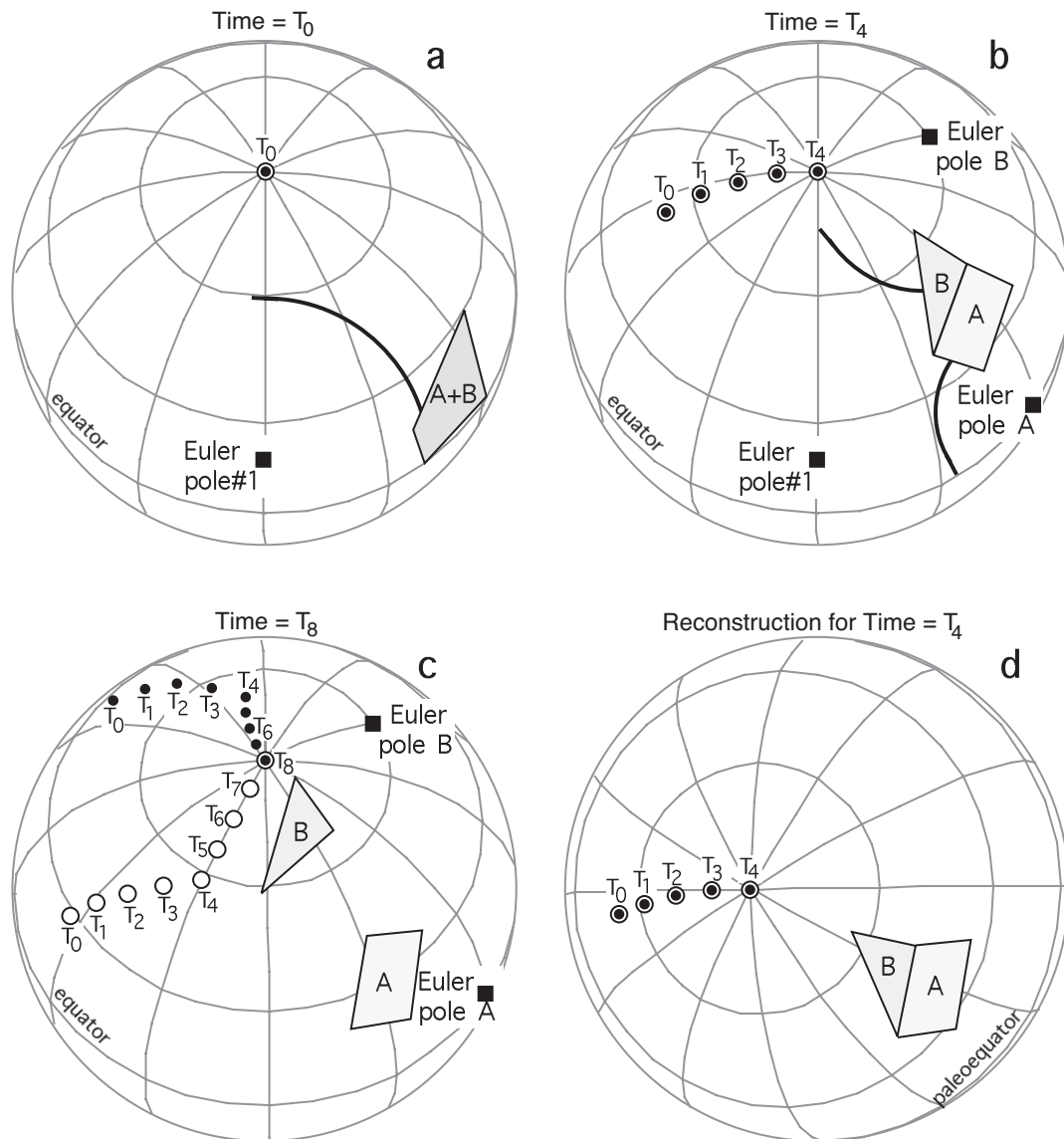


Figure 10.8 Paleogeographic reconstruction from apparent polar wander paths. (a) Continents A and B were joined together at geologic time T_0 ; the paleomagnetic pole for rocks of age T_0 on continents A and B records the position of the rotation axis; during the time interval from T_0 to T_4 , the continents rotate about Euler pole #1 at a rate of 10° per time unit (e.g., T_1 to T_0 = one time unit). (b) The APW paths for continents A and B have recorded the past positions of the rotation axis during the interval T_0 to T_4 ; these APW paths are rotated along with continents A and B during subsequent rotations; at geologic time T_4 , continents A and B rift apart; continent A begins to rotate about Euler pole A (rate = 10° /time unit), and continent B begins to rotate about Euler pole B (rate = 8° /time unit). (c) At geologic time T_8 (present), continent A has the APW path indicated by the open circles while continent B has the APW path indicated by the solid circles; the form of the APW paths during the T_0 through T_4 interval and the geometric relationships between the APW paths and the continents to which they belong are the same as at time T_4 . (d) Paleogeographic reconstruction for time T_4 ; continent A was fixed in position, and continent B was rotated until the APW paths of continents A and B overlapped during the T_0 to T_4 interval; the axis of the geographic grid was then placed on paleomagnetic pole T_4 to produce paleolatitude lines for time T_4 ; the absolute values of the longitude lines are indeterminate; note that the relative placements and paleolatitudes of continents A and B are the same in (b) and (d). Modified from Graham et al. (1964) with permission from the American Geophysical Union.

が、その特定の地質時代についての正しい相対位置に置かれていたら、その時代のそれぞれの古地磁気極は一致しないとはいけない。その上、もし、これらの大陸がかなりの長期間の地質時代に渡って相対位置が固定されていたら、その期間全体の古地磁気極 (APWP) は一致しなければならない。

図 10.8 は、APWP の一致を古地理復元にかに使うかを説明するために作った簡単な例である。図の説明文に細かく書いてあるように、もし、二つの大陸が分裂して移動する前にある期間一緒に移動していたなら、共通の移動履歴を記録している APWP の位置を一致させることで、古地理復元ができる。この簡単な例では、双方の大陸の古地磁気極は完璧な精度で一連の地質時代の岩石に記録されているとしている。この理想の条件で、一緒に移動していた大陸の緯度方向の動きがどのようなものであっても、必ず APWP を一致させることのできる古地理復元が一意にできる。ただし、二つの大陸の一体となった動きが純粋に経度方向であったならば、古地理復元に任意性が残る。(訳註：この説明は一体である間の古地磁気極が動かなければ、一点しか与えないので古地理復元に、古地磁気極を中心とした回転の任意性が残るという意味である。緯度方向の動きがなくても、大陸の回転運動があれば、古地磁気極は動くので APWP が与えられ、古地理復元が一意にできる)

実際のデータでやってみるとすぐわかる問題点は、大陸の APWP の決定精度が限られることである；古生代の APWP は実際のところは、初歩的と言っていい段階の大陸もある。それで 図 10.8 のものよりずっと複雑で不確かな APWP からでも、古地理復元を作ってみてテストしないとはいけない。大陸の APWP 同士の比較から導き出された結果を、他の古生物地理・地質・古気候のデータと付き合わせることは必須の作業である。

APWP の知見は、他の古地理データの確かさと同じで、一般には年代とともに減少する。白亜紀と新生代については、海洋の地質学・地球物理学データが大量に得られていて、海洋盆の復元ができる。これらのデータで、この時期の詳細な復元が、たくさんの海洋盆で可能である。しかし、白亜紀以前の地質時代については、過去の海洋リソスフェアの断片が稀に残っているだけで、この種の古地理情報はきわめて限られる。それで Morel and Irving (1978) は古地理図を 3 種類に分類した：“ジュラ紀初期以降の信頼できる基盤のあるもの；石炭紀・二畳紀・三畳紀の信頼度が少し落ちるもの；それ以前の誤差の大きさの評価が難しいもの”。

ヨーロッパ - 北アメリカ復元

北米とヨーロッパの APWP の比較は、大陸移動説の古地磁気による最初の確認となった (Irving, 1956; Runcorn, 1956)；ヨーロッパの古生代と中生代の岩石からの古地磁気極は、北米の岩石から決定された極と系統的にずれていた。その後の 30 年にわたって、北米、グリーンランド、ヨーロッパからの古地磁気データの質と量はものすごく増大した。これらのデータで、これらの大陸同士が移動したと考える必要性が間違いなく確認できる一方、複数あった白亜紀以降の北大西洋の拡大以前の古地理図を、どれが良いか細かくテストできる。Van der Voo (1990) はこの問題を詳細に分析して、図 10.9 にまとめられている結果を導いた。

Van der Voo (1990) はヨーロッパと北米 (グリーンランドを含む) からの顕生代の古地磁気結果をまとめるとともに良し悪しを評価した。ヨーロッパの適切な部分 (強い変動の地域以外) からの古地磁気データを用いて、Van der Voo は大陸中央部の APWP の構築に使える古地磁気極を収集した。消磁実験による古地磁気安定性のテストに通った結果のみを考慮に入れた。Van der Voo は信頼性基準のチェックリストを使って、個々の古地磁気極に“品質指標 (quality index)”を割り当てた。この品質指標では、褶曲テスト、礫岩テスト、逆転テストなどの古地磁気安定性のテストも考慮した。中期オルドビス紀から前期ジュラ紀までで、111 の北米からと 110 のヨーロッパからの古地磁気極が、まずまずの品質だと判断された。

選んだ古地磁気極から時間間隔 25m.y. の幅の平均極を決定して繋ぐと図 10.9a のヨーロッパと北米の APWP が引ける。これらの APWP を使って、北米とヨーロッパの、今までに提案された複数の古地理復元を与えるオイラー極と回転をテストした。それぞれのオイラー極周りの回転をヨーロッパの APWP に適用して、結果が北米 APWP に一致するかを見た。二つの APWP の違いを最小にする回転は Bullard et

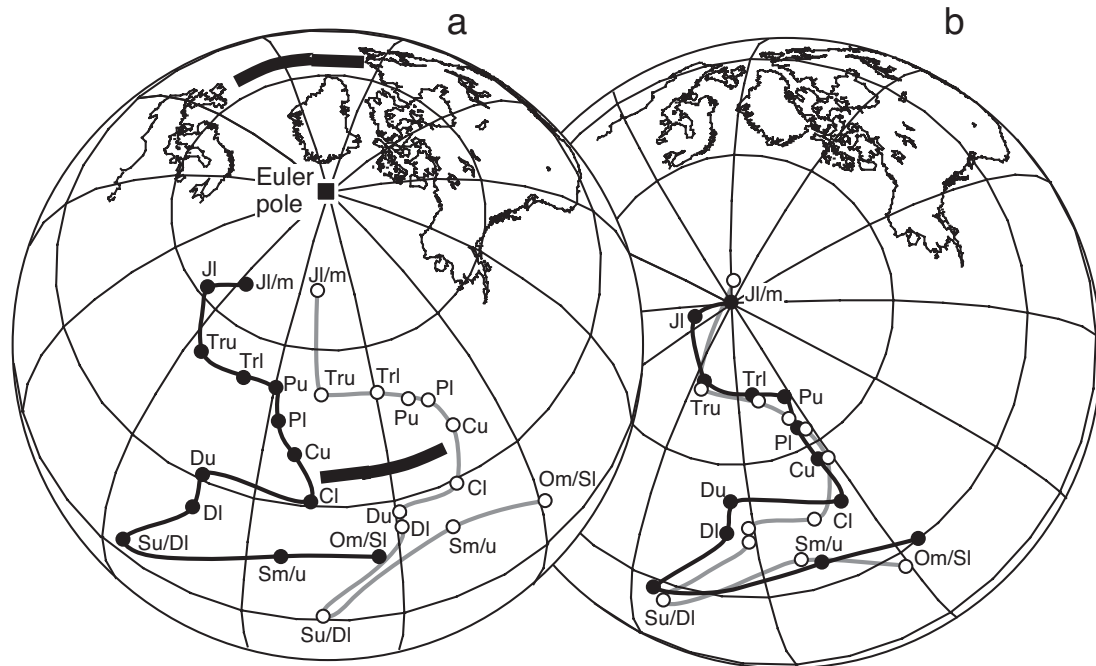


Figure 10.9 (a) Paleozoic and Mesozoic APW paths of North America and Europe. North American poles are shown by solid circles; European poles are shown by open circles; the Euler pole of Bullard et al. (1965) for reconstruction of the North Atlantic prior to Cretaceous and Cenozoic opening is shown by the solid square; the Euler pole location is 88.5°N , 27.7°E ; in (b), Europe is rotated 38° clockwise about the Euler pole toward a fixed North America (upper bold arrow); during this rotation, the European APW path also rotates clockwise about the Euler pole (lower bold arrow). (b) Middle Jurassic paleogeographic reconstruction of North America and Europe; O = Ordovician; S = Silurian; D = Devonian; C = Carboniferous; P = Permian; Tr = Triassic; J = Jurassic; l = lower; m = middle; u = upper. Modified from Van der Voo (1990) with permission from the American Geophysical Union.

al. (1965) が提案したものであった。結果の中期ジュラ紀の古地理復元が図 10.9b で、そこでのヨーロッパと北米の APWP の一致はかなりの驚きである。

この例で、古地磁気から古地理への応用の二つの原則がよく説明されている:

1. 北大西洋の拡大の間の北米とヨーロッパの動きはほとんど経度方向であることに注意してほしい。大陸の純粋な経度方向の動きはその時代の極移動を作らない。にもかかわらず、二つの大陸の相対的な経度方向の動きは、もしそれらの大陸が分離前に十分な経度方向の動きをして入れば、検出可能である。
2. 古地磁気からの古地理復元の正確さは、一致すべき APWP の長さと同様に寄る。古生代から中生代前期に至る、ローレシア大陸 (北米 + グリーンランド + ヨーロッパ + アジアの一部) の長い歴史は、長く折れ曲がった北米とヨーロッパの APWP を与える。それで、二つの大陸共通の移動史が古地理復元をテストするのに十分正確な APWP が得られたのである。移動史のなかで短い共通の部分しかない大陸同士では、古地磁気による古地理のテストは、あまり効果的でなかったであろう。

パンゲア復元

超大陸パンゲアは一般には石炭紀から三畳紀の間存在したと考えられている。その後の中生代後期から新生代の地球の歴史は、パンゲアの分裂後のリソスフェアプレートの動きの影響を強く受けた。パンゲアは

まず北方のローラシアと南方の Gondwana に別れ、それから、大西洋の拡大でさらに分裂した。ローラシアと Gondwana は東側はテチス海が入り込んでいて、二つに分かれている。この大陸のジグソーパズルは Wegener (1924) が提唱したように大西洋とインド洋を閉じることで復元できる。DuToit (1937) は Gondwana の存在と配置について、様々な地質学的な議論を進めた。Gondwana とローラシアが引っ付いてパンゲアを形成した時代や位置の決定は顕生代古地理学の大きな課題である。ここでは、パンゲアパズルの主要な特徴しか紹介できないし、そのような基本的な特徴ですら、大まかな画がかけられるだけである。それにもかかわらず、このまとめで、顕生代の古地理学と、その分野での古地磁気学の役割の基本に、ある程度の理解が得られるだろう。

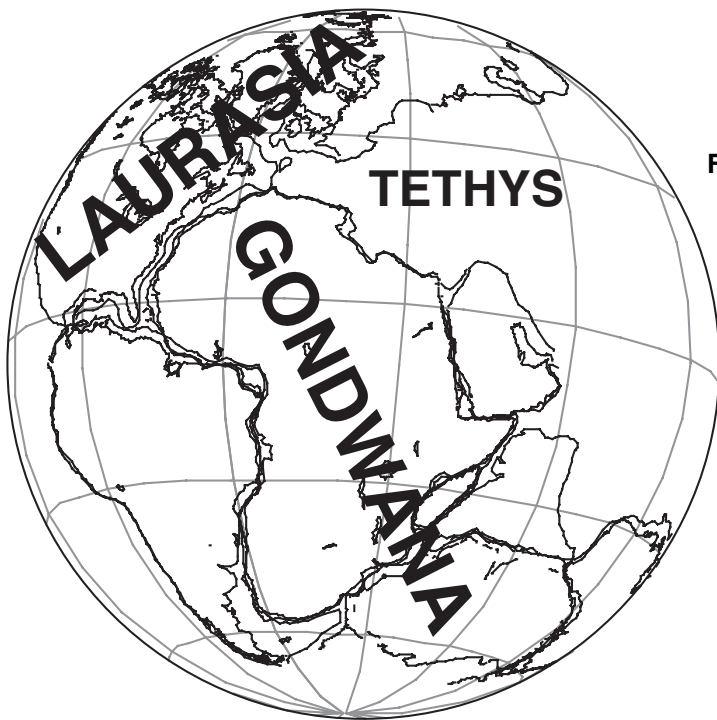


Figure 10.10 Late Triassic reconstruction of Pangea. Northern continents (North America, Greenland, Europe, and parts of present-day Asia) are grouped into the supercontinent Laurasia; southern continents (South America, Africa with Arabia and Madagascar, India, East Antarctica, and Australia) are grouped into supercontinent Gondwana; northeast Gondwana and southeast Laurasia are separated by the Tethys Ocean.

Gondwana はカンブリア紀中期にいくつかの大陸が集まってできたものらしい。それまでの Gondwana の復元のいずれが適切かの古地磁気テストは Irving and Irving (1982) で議論されている。図 10.10 の復元は DuToit (1973) によるもので、それは Smith and Hallan (1970) で定量化された。他の復元との大きな違いは、西 Gondwana (南アメリカとアフリカ) と東 Gondwana (南極大陸とオーストラリア・インド) の相対的な位置関係である。

デュトワの Gondwana の明らかな問題点は、南極半島とフォークランド海台が重なることであった。この問題を避けるために、東 Gondwana を南に移動して、南極半島を南米大陸南部の西側におく復元がいくつか提案された。Irving and Irving (1982) は、Gondwana 大陸の古地磁気データは、デュトワの復元の方が他よりもよく合うことを示した。この“南極半島問題”は、現在では、今ある南極半島は Gondwana の分裂以降に集積した大陸断片からできているという理解が、極めて確かだと考えられている。

Gondwana が古生代の初めから超大陸として本質的には変わらずに存在したのと比較して、ローラシアの集積は複雑でずっと理解が遅れている。顕生代の初めには、大きな先カンブリアの“クラトン核”が4つあった: Gondwana・ローレンシア・バルティカ・シベリアである (Ziegler et al., 1979)。ローレンシアは北米とグリーンランドに加えてブリテン諸島の北部が含まれる。バルティカは北東ヨーロッパの内部である。シベリアクラトン核は現在の中央シベリア高原地域である。バルティカとローレンシアは古生代中期に合体した。一方、シベリアとバルティカは二疊紀末には合体していて、その後、これらの主要部分が融合した。パンゲアの集積は基本的に石炭紀に起こった。この主要な事象の単純な説明は、だいたい正しいか

もしれないけれど、大陸分布・移動・衝突とその結果の造山運動の細かい記述はかなり複雑で、本章の扱う範囲を超えている。最先端の古生代古地理については、McKerrow and Scotese (1990) を参照すると良い。Kent and May (1987) に近年の古地磁気データの的確なまとめがある。特に、二畳紀以前には中国の主要な地殻ブロックがシベリアの横にあったのではないというデータは、注目される。

パンゲアが石炭紀に集積したというのは、一般に合意されている一方、構成する大陸それぞれの正確な配置はあまり分かっていない (Kent and May, 1987 を参照のこと)。Wegener (1924) が提案した配置は Pangea A と呼ばれていて、ジュラ紀前期の超大陸分裂直前のものだと一般に思われている。しかしながら、それ以前のパンゲアの配置には議論のあるところである。

Van der Voo and French (1974) は二畳紀と三畳紀前期の Gondwana とローラシアの古地磁気極が Gondwana をパンゲア A から $\sim 20^\circ$ 時計まわりに回転すると最適に一致すると提案して、パンゲア A2 とした図 10.10 の復元はパンゲア A とパンゲア A2 の妥協の中間的な配置である)。パンゲア A2 の地図合わせでは、南米はメキシコ湾にきれいにはまる。

もっと大きな ($\sim 35^\circ$) の Gondwana のローラシアに対する時計まわり回転が Irving (1977) と Morel and Irving (1981) によって提唱された。このパンゲア B 復元は南米北西岸を北米東岸に引っ付ける。Morel and Irving はパンゲア B が石炭紀末から二畳紀前期の間存在したと主張した。その後、二畳紀後期から三畳紀にかけて、Gondwana が反時計まわりに回転して、Pangea A の配置になった。しかしながら、パンゲア B の配置は、より新しい古地磁気データの分析では支持されない (Livermore et al., 1986; Ballard et al., 1986)、地質や古生物地理のデータとも合わないと考えられている (Hallam, 1983)。もっとも、ありそうなシナリオは石炭紀から二畳紀にあった最初のパンゲア A2 配置が三畳紀後期に変化してパンゲア A 配置になったというものだ (Livermore et al. 1986)。

ローラシアとパンゲアのもっとはっきりした画を描くには、もっと古地磁気や他の古地理データが必要である。この議論から、二つの一般的な考えを読み取って欲しい:

1. 古生代と中生代の古地理は重要でしかも活発に研究されている分野で、古地磁気観測に強く依存している。現在行われている研究が大陸の集積と発展について新たな面白い知見を加えてくれるのには間違いがない。
2. 大陸移動の初期の大御所が描いたものとは細かいところで色々違うのであるが、ウェゲナーとデュトワは古地理の基本に深い洞察を持っていたのである。

古生代における Gondwana の移動

Gondwana の古生代初頭から中生代前期にかけての超大陸としての存在は、地質学・古生物学・古地磁気学の様々なデータで実証されている。しかし、移動史・古緯度・Gondwana と北方の大陸との衝突の有無などは、大きく異なる解釈の焦点となっていて、議論の的である。ここでの世界の古地理の検討の締めくくり、Gondwana の古生代中期の移動史に関する、現在の論争を紹介したい。

図 10.11a はオルドビス紀から石炭紀にかけての Gondwana の APWP の二つの解釈を示している。北西アフリカの、現在のサハラ砂漠地域のオルドビス紀の古地磁気極は、前から知られていた (McElhinny, 1973)。北アフリカがオルドビス紀に南極付近にあったとの推定は、オルドビス紀後期に北アフリカが氷河に覆われていたことで確認できる。石炭紀と二畳紀の Gondwana 大陸の古地磁気極は、南アフリカ付近に有って、南 Gondwana が古生代後期に広く氷河に覆われていたことと調和的である。Gondwana の古生代 APWP の大問題は、古生代中期にどうなるかだ。シルル紀の Gondwana の古地磁気極はどこにあったのだろうか？

最近まで、Gondwana のシルル紀の古地磁気極は、南オーストラリアのタスマン褶曲帯から決定されたものしかなかった。その極は南アフリカの南西付近に落ちる。しかし、McElhinny and Embleton (1974)

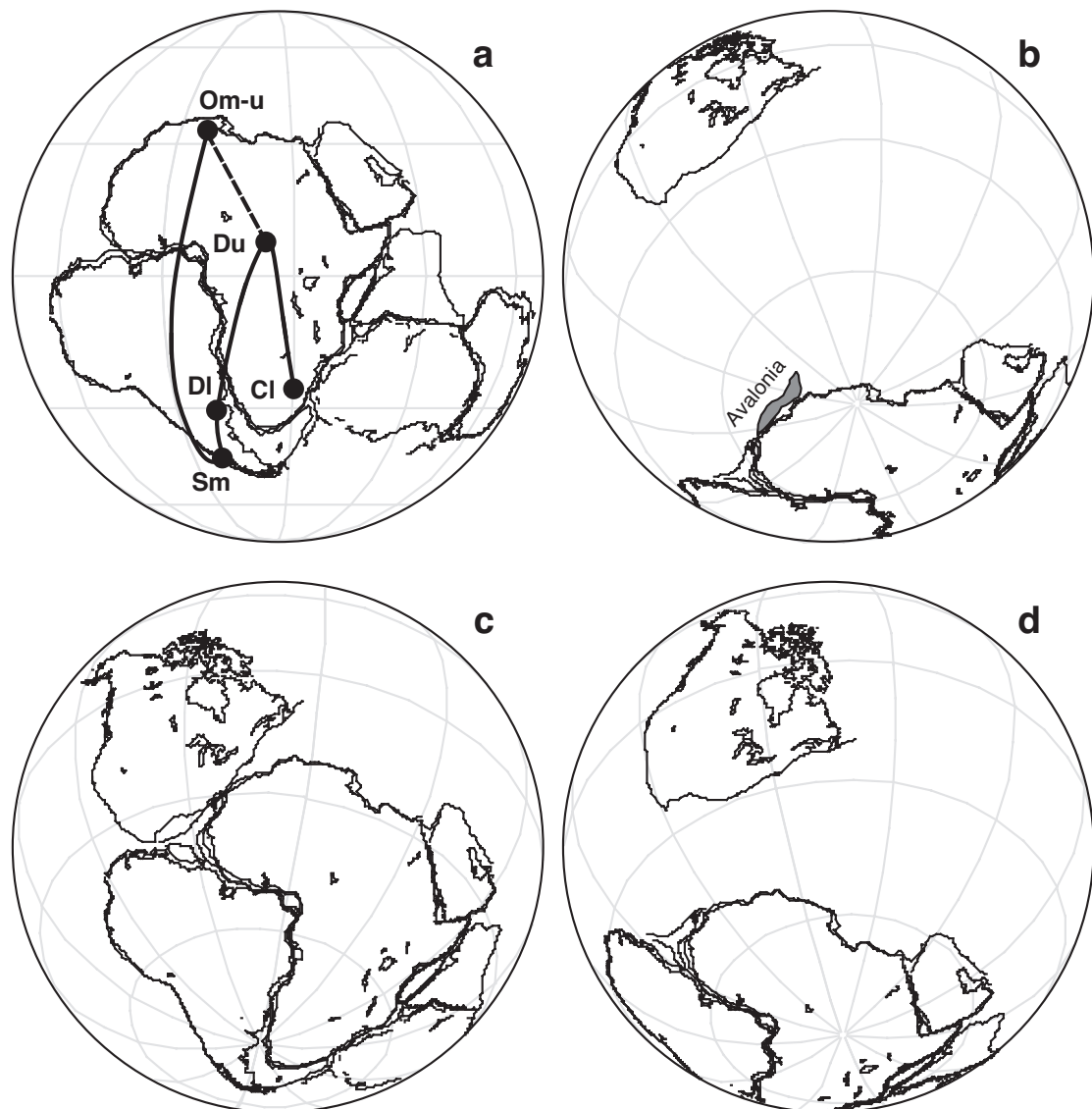


Figure 10.11 Paleozoic APW paths and paleogeographies for Gondwana. (a) The APW path shown by the bold curve contains a loop in the Silurian through Early Devonian; “traditional” interpolation of the Silurian through Early Devonian portion of the APW path is shown by the dashed line; the paleomagnetic south poles are plotted on the present geographic grid fixed to Africa; labels on paleomagnetic poles are as in Figure 10.9. (b) Ordovician paleogeography of Gondwana and North America; the Avalon terrane is adjacent to northwest Africa; the paleogeographic grid is centered on the Gondwana paleomagnetic pole. (c) Early Devonian paleogeography of Gondwana and North America; northern Africa has moved rapidly north into subtropical to equatorial paleolatitudes during latest Ordovician–Early Silurian; the Africa–North America collision causes the Acadian orogeny and transfers the Avalon terrane to North America; the paleogeographic grid is centered on the Early Devonian paleomagnetic pole for Gondwana. (d) Late Devonian paleogeography of Gondwana and North America; during the Devonian, a medium-width ocean opens between North America and northern Gondwana; the paleogeographic grid is centered on the Late Devonian paleomagnetic pole for Gondwana. Modified from Van der Voo (1988) with permission from the Geological Society of America.

は南東オーストラリアが古生代後期までオーストラリアに付加されてなかったと主張した。それで、南東オーストラリアの古生代中期の極を、 Gondwana の APWP を構築するのに使うべきか明確に言えない状況だった。そこが不明確なので、古生代中期の Gondwana について、別の APWP が議論された (Schmidt and Morris, 1977; Morel and Irving, 1978)。慎重な見方は、北アフリカのオルドビス紀の極から南アフリカの石炭紀の極へ直接結ぶ、つまり、古生代の間、アフリカを横切る単純なルートの APWP になるというものだ。この場合が図 10.11.a の破線である。もう一つの見方は、南オーストラリアからのシルル紀の極が Gondwana 全体に当てはまるとするものである。この見解では、APW はオルドビス紀の北西アフリカからシルル紀にアフリカの南西に行って、アフリカに戻ってくるという大きなループを描くことになる。

最近、Hargraves et al. (1987) はアフリカニ・ジュールのクラトン (地質の中核部) にあるシルル紀貫入岩のからの古地磁気を測定した。結果の古地磁気極は南アメリカにきた。Hurley and Van der Voo (1987) は西オーストラリアの岩石からデボン紀後期の古地磁気極を決定した。このデボン紀後期の古地磁気極は中央アフリカにプロットされる。これら二つの古生代中期の極は Gondwana の古生代 APWP が古生代中期に大きなループを描いたという解釈を強く支持する。この Gondwana の APWP についてはまだまだ論争の途中であると考えないといけない。しかし、後者の方が多数派になっている。

Van der Voo (1988) は Gondwana APWP の古生代中期のループの古地理とテクトニクスの解釈について調べた。彼の復元の主な特徴を示すのが図 10.11 である。古生代前期を通じて、北米は低古緯度であった。オルドビス紀においては、北西アフリカと Gondwana は南極付近にあって、北米との間は広い海洋で隔たっていた。後に北の大陸の一部となる複数のテレーンが古生代前期には北 Gondwana の周縁にあったと考えられる。これらのテレーンにはアヴァロンテレーン (現在はアパラチア山脈の一部) やアーモリカテレーン (南ヨーロッパの一部) などがある。図 10.11b には、アヴァロンテレーンのオルドビス紀の位置の概略が北西アフリカの隣に書いてある。

Gondwana の古生代 APWP のループを取ると、Gondwana がオルドビス紀末からシルル紀前期の時に北方へ急速に移動したことになる。その結果のデボン紀前期の Gondwana と北米の古地理が図 10.11c に示してある。Gondwana の北方への動きで、北西アフリカがデボン紀前期に北米東部の近くに来る可能性が生じる。それで、アフリカ-北米衝突がカレドニアン-アカディアン造山と、アヴァロンとアーモリカのテレーンの北米への移行を引き起こしたのかもしれない。デボン紀の間に、中程度の広さの海洋が北米と北 Gondwana の間に開き、そうすると、デボン紀後期の古地理は図 10.11d のようになる。この新しい海洋は、石炭紀の間に閉じて、Gondwana とローラシアは衝突し、ヘルシニアン-アレアニアン造山帯を起し、パンゲアを形成した。

Scotese and Barrett (1990) は Gondwana の移動史の古生代中期の APWP ループから導かれる部分に異議を唱えた。彼らは、Gondwana の古地磁気極がシルル紀に南米南部に動いたことには同意する。しかし、デボン紀後期の極が中央アフリカにあることは受け入れない。その代わりに、Gondwana APWP がシルル紀にあった南米南部から石炭紀前期の南アフリカへ直接動いたとした。Scotese and Barrett (1990) の解釈は Gondwana のオルドビス紀末からシルル紀前期の急速な北方への移動は受け入れるが、それに続くデボン紀の、前記のような南方への移動は受け入れない。これらの Gondwana の移動史の異なる解釈は、古生代の古地理とテクトニクスに極めて重要である。今後、新たにどんなデータ・議論・解釈が現れるか、興味の持たれるところである。

参考文献

- [1] M. Ballard, R. Van der Voo, and I. W. Haelbich, Remagnetizations in Late Permian and Early Triassic rocks from southern Africa and their implications for Pangea reconstructions, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 79, 412–418, 1986.
- [2] J. C. Briden, Paleoclimatic evidence of a geocentric axial dipole field, In: *The History of the Earth's Crust*, ed. R. A. Phinney, Princeton University Press, Princeton, N. J., pp. 178–194, 1968.
- [3] J. C. Briden, Palaeolatitude distribution of precipitated sediments, In: *Palaeogeophysics*, ed. S. K. Runcorn, Academic Press, New York, pp. 437–444, 1970.
- [4] J. C. Briden and E. Irving, Palaeoclimatic spectra of sedimentary palaeoclimatic indicators, In: *Problems in Palaeoclimatology*, ed. A. E. M. Nairn, Interscience, New York, pp. 199–250, 1964.
- [5] E. C. Bullard, J. E. Everett, and A. G. Smith, A symposium on continental drift. IV. The fit of the continents around the Atlantic, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, v. A258, 41–51, 1965.
- [6] M. V. Caputo and J. C. Crowell, Migration of glacial centers across Gondwana during the Phanerozoic Era, *Geol. Soc. Amer. Bull.*, v. 96, 1020–1036, 1985.
- [7] D. E. Champion, Holocene geomagnetic secular variation in the western United States: Implications for the global geomagnetic field, *U.S. Geol. Surv. Open File Rep.* 80-824, p. 314, 1980.
- [8] D. H. Coupland and R. Van der Voo, Long-term nondipole components in the geomagnetic field during the last 130 m.y., *J. Geophys. Res.*, v. 85, 3529–3548, 1980.
- [9] A. Cox, Frequency of geomagnetic reversals and the symmetry of the nondipole field, *Rev. Geophys.*, v. 13, 35–51, 1975.
- [10] A. V. Cox and R. B. Hart, *Plate Tectonics: How It Works*, Blackwell Scientific Publications, Palo Alto, Calif., 392 pp., 1986.
- [11] K. M. Creer, E. Irving, and S. K. Runcorn, The direction of the geomagnetic field in remote epochs in Great Britain, *J. Geomagn. Geoelectr.*, v. 6, 163–168, 1954.
- [12] J. F. Diehl, M. E. Beck, Jr., S. Beske-Diehl, D. Jacobson, and B. C. Hearn, Paleomagnetism of the Late Cretaceous–Early Tertiary north-central Montana alkalic province, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 593–10,609, 1983.
- [13] J. Diehl, K. M. McClannahan, and T. J. Bornhorst, Paleomagnetic results from the Mogollon–Datil volcanic field, southwestern New Mexico, and a refined mid-Tertiary reference pole for North America, *J. Geophys. Res.*, v. 93, 4869–4879, 1988.
- [14] G. E. Drewry, A. T. S. Ramsay, and A. G. Smith, Climatically controlled sediments, the geomagnetic field, and trade wind belts in Phanerozoic time, *J. Geol.*, v. 82, 531–553, 1974.
- [15] A. L. DuToit, *Our Wandering Continents*, Oliver and Boyd, Edinburgh, 336 pp., 1937.
- [16] E. J. Ekstrand and R. F. Butler, Paleomagnetism of the Moenave Formation: Implications for the Mesozoic North American apparent polar wander path, *Geology*, v. 17, 245–248, 1989.
- [17] M. E. Evans, Test of the dipolar nature of the geomagnetic field throughout Phanerozoic time,

- Nature, v. 262, 676, 1976.
- [18] J. Foster and D. T. A. Symons, Defining a paleomagnetic polarity pattern in the Montereian intrusives, *Can. J. Earth Sci.*, v. 16, 1716–1725, 1979.
- [19] B. R. Globberman and E. Irving, Mid-Cretaceous paleomagnetic reference field for North America: Restudy of 100 Ma intrusive rocks from Arkansas, *J. Geophys. Res.*, v. 93, 11,721–11,733, 1988.
- [20] R. G. Gordon, A. Cox, and S. O'Hare, Paleomagnetic Euler poles and the apparent polar wander and absolute motion of North America since the Carboniferous, *Tectonics*, v. 3, 499–537, 1984.
- [21] K. W. T. Graham, C. E. Helsley, and A. L. Hales, Determination of the relative positions of continents from paleomagnetic data, *J. Geophys. Res.*, v. 69, 3895–3900, 1964.
- [22] J. T. Hagstrum, M. G. Sawlan, B. P. Hausback, J. G. Smith, and C. S. Grommé, Miocene paleomagnetism and tectonic setting of the Baja California Peninsula, Mexico, *J. Geophys. Res.*, v. 92, 2627–2639, 1987.
- [23] A. Hallam, Supposed Permo–Triassic megashear between Laurasia and Gondwana, *Nature*, v. 301, 499–502, 1983.
- [24] R. B. Hargraves, E. M. Dawson, and F. B. Van Houten, Palaeomagnetism and age of mid-Palaeozoic ring complexes in Niger, West Africa, and tectonic implications, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 90, 705–729, 1987.
- [25] C. G. A. Harrison and T. Lindh, A polar wandering curve for North America during the Mesozoic and Cenozoic, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 1903–1920, 1982.
- [26] N. F. Hurley and R. Van der Voo, Paleomagnetism of Upper Devonian reefal limestones, Canning Basin, western Australia, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 98, 138–146, 1987.
- [27] E. Irving, Palaeomagnetic and palaeoclimatological aspects of polar wandering, *Geofis. Pura Appl.*, v. 33, 23–41, 1956.
- [28] E. Irving, *Paleomagnetism and Its Applications to Geological and Geophysical Problems*, John Wiley, New York, 399 pp., 1964.
- [29] E. Irving, Drift of the major continental blocks since the Devonian, *Nature*, v. 270, 304–309, 1977.
- [30] E. Irving, Pole positions and continental drift since the Devonian, In: *The Earth: Its Origin, Structure and Evolution*, ed. M. W. McElhinny, Academic Press, London, pp. 567–593, 1979a.
- [31] E. Irving, Paleopoles and paleolatitudes of North America and speculations about displaced terranes, *Can. J. Earth Sci.*, v. 16, 669–694, 1979b.
- [32] E. Irving, The paleomagnetic confirmation of continental drift, *Eos Trans. AGU*, v. 69, 994–1014, 1988.
- [33] E. Irving and G. A. Irving, Apparent polar wander paths Carboniferous through Cenozoic and the assembly of Gondwana, *Geophys. Surv.*, v. 5, 141–188, 1982.
- [34] E. Irving and J. K. Park, Hairpins and superintervals, *Can. J. Earth Sci.*, v. 9, 1318–1324, 1972.
- [35] D. V. Kent and S. R. May, Polar wander and paleomagnetic reference pole controversies, *Rev. Geophys.*, v. 25, 961–970, 1987.
- [36] P. L. Lapointe, Paleomagnetism of the Notre Dame lamprophyre dikes, Newfoundland, and the opening of the North Atlantic Ocean, *Can. J. Earth Sci.*, v. 16, 1823–1831, 1979.
- [37] R. A. Livermore, F. J. Vine, and A. G. Smith, Plate motions and the geomagnetic field. I. Quaternary and late Tertiary, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 73, 153–171, 1983.
- [38] R. A. Livermore, F. J. Vine, and A. G. Smith, Plate motions and the geomagnetic field. II. Jurassic to Tertiary, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 79, 939–962, 1984.
- [39] R. A. Livermore, A. G. Smith, and F. J. Vine, Late Paleozoic to early Mesozoic evolution of

- Pangea, *Nature*, v. 322, 162–165, 1986.
- [40] S. R. May and R. F. Butler, North American Jurassic Apparent polar wander: Implications for plate motions, paleogeography and Cordilleran tectonics, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 11,519–11,544, 1986.
- [41] M. W. McElhinny, *Palaeomagnetism and Plate Tectonics*, Cambridge University Press, London, 358 pp., 1973. M. W. McElhinny and B. J. J. Embleton, Australian palaeomagnetism and the Phanerozoic plate tectonics of eastern Gondwana, *Tectonophys.*, v. 22, 1–29, 1974.
- [42] M. W. McElhinny and A. Brock, A new palaeomagnetic result from east Africa and estimates of the Mesozoic palaeoradius, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 27, 321–328, 1975.
- [43] M. W. McElhinny and R. T. Merrill, Geomagnetic secular variation over the past 5 m.y., *Rev. Geophys.*, v. 13, 687–708, 1975.
- [44] W. S. McKerrow and C. R. Scotese, eds., *Palaeozoic Palaeogeography and Biogeography*, Geol. Soc. London Mem. No. 12, 1990.
- [45] R. T. Merrill and M. W. McElhinny, Anomalies in the time-averaged paleomagnetic field and their implications for the lower mantle, *Rev. Geophys.*, v. 15, 309–323, 1977.
- [46] R. T. Merrill and M. W. McElhinny, *The Earth ' s Magnetic Field: Its History, Origin and Planetary Perspective*, Academic Press, San Diego, 401 pp., 1983.
- [47] P. Morel and E. Irving, Tentative paleocontinental maps for the early Phanerozoic and Proterozoic, *J. Geol.*, v. 86, 535–561, 1978.
- [48] P. Morel and E. Irving, Paleomagnetism and the evolution of Pangea, *J. Geophys Res.*, v. 86, 1858–1872, 1981.
- [49] N. D. Opdyke and K. W. Henry, A test of the dipole hypothesis, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 6, 139–151, 1969. J. D. A. Piper, *Palaeomagnetism and the Continental Crust*, John Wiley, New York, 434 pp., 1987.
- [50] J. N. Prasad, Paleomagnetism of the Mesozoic lamprophyric dikes in north-central Newfoundland, M.S. thesis, 119 pp., Mem. Univ. of Newfoundland, St. John ' s, 1981.
- [51] M. Prévot and M. McWilliams, Paleomagnetic correlation of Newark Supergroup volcanics, *Geology*, v. 17, 1007–1010, 1989.
- [52] S. K. Runcorn, Paleomagnetic comparisons between Europe and North America, *Proc. Geol. Assoc. Canada*, v. 8, 77–85, 1956.
- [53] P. W. Schmidt and W. A. Morris, An alternative view of the Gondwana Paleozoic apparent polar wander path, *Can. J. Earth Sci.*, v. 14, 2674–2678, 1977.
- [54] D. A. Schneider and D. V. Kent, The time-averaged paleomagnetic field, *Rev. Geophys.*, v. 28, 71–96, 1990. C. R. Scotese and S. F. Barrett, Gondwana ' s movement over the south pole during the Palaeozoic: Evidence from lithological indicators of climate, In: *Palaeozoic Palaeogeography and Biogeography*, ed. W. S.
- [55] McKerrow and C. R. Scotese, *Geol. Soc. London Mem. No. 12*, pp. 75–85, 1990.
- [56] C. R. Scotese and W. S. McKerrow, Revised world maps and introduction, In: *Palaeozoic Palaeogeography and Biogeography*, ed. W. S. McKerrow and C. R. Scotese, *Geol. Soc. London Mem. No. 12*, pp. 1–21, 1990.
- [57] P. N. Shive and W. E. Frerichs, Paleomagnetism of the Niobrara Formation in Wyoming, Colorado, and Kansas, *J. Geophys Res.*, v. 79, 3001–3007, 1974.
- [58] A. G. Smith and A. Hallam, The fit of the southern continents, *Nature*, v. 225, 139–149, 1970.
- [59] D. R. Van Alstine and J. deBoer, A new technique for constructing apparent polar wander paths

- and revised Phanerozoic path for North America, *Geology*, v. 6, 137–139, 1978.
- [60] R. Van der Voo, Paleozoic paleogeography of North America, Gondwana, and intervening displaced terranes: Comparisons of paleomagnetism with paleoclimatology and biogeographical patterns, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 100, 311–324, 1988.
- [61] R. Van der Voo, Phanerozoic paleomagnetic poles from Europe and North America and comparisons with continental reconstructions, *Rev. Geophys.*, v. 28, 167–206, 1990.
- [62] R. Van der Voo and R. B. French, Apparent polar wandering for the Atlantic-bordering continents: Late Carboniferous to Eocene, *Earth Sci. Rev.*, v. 10, 99–119, 1974.
- [63] A. Wegener, *The Origin of Continents and Oceans* (English translation by J. G. A. Skerl), Methuen, London, 212 pp., 1924.
- [64] R. L. Wilson, Permanent aspects of the Earth's non-dipole magnetic field over upper Tertiary times, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 19, 417–437, 1970.
- [65] R. L. Wilson, Dipole offset The time-average palaeomagnetic field over the past 25 million years, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 22, 491–504, 1971.
- [66] R. L. Wilson and J. M. Ade-Hall, Paleomagnetic indications of a permanent aspect of the non-dipole field, In: *Paleogeophysics*, ed. S. K. Runcorn, Academic Press, San Diego, pp. 307–312, 1970.
- [67] W. K. Witte and D. V. Kent, The paleomagnetism of red beds and basalts of the Hettangian extrusive zone, Newark Basin, New Jersey, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 17,533–17,545, 1990.
- [68] A. M. Ziegler, C. R. Scotese, W. S. McKerrow, M. E. Johnson, and R. K. Bambach, Paleozoic paleogeography, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, v. 7, 473–502, 1979.

第 11 章

地域テクトニクスへの応用

プレートテクトニクスは、地球のリソスフェアが拡大する海嶺・トランスフォーム断層・沈み込み帯からなる活動的なシステムである、という見方を教えてくれる。大陸移動は今ではプレートテクトニクスの帰結として受け入れられており、造山帯の複雑さは大陸地殻の変動の表れである。大陸縁辺部、特に沈み込み帯は、しばしば活発なテクトニクスの場となっている。大陸地殻は部分的に割れて、別の動きをすることもある。現在のバハカリフォルニアが良い例だ。大陸の前弧地域が斜め沈み込みに伴って横ずれしていくこともある。古地磁気学は、このような大陸の地質学の考え方の進歩に中心的な役割を果たした。

大陸を運んでいるリソスフェアプレートは動きの速い時期があって、海台や海山、島弧が大陸縁辺部にやって来て付加した(引付いた)。詳細については熱い論争中だが、今や、多くの地質学者は、北米西部のコルディレラの大きな部分が、構造層序テレーンの寄せ集めだと見ている(Coney et al., 1980)。これらのテレーンは、多くが断層で区切られた一定の領域(最大数 100km の大きさ)で、周りの領域と明白に異なる地史を持っている。テレーンの中には、現在の位置からずっと遠い海盆に起源を持つ岩石からなるものもあるし、大陸内側から見てほとんど動いて来なかったものもある。古地磁気学はこれらのテレーンの移動史を解読する主要な方法の一つである。

この節は古地磁気学の地域テクトニクスへの応用についてである。まず、地域テクトニクスの問題への古地磁気学の応用のための、全般的な原理と技法から始める。次に、個々の応用の例に進み、大陸縁辺部のテクトニクスと付加テレーンの移動史に、古地磁気学がいかに用いられて来たかを解説する。例としては、北米西岸の古地磁気研究を取り上げるが、原理は他でも適用可能である。これらの例の研究を通じて、地域テクトニクスでの古地磁気学の有用性と限界について、理解できるだろう。

一般的な原理

ここでの議論を通じて、“地殻ブロック”または単純に“ブロック”という言葉は、大陸内側から見て動いている小大陸程度の大きさの地域を意味するとして用いる。地殻ブロックは、独特な地質学的定義を持っている構造層序テレーンの場合もあるし、そうでない場合もある。

古地磁気学が地殻ブロックの回転をいかに検出できるかの基本が図 11.1 に説明してある。古地磁気学では、古地磁気極に対する運動しか検出できない; 地球磁場は地心双極子特性を持っているので、純粋な経度方向への動きは検出できないのだ。図 11.1a では、点 PP にある古地磁気極含む面での地球の断面を示してある。地球表面での矢印は点 PP に極のある双極子磁場の伏角を示してある; それらが伏角から予期される磁場である。もし、地殻ブロックが中緯度で磁化して、それから高緯度に(角距離 p だけ)動いたなら、この地殻ブロックの古地磁気測定で観測される伏角は、新しい位置から予期される伏角より低くなるだろう。それで、古地磁気極に向かう緯度方向の運動は、図 11.1a の角 F で示されるだけの伏角の浅化(平坦化 flattening)をもたらす。

図 11.1b は、地殻ブロックが、境界の内側にある鉛直軸周りに回転する場合である; この鉛直軸回転の間、

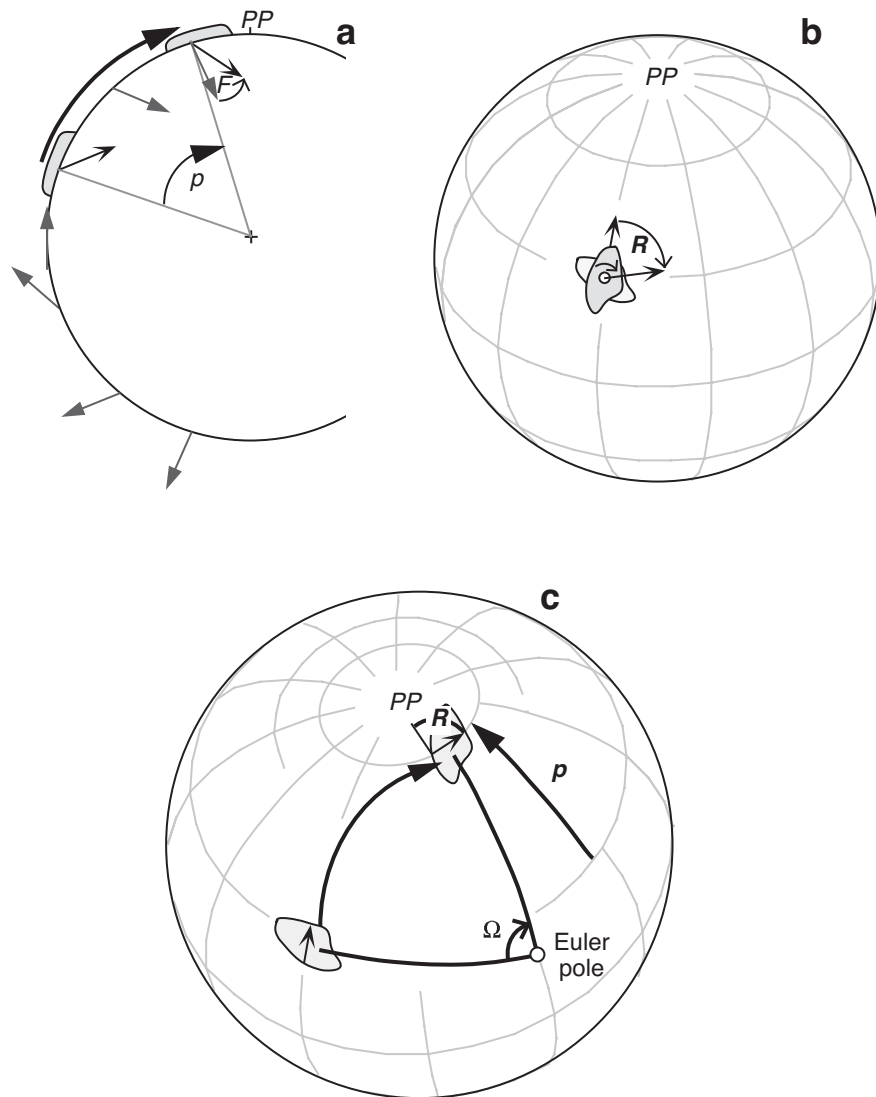


Figure 11.1 Discordant paleomagnetic directions resulting from tectonic movements. *PP* = paleomagnetic pole. (a) Meridional cross section of the Earth showing the directions of a dipolar magnetic field with magnetic pole at *PP*; the expected magnetic field directions are shown by the stippled arrows; a terrane magnetized at low paleolatitude acquires a magnetization in the direction of the black arrow; transport of the terrane toward the paleomagnetic pole by the angle p results in its magnetization being shallower than the expected direction by the angle F (flattening); note that the angle of flattening F does not equal the angle of poleward transport p . (b) Rotation of the paleomagnetic declination by tectonic rotation about a vertical axis internal to the crustal block. The original orientation of the block is shown by the partially hidden outline; the present orientation is shown by the outline filled with the heavier stippling; the crustal block was magnetized along the paleomeridian in the direction of the partially hidden arrow; vertical-axis rotation has caused the paleomagnetic declination to rotate clockwise by the angle R to the direction indicated by the arrow drawn from the center of the block; the projection (for this and all global projections to follow) is orthographic, with the latitude and longitude grid in 30° increments. (c) Rotation of a crustal block about an Euler pole external to the block. Rotation by the angle Ω about an external Euler pole results in rotation of the paleomagnetic declination by the angle R and a poleward translation by the angle p .

緯度方向への動きはほとんどない。この地殻ブロックの岩石の古地磁気は、元々は古地磁気極 PP の方を向いた偏角を持っていたはずである。しかし、鉛直軸回転で、予期される偏角と観測される偏角の間に回転 R が生ずる。

リソフェアプレートの動きはオイラー極周りの回転として記述される。地殻ブロックの移動は（例えば、海台の長距離移動）は同じようにオイラー極周りの回転（この場合、極はブロックの外側に来ることが多い）で記述できる。この状況が図 11.1c に、地殻ブロックがオイラー極周りに角度 Ω だけ回転したとして説明してある。この回転でブロックは緯度方向に（角距離 = p ）移動するとともに、鉛直軸周りに角度 = R 回転している。この移動で、伏角の平坦化と偏角の回転の両方が生ずるのだ。

古地磁気方位から鉛直軸回転と緯度移動を分析する基本的な方法には二種類ある。方位空間を用いるのと、極空間で議論するものだ。これらの方法は Beck (1976)、Demarset (1983)、Beck et al. (1986) などが発展させてきた。必要な数式の導出は補遺にまとめておいた。現時点で必要なのは、方位空間でと極空間での扱いの直感的な理解を養うことである。

ほとんどの場合、目的は地殻ブロックの大陸内側に対する動きを決定することである。大陸の見かけ極移動曲線 (APWP) から、大陸が自転軸に対してどのような運動をしたかがわかっている。一連の古地磁気極で APWP が描ければ、地殻ブロックの運動に対する参照極として利用できる。それぞれの参照極は、大陸内側のその年代の岩石の古地磁気測定で決められる。それで、原理的には参照極から、大陸上のすべての点で予期される古地磁気方位を計算できるはずである。補遺の式 (A.53) から (A.61) がこの計算を与える式である。

方位空間上での取り扱いは、図 11.2a で説明してあるし、式は補遺 (式 (A.62) から (A.67)) で導出してある。予期される方位 (I_x, D_x) を観測された古地磁気方位 (I_o, D_o) と比較するだけである。伏角の平坦化 F は

$$F = I_x - I_o \quad (11.1)$$

で与えられ、偏角の回転 R は

$$R = D_o - D_x \quad (11.2)$$

で与えられる。 R は D_o が D_x から時計回りに回転するとき正と定義される。参照方位と観測方位にはそれぞれに信頼限界があって、 F と R も、それぞれの 95% 信頼限界 ΔF と ΔR を持っている。計算式は補遺の式 (A.66) と (A.67) である。方位空間での解析の結果は、 $R \pm \Delta R$ と $F \pm \Delta F$ を並べて報告するのが普通である。観測方位が参照方位より有意に外れていれば ($F > \Delta F$ かつ/又は $R > \Delta R$)、古地磁気方位の不一致があったとするのだ。観測方位が参照方位と統計的に区別できなければ、古地磁気方位は調和的だということになる。

極空間で取り扱う方法は図 11.2b に説明してあって、関連する式は補遺の式 (A.68) から (A.78) で導出してある。こちらの方法では、大陸の参照極 (RP) と地点 S の地殻ブロックで観測された極 (OP) を比較する。極空間法では頂点 S, OP, RP (図 11.2b) で球面三角計算を行うことになる。S から OP までの角距離が p_o で、S から RP までの角距離が p_r である；これらの角距離の比較が、ブロックが参照極へ近いなり遠ざかったりする移動距離を示すことになる。それで、極方向移動 p は

$$p = p_o - p_r \quad (11.3)$$

で与えられる。ここで、 p の符号は、ブロックが参照極に近づくとき正を取る (図 11.2b に示す通り)。鉛直軸回転 R は、観測極の参照極からのずれで表され、球面三角の頂点 S の内角である (式 (A.72))。参照極と観測極の信頼限界から p と R それぞれの信頼限界 Δp と ΔR が得られる。それで、極空間での解析の結果得られるのは $p \pm \Delta p$ と $R \pm \Delta R$ で、観測極が参照極と統計的に有意に異なれば、不一致となる。

有意な正の平坦化、 $F \pm \Delta F$ 、は古地磁気極からの離れる移動を示す。しかしながら、移動の量は角 F で与えられる大きさそのものではない。古緯度は伏角から双極子の式 (式 (1.15)) で与えられるからである。

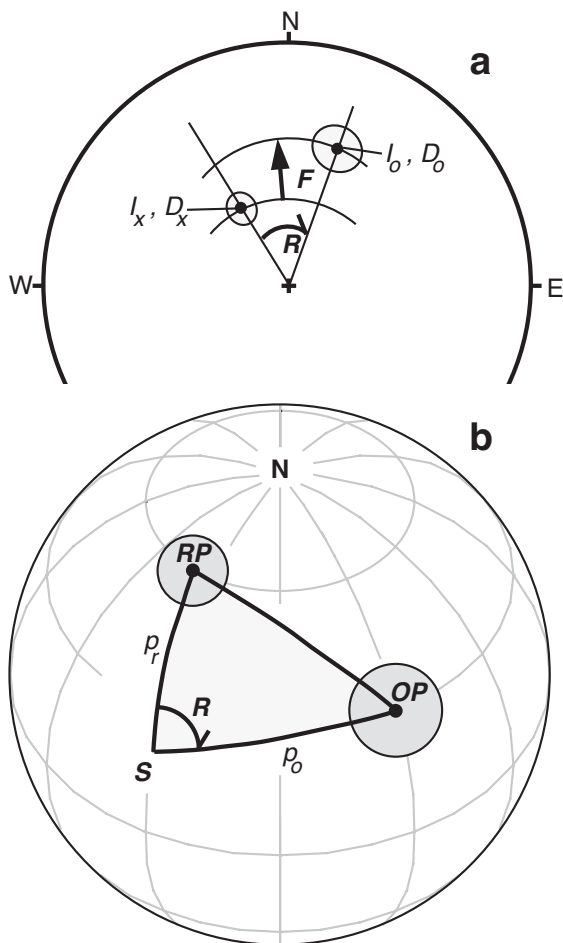


Figure 11.2 Direction-space versus pole-space analysis of paleomagnetic discordance. (a) Equal-area projection of an observed discordant paleomagnetic direction with inclination I_o and declination D_o compared to an expected direction with inclination I_x and declination D_x ; the observed direction is shallower than the expected direction by the flattening angle $F (= I_x - I_o)$; observed declination is clockwise from the expected declination by the rotation angle R . (b) Comparison of observed and reference paleomagnetic poles. The discordant paleomagnetic pole OP (observed pole) was determined from paleomagnetic analysis of rocks at the collection location labeled S ; RP is the reference paleomagnetic pole; the spherical triangle with apices at S , OP , and RP is shown by the heavy lines; p_r = great-circle distance from S to RP ; p_o = great-circle distance from S to OP ; poleward transport $p = p_o - p_r$; vertical-axis rotation R = angle of spherical triangle at S .

しかし、有意な極方向への移動、 $p \pm \Delta p$ は、参照極方向への移動を直接表す。それで、古緯度方向の動きを解析するときには極空間での $p \pm \Delta p$ を使う。地殻の鉛直軸周りのテクトニックな回転の場合には、鉛直軸周りの回転、 $R \pm \Delta R$ が、方位空間からでも、極空間からでも決定できる。学生にとっては方位空間を使う方が、鉛直軸周りに回転の議論には直感的だと思うので、鉛直軸周りのテクトニックな回転の例を示すときには、ここでもそうすることにする。こうすることで、両方の手法を経験できるだろう。

例に進む前に、地殻ブロックからの古地磁気データの重要性和参照極の重要性を強調しておくことは重要だ。前の章で強調した古地磁気データの量と質に関することは全て地殻ブロックからの古地磁気データを評価する上でも有効だ。重要な問題点を挙げると：

1. 岩石の種別は何か、その岩石は正確な古地磁気記録媒体であるか？
2. 消磁実験で安定度の高い特徴成分 (ChRM) が分離できたと分かるか？
3. どのような構造補正が必要か、また、その補正に関連した不確かさはいかほどか？
4. 野外テストは安定性と ChRM 獲得年代について何を示しているか？
5. サイト平均方位のセットは地磁気永年変化の適切なサンプリングになっているか？

これまでの章の勉強で得た岩石磁気や古地磁気の知識で上の質問への答えが分かるようになっているだろう。地殻ブロックの移動史を決めるのに使った古地磁気データの質と量は、大陸内側からの古地磁気極の決定に必要なものより、少なくはない。

地殻ブロックの動きの決定はすべて参照古地磁気極 (または、参照極から計算される参照方位) との比較で得られるので、参照極の精度は決定的に重要である。参照極の不確かさは地殻ブロックの移動の見積もりの不確かさに直結する。上に議論したように、大陸の APWP (参照極) の構築は現在も進行中である。新し

いデータ・新しい解析手法で APWP が大きく変わることもある。参照極の評価は地殻ブロックの古地磁気データの評価と同様に重要である。取り上げるケースは、北米中生代 APW の最近の解析によるもので、その結果はコルディレラテレーンの移動史を大きく変えた (Gordon et al., 1984; May and Butler, 1986)。

カリフォルニア横断山脈：新しい大きな回転

南カリフォルニア横断山脈は東西に延びていて、海岸山脈とサンアンドレアス断層系で優位な北西-南東のトレンドを切っている (図 11.3)。地質調査から、横断山脈が大きな鉛直軸回転を被っている可能性が、以前から言われていた。例えば、Jones et al. (1976) は横断山脈の中生代の岩石中の構造が東西に配列しているのに対して、オレゴンからバハカリフォルニアにかけての中生代の岩石の同様の構造が南北を向いていることを述べた。彼らは、横断山脈が白亜紀・第三紀のいずれかに大きな鉛直軸回転を被ったと結論づけた。古地磁気学はこの見解を決定的に確証し、その回転量と回転速度の大きさ、回転年代の新しさが驚くべきものであることを示した。ここでの地域テクトニクスへの古地磁気学の応用の最初の例は、Kamerling and Luyendyk (1979) による、西横断山脈の大きな時計回り回転を示した先駆的な研究を取り上げよう。

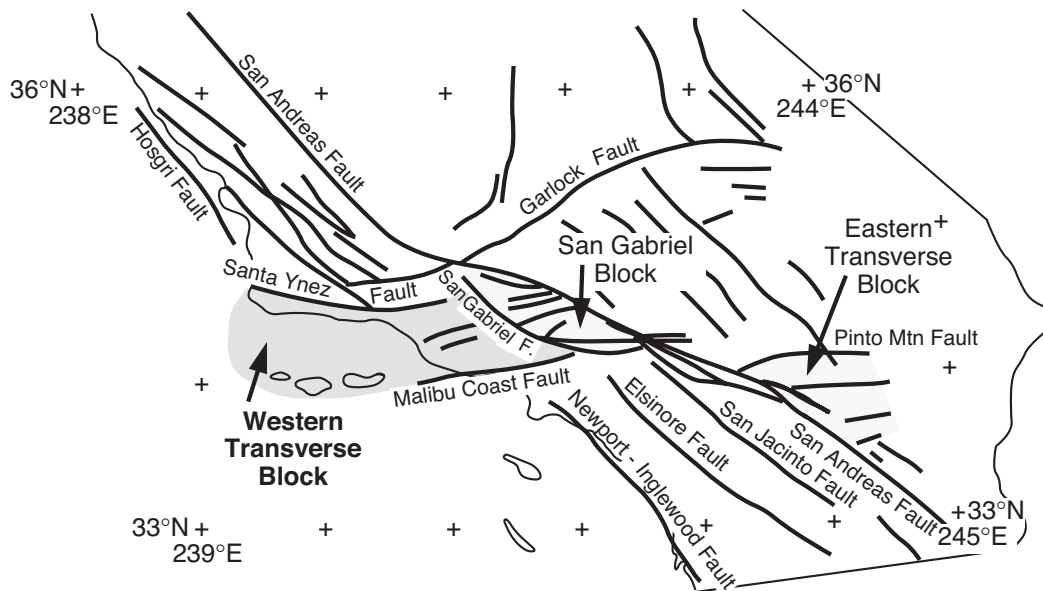


Figure 11.3 Map of southern California. Major Neogene faults are shown by heavy lines; the state boundary of California is shown by the thin line; the Transverse Ranges are shown by the stippled pattern. Redrawn from Luyendyk et al. (1985) with permission from the American Geophysical Union.

コネホ火山岩類は火山角礫岩、火山灰角礫岩、枕状溶岩、塊状の安山岩質と玄武岩質の溶岩とその供給源の岩脈とシル、および半深成岩の貫入岩体からなっている。これらの火山岩類の年代は K-Ar 法で、13.1 から 16.1 Ma に渡ると明らかにされている。Kamerling and Luyendyk (1979) は西横断山脈のサンタモニカ山地やコネホ丘陵に露出するコネホ火山岩類から古地磁気試料を採集した (平均座標はおおよそ 34°N, 241°E)。

各サイト (個々の溶岩や岩脈) から 5-9 個のサンプルを採集した。NRM の二次磁化は、多くの試料で、100-600 Oe (10-60mT) の交流消磁で消すことができた。サイト平均 ChRM 方位は $\alpha_{95} < 8^\circ$ で決定できた。サンタモニカ山地とコネホ丘陵のコネホ火山岩類からの 15 のサイト平均方位を 図 11.4a に示した。五つの正極性サイトの平均方位は $I = 43.9^\circ$, $D = 74.9^\circ$ で、一方、10 個あった逆極性サイトの平均方位は $I = -50.1^\circ$, $D = 247.1^\circ$ であった。これらの平均方位は反平行から有意 (5% 有意水準) に外れていないので、サイト平均 ChRM 方位は逆転テストに通っている。サイト平均 ChRM の分散は地磁気永年変化のサ

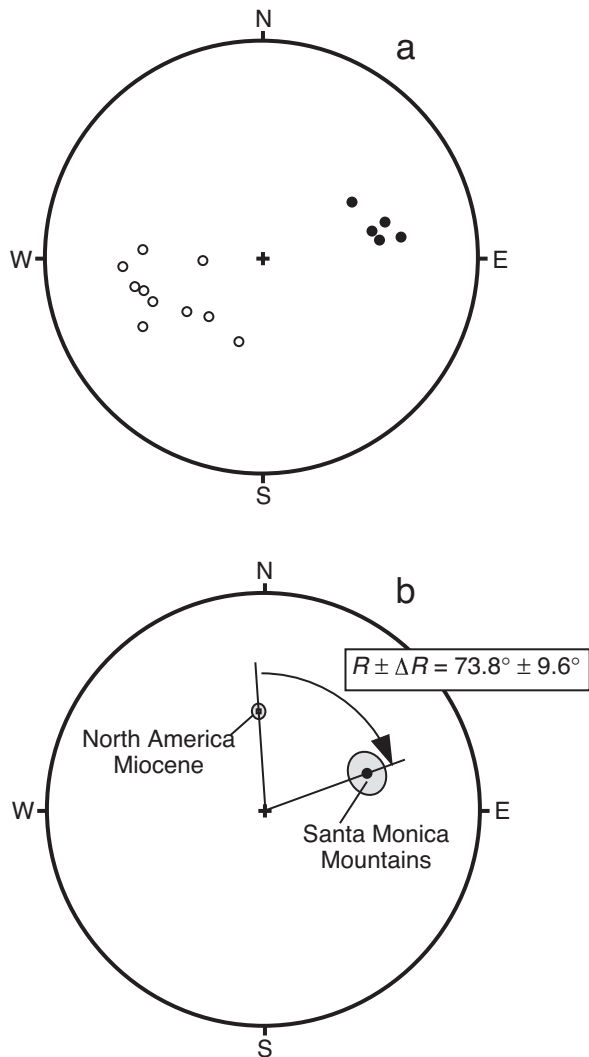


Figure 11.4 (a) Equal-area projection of site-mean ChRM directions from the Conejo Volcanics of the Santa Monica Mountains, western Transverse Ranges. Directions in the lower hemisphere are shown by solid circles; directions in the upper hemisphere are shown by open circles. (b) Comparison of discordant formation-mean ChRM direction from the Conejo Volcanics of the Santa Monica Mountains with the expected direction calculated from the Miocene reference pole for North America. Data from Kamerling and Luyendyk (1979) with permission from the Geological Society of America.

ンプリングが適切であると示唆している。得られている岩石磁気・古地磁気分析は、コネホ火山岩類が～15Maでの地磁気方位の古地磁気記録として信頼できると示している。

逆極性のサイト平均方位を反転させて、15のサイト平均方位を平均すると、層平均として $I_0 = 47.6^\circ$ 、 $D_0 = 70.9^\circ$ 、 $\alpha_{95} = 7.7^\circ$ を得る (図 11.4b)。北米の中新世の参照極は $\lambda_r = 87.4^\circ\text{N}$ 、 $\phi_r = 129.7^\circ\text{E}$ 、 $A_{95} = 3.0^\circ$ とよく決まっている (Hagstrum et al., 1987)。西横断山脈中のサイトの位置を使うと、式 (A.53) から、予期される中新世の方位は、 $I_x = 52.4^\circ \pm 3.2^\circ$ 、 $D_x = 357.1^\circ \pm 3.6^\circ$ と求まる。予期される方位と観測との比較から、式 (A.62) から (A.67) を用いると、 $R \pm \Delta R = 73.8^\circ \pm 9.6^\circ$ が得られる (図 11.4b)。Kamerling and Luyendyk (1979) は、それで、西横断山脈は本当に回転したのだと、かなり明確に結論づけた。真に驚くべき結果は、～70°もの時計回り回転が過去 15 m.y. の間に起こったことであった。

Bruce Luyendyk を始めとする研究者によって、横断山脈とモハヴィ砂漠の他の領域で、より古い時代までの古地磁気試料採集が進められた。その結果は Luyendyk et al. (1985) にまとめられていて、20Ma以降の鉛直軸回転の面白いパターンがわかった: (1) サンクレメンテ、サンタバーバラ、サンニコラスの諸島は回転していないのに、サンタカタリナ島は時計回りに～100°回転している; (2) 北チャネルズ群島は70°から80°時計回りに回転した; (3) サンタネッツ山脈は時計回りに～90°回転した; (4) サンガブリエルとサンアンドレアスの断層の間のブロックは～35°時計回り回転をしている。図 11.5の後期漸新世の南カリフォルニアの復元は Luyendyk et al. (1985) が示した回転パターンの解釈を説明している。横断山脈は南北配向に復元されて、北西-南東方向の右横ずれ断層系に取り囲まれている。横断山脈中の地殻は左横ずれ

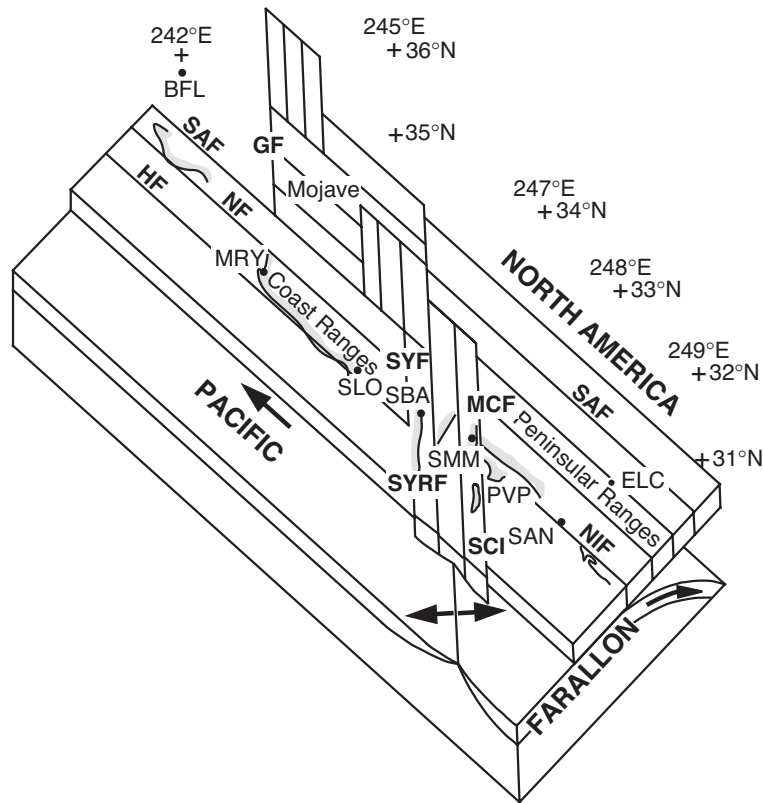


Figure 11.5 Schematic reconstruction of southern California in the Late Oligocene. The Pacific Plate is moving northwest, and the Farallon Plate is subducting beneath the North America plate; separation of the Pacific and Farallon plates at the East Pacific Rise is shown by diverging arrows; crustal panels are separated by strike-slip faults, including SAF = San Andreas fault; NF = Nacimiento fault; HF = Hosgri fault; GF = Garlock fault; SYF = Santa Ynez fault; SYRF = Santa Ynez River fault; MCF = Malibu Coast fault; SCI = Santa Cruz Island fault; NIF = Newport-Inglewood fault; place names are BFL = Bakersfield; MRY = Monterey; SLO = San Luis Obispo; SBA = Santa Barbara; SMM = Santa Monica Mountains; PVP = Palos Verdes Peninsula; SAN = San Diego; ELC = El Centro. Redrawn from Luyendyk et al. (1985) with permission from the American Geophysical Union.

断層で区切られた羽目板のようになって、それらは、地域全体が、太平洋と北米プレートの相互作用によって、右横ずれするにつれて時計回りに回転した。

確かに、南カリフォルニアの地殻回転の運動と力学については、まだまだ時々、議論が起きるのである。しかし、新第三紀の回転の古地磁気による決定が、これらの疑問に劇的に焦点を当てたし、この複雑な地域のテクトニックな発展の理解に重要な進展をもたらした。

グローバル火山岩類：古い小さな回転

図 11.6 は合衆国太平洋北西海岸で見られた、古地磁気偏角の不一致のパターンを説明したものである。Cox (1957) はオレゴン海岸山脈の始新世サイレッツ川火山岩類の古地磁気偏角を測定して、期待される方向より東偏していることを見出した。しかし、その時には、始新世で予期される方位についての知識が乏しく、この先駆的な研究のテクトニックな意味は十分に理解されなかった。それに続いて、Simpson and Cox (1977) がオレゴン海岸山脈が始新世から時計回りに $\sim 70^\circ$ 回転したことを確かめた。その後数年の古地磁気研究で、北西太平洋岸の時計回り回転の時空分布の詳細が、かなり明白になった。古地磁気結果が増

えるにつれて、伴うテクトニックモデルも、洗練され、自由度が少なくなってきた。近年の、テクトニクスの全体像は Wells and Coe (1985), Grommé et al. (1986) や Wells and Heller (1988) に詳しい。ここで地域テクトニクスへの古地磁気学の応用の次の例は、ワシントン州南西部のゴープル火山岩類 (図 11.6 の GV) の Beck and Burr (1979) による古地磁気研究を取り上げよう。

ゴープル火山岩類は陸上噴出の安山岩質と玄武岩質の溶岩を主体として、少量の火砕流及び堆積物からなっている。それらは、現在のカスケード弧の前身の火山弧の一部である。K-Ar 年代は、32 から 45Ma (始新世後期から暁新世前期) に渡っている。Beck and Burr (1979) は 42 枚の溶岩流から 392 個の試料を収集し、古地磁気結果を報告した。採集した溶岩流は、ほとんどが厚さ 1m から 30m の塊状の溶岩である。溶岩流の傾斜には 25° のものもあったが、ほとんどは 10° 以下であった。それらに挟まれる堆積物が限られること、露頭が限られることで、面白い問題が浮かび上がった。観測された傾斜は溶岩流が傾いた地形の上に噴出したからで、元々のものなのか?それとも、元々は水平で、現在の傾斜はその後のテクトニックな運動の結果だろうか?地質学的な観測では測定された古地磁気方位をその溶岩流の傾きで構造補正すべきか

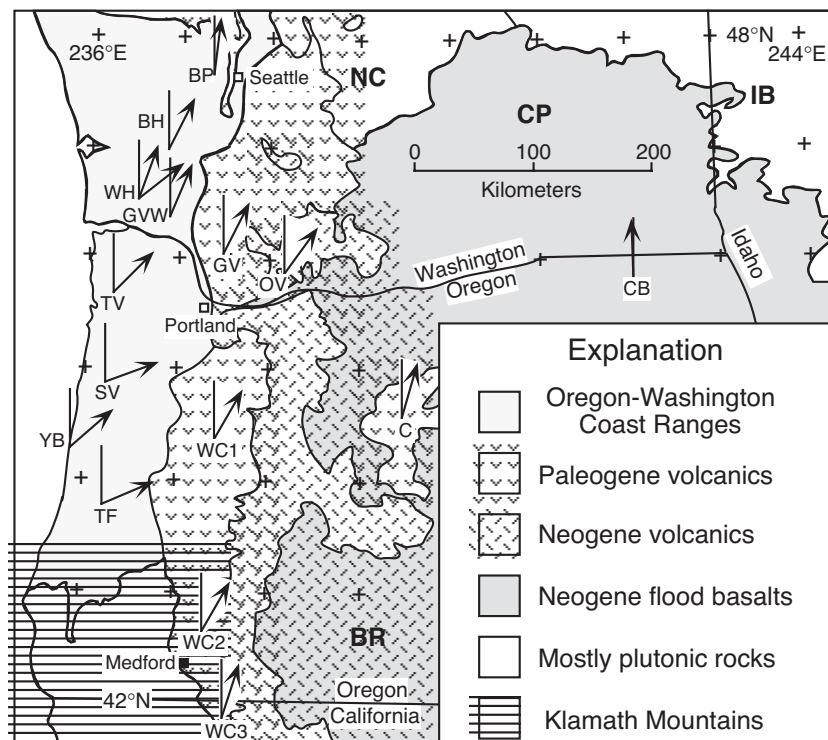


Figure 11.6 Geologic and physiographic provinces of the Pacific Northwest. Expected and observed paleomagnetic declinations are compared at sites of paleomagnetic studies of Cenozoic layered rocks; expected declinations are shown by the north-directed line; observed declinations are shown by arrows; references to paleomagnetic studies are CB = Columbia River Basalt Group (data compiled by Grommé et al., 1986); C = Clarno Formation (Grommé et al., 1986); OV = Ohanapechosh Volcanics (Bates et al., 1981); GV = Goble Volcanics (Beck and Burr, 1979); GVW = Goble Volcanics (Wells and Coe, 1985); WH = Crescent Formation (Wells and Coe, 1985); BH = Crescent Formation (Globerman et al., 1982); BP = Crescent Formation (Beck and Engebretson, 1982); TV = Tillamook Volcanics (Magill et al., 1981); SV = Siletz River Volcanics (Simpson and Cox, 1977); YB = Yachats Basalt (Simpson and Cox, 1977); TF = Tyee and Flournoy formations (Simpson and Cox, 1977); WC1&WC2 = Western Cascades Volcanics (Magill and Cox, 1980); WC3 = Western Cascades Volcanics (Beck et al., 1986); geologic/physiographic provinces include NC = North Cascades; IB = Idaho batholith; CP = Columbia Plateau; BR = Basin and Range. Modified from Grommé et al. (1986) with permission from the American Geophysical Union.

どうか、明白な証拠はない。古地磁気データもこの問題を解くことはできない。サイト平均 ChRM 方位の集中は構造補正を適用すると改善するが、改善量は統計的に有意ではない (k が 27.45 から 30.54 に増加する)。幸いなことに、傾斜は一般に小さく、試料採集地域は傾斜方向がランダムと言えるほど広い。それで、構造補正のもたらす系統的な偏りはなく、Beck and Burr (1979) は最終的な分析に構造補正後のサイト平均方位を用いた。

ゴープル火山岩類の岩石磁気はかなり分かりやすく、ほとんどの溶岩において、交流消磁で ChRM 方位を分離することができた。サイト平均 ChRM 方位の α_{95} が 15° を超えるサイトが 4 サイトあり、それらは棄却された。もう 1 サイトの結果は、異常な方位であることと岩石学的な特徴が新しい火山岩類に属すると示唆されたことから、棄却された。残り 37 サイトの平均 ChRM 方位が、逆帯磁の方位は反転して、図 11.7a に示されている。

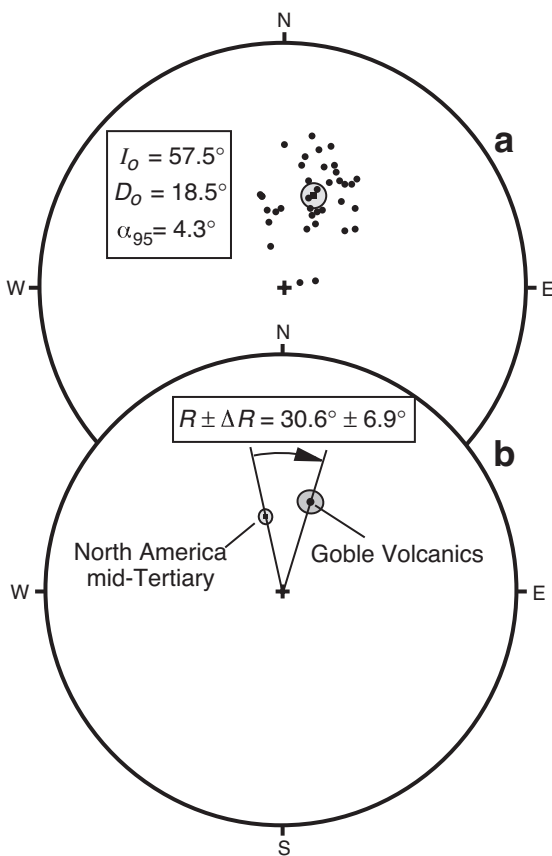


Figure 11.7 (a) Equal-area projection of site-mean ChRM directions from the Goble Volcanic Series of southwest Washington. Directions of reversed-polarity sites have been inverted through the origin of the projection; all directions are in the lower hemisphere; the formation-mean ChRM direction is listed and is shown by the solid square with surrounding stippled α_{95} confidence limit. (b) Comparison of discordant formation-mean ChRM direction from the Goble Volcanic Series with the expected direction calculated from the mid-Tertiary reference pole for North America. Data provided by M. Beck.

28 の正帯磁のサイトの平均は $I = 58.7^\circ$, $D = 19.0^\circ$, $\alpha_{95} = 5.4^\circ$ であった。逆帯磁の 9 サイトの平均 ($I = 54.6^\circ$, $D = 197.7^\circ$, $\alpha_{95} = 7.8^\circ$) はサイト平均 ChRM 方位が逆転テストを通る事を示している。フォーメーション平均の方位は $I_o = 57.5^\circ$, $D_o = 18.5^\circ$, $\alpha_{95} = 4.3^\circ$ である (図 11.7a)。サイト平均 VGP から平均の極を計算すると $\lambda_o = 75.5^\circ N$, $\phi_o = 345.5^\circ E$, $A_{95} = 5.5^\circ$ が得られた。角分散の値 ($S = 19.2^\circ$) は地磁気永年変化の適切なサンプリングである事を示している。

参照方位の計算に、Diehl et al. (1988) の第三紀中期 (20 から 40Ma) の極の位置 $\lambda_r = 81.5^\circ N$, $\phi_r = 147.3^\circ E$, $A_{95} = 2.4^\circ$ を用いると、そこから得られる第三紀中期の参照方位は $I_x = 63.7^\circ \pm 1.9^\circ$, $D_x = 347.9^\circ \pm 3.4^\circ$ となる。図 11.7b で、この第三紀中期のゴープル火山岩類の参照方位を、測定された平均方位比較してある。まず分かるのは、得られたフォーメーション平均方位が明らかに一致せず $R \pm \Delta R = 30.6^\circ \pm 6.9^\circ$ となる事である。つまり、この古地磁気研究で、北西太平洋岸の鉛直軸回転テクトニクスの時空パターンにもう一つ重要な制約を与えることができたのだ。ゴープル火山岩類の古地磁気解析でのもう一つの興味深い観測は、方位空間で表すと $F \pm \Delta F = 6.2^\circ \pm 3.8^\circ$ 、極空間で表すと

$p \pm \Delta p = 5.3^\circ \pm 4.8^\circ$ の統計的に有意な極方向への移動が見られることである。

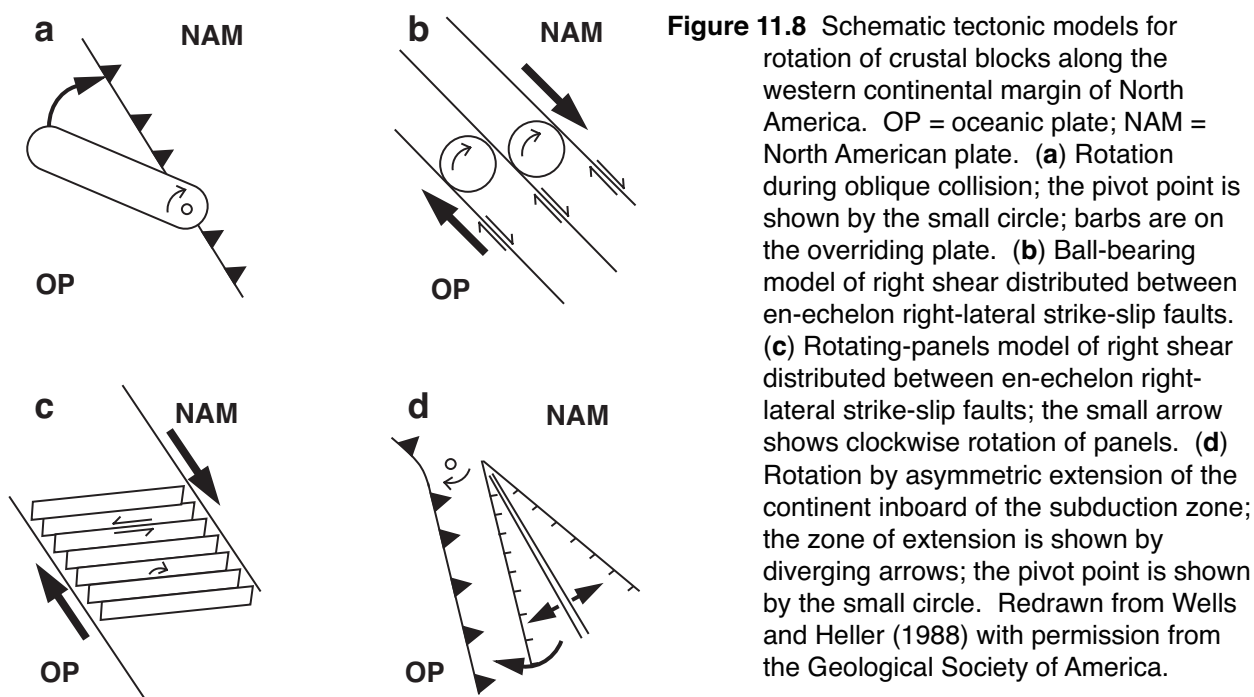
この結果からもう一つ分かることは、フォーメーション平均から求める鉛直軸回転の精度に限られることである。地磁気永年変化のサンプリングの要請から生ずる本質的なサイト平均方位の分散によって、最善のフォーメーション平均でさえも $\alpha_{95} < 5^\circ$ で決定できることは、本質的に、難しい。参照方位の信頼限界を含めて考えると、フォーメーション平均で ΔR が 10° 以下の回転を決定することができる場合はきわめて限られているという結論となる。

広域分布している単一溶岩流を、分布している領域間の相対的な鉛直軸回転の精度良い記録として利用できる。Magill et al. (1982) はサドル山地玄武岩のパモナ部層からの古地磁気結果を報告した。この溶岩流はアイダホ西部の噴出元から $\sim 12\text{Ma}$ に噴出して、太平洋岸まで $> 400\text{km}$ 流れた。南西ワシントン州の海岸山脈において、この溶岩流はバックサック展望台玄武岩としても知られている。この“単一溶岩流”法は、地磁気永年変化の平均化の必要性がなく、 5° に近い回転決定の精度をもたらした。Magill et al. (1982) は、海岸山脈がコロビア高原に対して 15° の時計回りのテクトニックな回転を 12Ma 以降に被ったことを検出することができた。

Wells and Heller (1988) は他の溶岩流の単一溶岩流法の測定と、地質と古地磁気の制約条件から、北西太平洋岸の回転史を研究した。彼らの結論は以下のものであった:

1. 大陸縁辺部での付加過程での海洋性マイクロプレートの回転 (図 11.8a) は北西太平洋岸の鉛直軸回転の主要なメカニズムではない。
2. 海洋プレートと北アメリカプレートの 100 から 200km の幅広い領域の右ずれ剪断変形の分布で、 15Ma 以降の海岸山脈の回転の 40% が説明できる。図 11.8b と 11.8c のようなメカニズムも働いている。一様に回転する地殻ブロック (例えば、図 11.8b のボールベアリングモデルのボール) の大きさは $\sim 20\text{km}$ 程度である (Wells and Coe, 1985)。
3. カスケード弧東方のベイズンアンドレンジ地方の伸長量が北方へと減少している (図 11.8d) ことが 15Ma 以降の海岸山脈の回転の残り (最大 60%) に寄与している。

これらの例から、古地磁気学が鉛直軸回転のテクトニック回転を復元するのに有効なことは明白である。



このテクトニクス過程を検出することは他の方法ではきわめて難しい。同様の研究例の増加は、鉛直軸テクトニック回転が大陸変形の主要なテクトニック過程であることを示している。

アラスカのランゲリア：長距離移動した陸塊

ランゲリアは、東部オレゴンからアラスカの西コルディレラに沿って露出する層序構造地塊 (tectonostratigraphic terrane) である (図 11.9)。Jones et al. (1977) は、ランゲリアを、後期白亜紀から前期二畳紀の安山岩質島弧火山岩、中期から後期トリアス紀のソレアイト玄武岩の溶岩流と枕状溶岩 (アラスカのニコライ緑色岩を含む)、後期トリアス紀の石灰質岩体からなると定義した。ランゲリアは、元々の島弧が海台 (または両方) がバラバラになって、北アメリカ大陸縁辺に散らばったものだと解釈されている。ランゲリアでは、盛んに古地磁気研究がなされてきた。出版論文には、Hillhouse (1977), Yole and Irving (1980), Hillhouse et al. (1982), Hillhouse and Grommé (1984), Panuska and Stone (1981, 1985) 等がある。

移動史の詳細を決めるために、ランゲリアの APWP を完全に知る必要がある。しかし、テレーンの岩石の時代は通常長くなく、しばしば変形していたり化学的な熱的な再帯磁を被っている。それで、一つか二つ古地磁気極しか得られない中で、移動史を解読しないとイケない。地域テクトニクスへの古地磁気学の適用の章の最後の例は、代表的な移動テレーンの古地磁気研究の例である。この例は、Hillhouse (1977) のランゲリアの古地磁気研究に依っている。

ニコライ緑色岩の古地磁気

ニコライ緑色岩は南アラスカ中部のランゲル山地の南麓に露出している (図 11.9)。この地層はほとんどが陸上噴出のソレアイト玄武岩流で、層厚 3000m にも及ぶ。ニコライ緑色岩の玄武岩流は中期から後期トリアス紀 (ラディニアン階-カーニアン階) を示す化石を含む堆積岩に挟まれている。Hillhouse (1977) は 126 本のコア試料をニコライ緑色岩の 5ヶ所から収集し、古地磁気結果を報告した。試料は 1962 年に収集されたが、収集の戦略は現在の標準とは少し異なっている; 個々の玄武岩流からはたった 2 本のコアを採集した。とは言うものの、全体としては十分なコア数が確保されたし、安定性のテストで、結果のデータが信頼できることは明らかである。その後の近傍のランゲリアの古地磁気分析でも、彼らが見出した結果が確かめられている。

ニコライ緑色岩の岩石磁気はかなり詳細に研究された。強磁場熱磁気分析実験では、キュリー温度が 570° から 580°C で、主要な強磁性鉱物がチタンに乏しいチタン磁鉄鉱であるとわかった (第 4 章)。段階熱消磁実験では NRM 成分が二つあった: ブロッキング温度 (TB) < 250°C の二次成分と TB が 505° から 580°C の間の ChRM である。Hillhouse and Grommé (1984) による続報では、580°C 以上のブロッキング温度の ChRM を持つ試料が見出され、それらは高温酸化による赤鉄鉱を含んでいた。ほとんどの試料で交流消磁が用いられた; 多くの試料で 400 Oe (40mT) の消磁によって現在の地球磁場方位とほぼ平行な二次 NRM が取り除かれた。二次 NRM は VRM、ChRM は初生 TRM だと解釈された。

ChRM がしっかりと分離できなかった 30 程度の試料の結果が破棄された。ある地点では、正逆両極性の溶岩流が 27 の一連の溶岩流から見出された: つまり、この地点の ChRM 方位は逆転テストに合格した。地点毎に地層面の傾斜が違うのを利用して、褶曲テストが可能であった。実は、地点毎のニコライ緑色岩の ChRM 方位の平均は図 5.12 で褶曲テストを説明するのに使っている。これらの方位は第 6 章で褶曲テストの検定の例としても用いた。ChRM 方位は褶曲テストに (5% の有意水準で) 合格し、構造補正後の地点平均 ChRM 方位が図 5.12 に示してある。それで、岩石磁気と古地磁気の証拠はニコライ玄武岩流の ChRM が初生 TRM であると強く支持していると言える。

ニコライ緑色岩の古地磁気極を決めるために、Hillhouse (1977) は溶岩流 50 枚の VGP を平均した。得られた観測極 ($\lambda_o = 2.2^\circ\text{N}$, $\phi_o = 146.1^\circ\text{E}$, $A_{95} = 4.8^\circ$) が図 11.10 に示されている。トリアス紀後期の



Figure 11.9 Tectonostratigraphic terranes of the North American Cordillera. The area of dark stippling in southern Alaska is the Wrangellia terrane containing the Nikolai Greenstone locality. Definitions and descriptions of terranes can be found in Coney (1981). Redrawn from Coney (1981).

参照極として適当なものはチンリ層の極 (Reeve and Helsley, 1972; 図 11.10) である。(チンリ層はニコライ緑色岩より若い、結論を大きく変えるほどではない。) 極空間を使って分析すると (式 (A.68) から (A.78))、鉛直軸回転は $R \pm \Delta R = -80.3^\circ \pm 7.8^\circ$ となる。観測極 (ニコライ緑色岩の極) が参照極 (チンリ層の極) から反時計回りに 80° 程度ずれているという結果は、その分だけ反時計回りに回転したことを示している。しかし、鉛直軸回転だけでは参照極と観測極は一致しない。

ランゲル山地から参照極までの大円距離 ($p_r = 56.5^\circ$) は、観測極までの距離 ($p_o = 79.3^\circ$) より短い。極方向へのニコライ緑色岩の移動は単純に p_o と p_r の差になる (式 11.3)。観測極と参照極を一致させるには、ニコライ緑色岩 (そこに観測極が付いている) を北アメリカの西縁に沿って南に 22.8° 動かさないとはいけない。この結果は、ニコライ緑色岩が後期トリアス紀中頃に、現在の位置より低い古緯度で磁化したことを示している。後期トリアス紀中頃と現在の間、ニコライ緑色岩はチンリ極の方へ (ほぼ北方) 22.8° (~2500km) 移動したのである。

信頼限界を考慮に入れると、観測極は $p \pm \Delta p = 22.8^\circ \pm 6.8^\circ$ となる (式 (A.76) から (A.78))。ニコライ緑色岩が現在の位置よりずっと南で形成されたと言う基本的な結論は、極めて明らかだ。しかし、 $p \pm \Delta p = 22.8^\circ \pm 6.8^\circ$ はニコライ緑色岩の極方向移動量であるとは限らない。実際には、それは必要な移

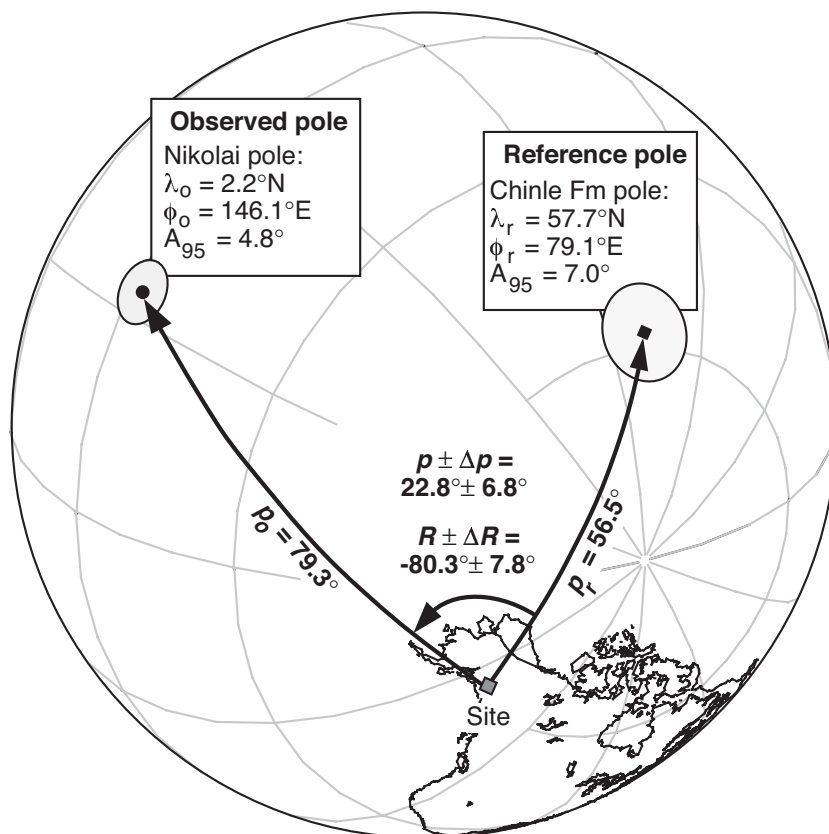


Figure 11.10 Comparison of the paleomagnetic pole from the Middle–Late Triassic Nikolai Greenstone with the reference paleomagnetic pole from the Chinle Formation. The paleomagnetic pole from Nikolai Greenstone is shown by the solid circle; the paleomagnetic pole from the Chinle Formation is shown by the solid square; locations of poles and radii of 95% confidence (A_{95} , shown by the stippled circles) are listed; the collecting site in Alaska is shown by the small stippled square; p_o = great-circle distance from the site to the observed paleomagnetic pole; p_r = great-circle distance from the site to the reference paleomagnetic pole; implied poleward transport, $p \pm \Delta p$, of the Nikolai Greenstone is $p_o - p_r = 22.8^\circ \pm 6.8^\circ$; implied vertical-axis rotation, $R \pm \Delta R$, is counter-clockwise by $80.3^\circ \pm 7.8^\circ$.

動量の最小値なのだ。

北半球か南半球か

図 11.11 は半球両義性と呼ぶものの説明だ。後期トリアス紀中頃は地磁気逆転が頻繁に起こった時代で (図 9.11)、ニコライ緑色岩には正逆極性双方の溶岩流が存在している。北米北部の上部古生界やそれより若い岩石については、正極性の岩石は正の伏角を、逆極性の岩石は負の伏角を持っていることが知られている。しかし、長距離移動して来たテレーンについて、この区別を適用していいかは明らかではなし。図 11.11 に示したように、正の伏角は、正極期では北半球で (図 11.11a)、逆極期では南半球で (図 11.11b) 磁化した結果を表している。それで、ニコライ緑色岩の溶岩流が正極期に北半球で磁化した溶岩流なのか、逆極期に南半球で磁化したのか、両方ありうる。

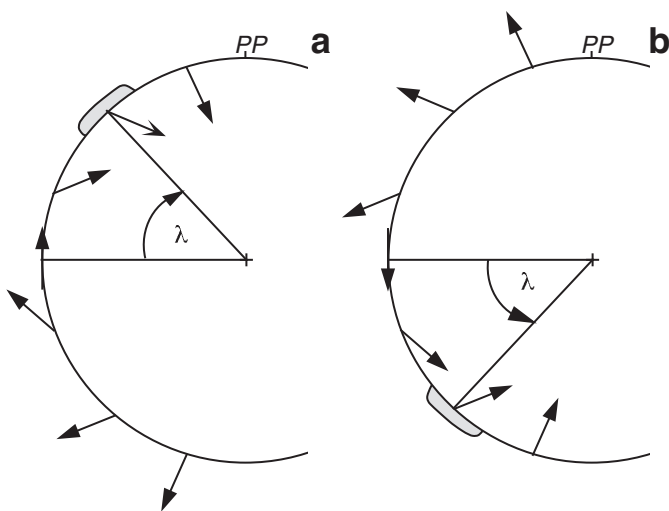


Figure 11.11 The hemispheric ambiguity. Positive inclination of ChRM can indicate either (a) magnetization in the northern hemisphere during a normal-polarity interval or (b) magnetization in the southern hemisphere during a reversed-polarity interval.

Hillhouse (1977) が示した古地理図は、ニコライ緑色岩を北半球に置いている。この選択は必要な極方向移動を最小にする。Hillhouse (1977) が北半球を選んだのは、「驚き最小の原理」のためである。ニコライ緑色岩の 2500km の極方向移動というのは、十分ショッキングな結果である；ニコライ緑色岩が南半球起源で現在の位置まで 5000km 以上移動したというような、もっとびっくりすることを言わない方が良いのだ。ランゲリアの場合だけを取り上げると、ほとんどの研究者は北半球起源を支持して来た (例えば、Panuska and Stone, 1981)。

後期トリアス紀中頃の北米・南米・ニコライ緑色岩の位置を示した古地理図が図 11.12 に示してある。この地図は以下の手順で構築された：

1. 北米と南米は、相対位置がパンゲアのその部分を構成するように、大西洋を閉じて復元した。
2. 地理格子は、極が参照極 (チンリ極) になるように回転した。この操作で後期トリアス紀中頃の北米・南米を横切る古緯線の分布を描くことができる。古経度については、何の規制も持っていないのだから、古経度の絶対値は分からないことをお忘れなく。
3. ニコライ緑色岩から古地磁気極までの大円距離 ($p_o = 79.3^\circ$; 図 11.10) は古余緯度そのものである。地心双極子仮説によって、この距離は、ニコライ緑色岩から古地理極までの距離に等しい*1。それで、ニコライ緑色岩の古緯度は $90^\circ - p_o = 10.7^\circ$ となる。半球両義性を思い出すと、この古緯度は 10.7°N でも 10.7°S でもありうる。双方の古緯度が図 11.12 に描いてある。補遺で議論するように、

*1 そもそも、第 7 章の定義で古地磁気極とは「古地磁気で求めた地理極」であるので、この記述は適切ではない。古地磁気極は「昔の地磁気極」ではないのである。地心双極子仮説は古地磁気極を求める際にすでに使っているのだ。Butler さんでも、この誤解をするのだから、初学者は気合を入れて理解しておいてほしい。

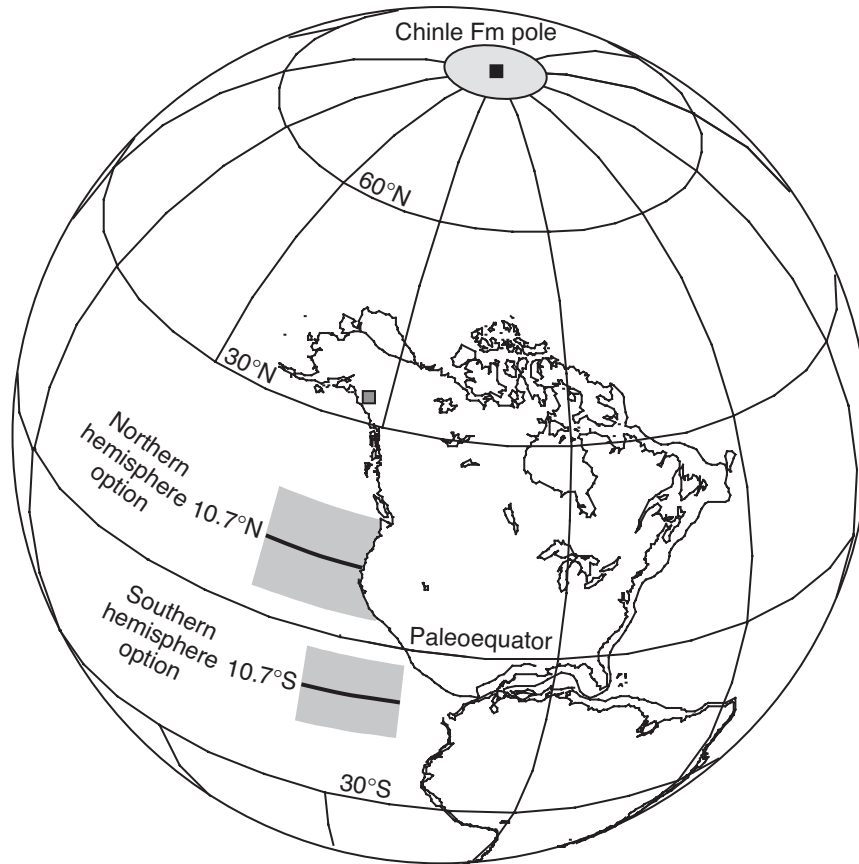


Figure 11.12 Paleogeographic position of the Nikolai Greenstone in the Middle–Late Triassic. The paleomagnetic pole from the Chinle Formation is used as the North American reference pole for the Carnian/Norian stage of the Late Triassic; the Chinle pole is used as the pole of the paleogeographic grid; South America is placed in its Late Triassic paleogeographic position with respect to North America; the Nikolai Greenstone paleolatitude (10.7° north or south) is shown by the heavy line with confidence limits ($\pm 6.8^\circ$) shown by the stipple band of latitudes.

ニコライ緑色岩の北米に対する相対的な古緯度の信頼限界は $\Delta p = 6.8^\circ$ で、その信頼限界が陰影を付けた古緯度帯として示してある。

この古地理図で、ニコライ緑色岩の最小移動距離がいかに理解することができる。経度方向の移動については知ることはできない。ランゲル山地の後期トリアス紀中頃の古緯度は 33.5°N で、これが予期される古緯度である。参照古緯度と観測古緯度の最小の差は $33.5^\circ\text{N} - 10.7^\circ\text{N} = 22.8^\circ$ となる。これは、もちろん、上で計算した極方向移動の大きさそのものである。Hillhouse (1977) の古地磁気研究は、テレーンが、現在属している大陸に対して、極方向にどれだけ移動したかを決定するのに、古地磁気がどのように用いられているかの、実際的な例となっている。

注意とまとめ

地域テクトニクスへの古地磁気学の応用の議論を 2.3 の特異な問題と注意点へ言及して締めくりたい。一つ目の考慮点は、半球両義性が極性スーパーカロンによって解消される可能性である。もし、遠くから来た地殻ブロックの岩石が極性スーパーカロンの年代に入っていれば、その岩石の極性が分かる。例えば、ある地殻ブロックの岩石が白亜紀正極性スーパーカロン (~ 118 から $\sim 83\text{Ma}$; 図 10.11) であったとする。ChRM の地層平均方位が正の伏角をなら、その岩石の古緯度は北半球となるし、負の伏角なら南半球起源

となる。顕生代のもう一つの確実なスーパークロンである、二畳紀-石炭紀逆極性スーパークロンであれば、事態は逆になる。

長距離移動した地殻ブロックについて、“スーパークロン法”による半球両義性の解決には問題が見られる。Alvarez et al. (1980) と Tarduno et al. (1986) は北部カリフォルニアのフランシスカン複合体中の白亜紀レイトンヴィル石灰岩で負の伏角を見出した。生層序年代は白亜紀正スーパークロンの年代を示したので、彼らはフランシスカン石灰岩が南半球で形成されたと結論づけた。しかし、Courtilot et al. (1985) は年代は近いが岩相の異なるフランシスカン石灰岩を研究して、それが北半球起源であると結論づけた。レイトンヴィル石灰岩の古地磁気を詳細に検討して、Tarduno et al. (1990) は、フランシスカンメランジュのこれらの石灰岩が南半球起源である強い証拠を報告した。見かけから判断すると、フランシスカン複合岩体の石灰岩ブロックには北半球起源のものと南半球起源のものが混在していることになる。それでも、スーパークロン法の基本原理は正しいので、将来的にうまくいくことには間違いがないであろう。

古地磁気結果に基づくテクトニクスの結論についてしばしば問われる質問は、 ΔR と Δp の信頼限界に関するものである。古地磁気で分解できるテクトニックな移動の大きさの真の信頼限界とは何だろうか？信頼限界 ΔR と Δp は物語全体を語っているのだろうか？もし、ある古地磁気研究で $\Delta p = 5^\circ$ なら、それは、テクトニックな極方向移動 550km の分解能を持っているのだろうか？前述の例で、古地磁気方位や古地磁気極は大きく不調和で、テクトニクスに重要な意味があるのは明白である。しかしながら、偏角の回転 (R) や極方向移動 (p) が信頼限界ギリギリだったり、少し超えるだけだった時に、どういう推論をすべきかは明らかではない。データ解析の手法が変われば（そして、研究者の哲学に寄ってさえ）異なる結論に至ることになるかもしれない。

上で議論したゴープル火山岩類の結果を考えてみよう。資料採集地域の時計回り鉛直軸回転 ($R \pm \Delta R = 30.6^\circ \pm 6.9^\circ$) は明らかに統計的に有意であり、地質学的に意味がある。しかし、ゴープル火山岩類では $p \pm \Delta p = 5.3^\circ \pm 4.8^\circ$ という計算結果も得ている。ワシントン州南西部が第三紀中期の参照極（ほぼ北）の方へ、過去 30m.y. で 500km 移動したと結論づけて良いのだろうか？私が一部の古地磁気学者の見方を強く主張するのは公平ではないかもしれないが、多くの研究者は、得られた結果がどんなに間違いなく見えたとしても、1000km（およそ $\sim 8^\circ$ ）以下の極方向への移動を個別の古地磁気研究から結論付けたりはしないだろう。おそらく、もし、同じ領域でのたくさんの研究が $p \pm \Delta p = 6^\circ \pm 4^\circ$ と言った矛盾のない結果をもたらしたなら、数百 km の極方向への移動という結論が正当化できるかもしれない。

信頼限界と（極方向の）テクトニックな移動についての、以下の、思慮溢れて輝かしい文は Coe et al. (1985) によるアラスカの古地磁気結果の議論から引用したものである：

3つの移動は統計的に 95% 信頼限界よりかろうじてでも大きいように見える・・・しかしながら、形式的な信頼限界は、二つの理由で、常に最小の見積もりである。まず、一連の溶岩流などの場合に、地球磁場のサンプリングとしてサイト数を使うと、独立な数としては多く見積もりすぎになる場合がしばしばあることである。・・・次に、形式的な信頼限界は地質学的な起源の系統誤差を計算に入れていない。溶岩流の場合、最も深刻なこの手の誤差は、通常、構造補正の不確かさである。例えば、盾状火山側面を流れる溶岩の初期傾斜は典型的には 5° から 7° だが、これよりかなり急なこともある。そのような過去の初期傾斜を構造的な傾斜と区別することは難しく、そうなると、間違いなく、緯度方向移動の嘘の見積もりをもたらす。 5° の伏角の誤差は高緯度域でのこの種の研究では 8° から 9° の見かけの緯度方向移動に対応するので、古地磁気から推量した統計的に有意な（例えば、 $-9^\circ \pm 8^\circ$ といった）移動の一部（ひょとすると全部）が初期傾斜による偽の結果である可能性は大いにある。

もう一つ付け加えておきたいことは、深成岩体からと磁鉄鉱を産する堆積岩から観測した古地磁気極が不一致する場合である。深成岩特有の問題は、当時の水平面を直接に知る方法がなく、類推になることである。この不確かさは、北部カスケードとプリティッシュ コロンビア の白亜紀の深成岩からの古地磁気極の

不一致に様々な解釈をまねく (Irving et al., 1985; Butler et al. 1989)。第 8 章で、磁鉄鉱を産する堆積岩の古地磁気伏角浅化の可能性を議論した。伏角浅化の影響を受けた堆積岩の古地磁気から求めた古緯度は、低古緯度の方へ偏っているであろう。もし、テレーンの極方向移動がこの系統的偏りのある岩石から得られたなら、緯度方向移動を過剰に見積もる結果になるであろう。

参考文献

- [1] W. Alvarez, D. V. Kent, I. P. Silva, R. A. Schweickert, and R. A. Larson, Franciscan limestone deposited at 17 ° south paleolatitude, *Geol. Soc. Am. Bull., Pt. I*, v. 91, 476–484, 1980.
- [2] R. B. Bates, M. E. Beck, Jr., and R. F. Burmester, Tectonic rotations in the Cascade range of southern Washington, *Geology*, v. 9, 1984–189, 1981.
- [3] M. E. Beck, Jr., Discordant paleomagnetic pole position as evidence of regional shear in the western Cordillera of North America, *Am. J. Sci.*, v. 276, 694–712, 1976.
- [4] M. E. Beck, Jr., Paleomagnetic record of plate-margin tectonic processes along the western edge of North America, *J. Geophys. Res.*, v. 85, 7115–7131, 1980.
- [5] M. E. Beck, Jr., Has the Washington–Oregon Coast Range moved northward?, *Geology*, v. 12, 737–740, 1984.
- [6] M. E. Beck, Jr., and C. D. Burr, Paleomagnetism and tectonic significance of the Goble Volcanic Series, southwestern Washington, *Geology*, v. 7, 175–179, 1979.
- [7] M. E. Beck, Jr., and D. C. Engebretson, Paleomagnetism of small basalt exposures in the west Puget Sound area, Washington, and speculations on the accretionary origin of the Olympic Mountains, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 3755–3760, 1982. Paleomagnetism: Chapter 11 222
- [8] M. E. Beck, Jr., R. F. Burmester, D. E. Craig, C. S. Grommé, and R. E. Wells, Paleomagnetism of middle Tertiary volcanic rocks from the Western Cascade series, northern California: Timing and scale of rotation in the southern Cascades and Klamath Mountains, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 8219–8230, 1986.
- [9] R. F. Butler, G. E. Gehrels, W. C. McClelland, S. R. May, and D. Klepacki, Discordant paleomagnetic poles from the Canadian Coast Plutonic Complex: Regional tilt rather than large-scale displacement? *Geology*, v. 17, 691–694, 1989.
- [10] R. S. Coe, B. R. Globberman, P. W. Plumley, and G. A. Thrupp, Paleomagnetic results from Alaska and their tectonic implications, In: *Tectonostratigraphic Terranes of the Circum-Pacific Region*, ed. D. G. Howell, Am. Assoc. Petrol. Geol., Houston Circum-Pacific Council for Energy and Mineral Resources Series, 1, pp. 85–108, 1985.
- [11] P. J. Coney, Accretionary tectonics in western North America, In: *Relations of Tectonics to Ore Deposits in the Southern Cordillera*, ed. W. R. Dickinson and W. D. Payne, *Ariz. Geol. Soc. Digest*, v. XIV, 23–37, 1981.
- [12] P. J. Coney, D. L. Jones, and J. W. H. Monger, Cordilleran suspect terranes, *Nature*, v. 288, 329–333, 1980. V. Courtillot, H. Feinberg, J. P. Ragaru, R. Kerguelon, M. McWilliams, and A. Cox, Franciscan Complex limestone deposited at 24 ° N, *Geology*, v. 13, 107–110, 1985.
- [13] A. V. Cox, Remanent magnetization of lower middle Eocene basalt flows from Oregon, *Nature*, v. 179, 685–686, 1957.
- [14] A. Cox, Frequency of geomagnetic reversals and the symmetry of the nondipole field, *Rev. Geophys.*, v. 13, 35–51, 1975.

- [15] A. V. Cox and R. B. Hart, *Plate Tectonics: How It Works*, Blackwell Scientific Publications, Palo Alto, Calif., 392 pp., 1986.
- [16] H. H. Demarest, Error analysis of the determination of tectonic rotation from paleomagnetic data, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 4321–4328, 1983.
- [17] J. Diehl, K. M. McClannahan, and T. J. Bornhorst, Paleomagnetic results from the Mogollon–Datil volcanic field, southwestern New Mexico, and a refined mid-Tertiary reference pole for North America, *J. Geophys. Res.*, v. 93, 4869–4879, 1988.
- [18] B. R. Globberman, M. E. Beck, Jr., and R. A. Duncan, Paleomagnetism and tectonic significance of Eocene basalts from the Black Hills, Washington Coast Range, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 93, 1151–1159, 1982. R. G. Gordon, A. Cox, and S. O' Hare, Paleomagnetic Euler poles and the apparent polar wander and absolute motion of North America since the Carboniferous, *Tectonics*, v. 3, 499–537, 1984.
- [19] C. S. Grommé, M. E. Beck, Jr., R. E. Wells, and D. C. Engebretson, Paleomagnetism of the Tertiary Clarno Hills Formation of central Oregon and its significance for the tectonic history of the Pacific Northwest, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 14,089–14,103, 1986.
- [20] J. T. Hagstrum, M. G. Sawlan, B. P. Hausback, J. G. Smith, and C. S. Grommé, Miocene paleomagnetism and tectonic setting of the Baja California Peninsula, Mexico, *J. Geophys. Res.*, v. 92, 2627–2639, 1987.
- [21] J. W. Hillhouse, Paleomagnetism of the Triassic Nikolai Greenstone, McCarthy quadrangle, Alaska, *Can. J. Earth Sci.*, v. 14, 2578–2592, 1977.
- [22] J. W. Hillhouse and C. S. Grommé, Northward displacement and accretion of Wrangellia: New paleomagnetic evidence from Alaska, *J. Geophys. Res.*, v. 89, 4461–4477, 1984.
- [23] J. W. Hillhouse, C. S. Grommé, and T. L. Vallier, Paleomagnetism and Mesozoic tectonics of the Seven Devils volcanic arc in northeastern Oregon, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 3777–3794, 1982.
- [24] E. Irving, G. J. Woodsworth, P. J. Wynne, and A. Morrison, Paleomagnetic evidence for displacement from the south of the Coast Plutonic Complex, British Columbia, *Can. J. Earth Sci.*, v. 22, 584–598, 1985.
- [25] D. L. Jones, M. C. Blake, and C. Rangin, The four Jurassic belts of northern California and their significance to the geology of the Southern California borderland, In: *Aspects of the Geologic History of the California Continental Borderland*, ed. D. G. Howell, Misc. Publ. 24, Am. Assoc. Petrol. Geol., Tulsa, Okla., pp. 343–362, 1976.
- [26] D. L. Jones, N. J. Silberling, and J. Hillhouse, Wrangellia A displaced terrane in northwestern North America, *Can. J. Earth Sci.*, v. 14, 2565–2577, 1977.
- [27] M. J. Kamerling and B. P. Luyendyk, Tectonic rotations of the Santa Monica Mountains region, western Transverse Ranges, California, suggested by paleomagnetic vectors, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 90, 331–337, 1979.
- [28] B. P. Luyendyk, M. J. Kamerling, R. R. Terres, and J. S. Hornafius, Simple shear of southern California during Neogene time suggested by paleomagnetic declinations, *J. Geophys. Res.*, v. 90, 12,454–12,466, 1985. Paleomagnetism: Chapter 11 223
- [29] J. R. Magill and A. Cox, Tectonic rotation of the Oregon Western Cascades, Special Paper 10, Oregon Dept. Geol. Min. Ind., Portland, 67 pp., 1980.
- [30] J. R. Magill, A. Cox, and R. Duncan, Tillamook volcanic series: Further evidence for tectonic rotation of the Oregon Coast Range, *J. Geophys. Res.*, v. 86, 2953–2970, 1981.
- [31] J. R. Magill, R. E. Wells, R. W. Simpson, and A. V. Cox, Post-12 m.y. rotation of southwest

-
- Washington, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 3761–3776, 1982.
- [32] S. R. May and R. F. Butler, North American Jurassic Apparent polar wander: Implications for plate motions, paleogeography and Cordilleran tectonics, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 11,519–11,544, 1986.
- [33] B. C. Panuska and D. B. Stone, Late Paleozoic paleomagnetic data for Wrangellia: Resolution of the polarity ambiguity, *Nature*, v. 293, 561–563, 1981.
- [34] B. C. Panuska and D. B. Stone, Latitudinal motion of the Wrangellia and Alexander terranes and southern Alaska superterrane, In: *Tectonostratigraphic Terranes of the Circum-Pacific Region*, ed. D. G. Howell, *Am. Assoc. Petrol Geol., Houston Circum-Pacific Council for Energy and Mineral Resources Series*, 1, pp. 579, 1985.
- [35] S. C. Reeve and C. E. Helsley, Magnetic reversal sequence in the upper portion of the Chinle Formation, Montoya, New Mexico, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 83, 3795–3812, 1972.
- [36] R. W. Simpson and A. Cox, Paleomagnetic evidence for tectonic rotation of the Oregon Coast Range, *Geology*, v. 5, 585–589, 1977.
- [37] J. A. Tarduno, M. McWilliams, W. V. Sliter, H. E. Cook, M. C. Blake, Jr., and I. Premoli-Silva, Southern hemisphere origin of the Cretaceous Laytonville Limestone of California, *Science*, v. 231, 1425–1428, 1986.
- [38] J. A. Tarduno, M. McWilliams, and N. Sleep, Fast instantaneous oceanic plate velocities recorded by the Cretaceous Laytonville Limestone: Paleomagnetic analysis and kinematic implications, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 15,503–15,527, 1990.
- [39] R. E. Wells and R. S. Coe, Paleomagnetism and geology of Eocene volcanic rocks of southwest Washington: Implications for mechanisms of rotation, *J. Geophys. Res.*, v. 90, 1925–1947, 1985.
- [40] R. E. Wells and P. L. Heller, The relative contribution of accretion, shear, and extension to Cenozoic tectonic rotation in the Pacific Northwest, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 100, 325–338, 1988.
- [41] R. W. Yole and E. Irving, Displacement of Vancouver Island: Paleomagnetic evidence from the Karmutsen Formation, *Can. J. Earth Sci.*, v. 17, 1210–1288, 1980.

付録 A

補遺

この補遺は教科書で示した数式の導出の詳細を示すために用意した。各章の中で数式の変形を長々と展開して、肝心の話題が途切れてしまうのを避けるためにここに集めた。

磁気双極子の式の導出

この節では磁気双極子の作る磁場を記述する式を導出する。配置は図 A.1 に示すが、これは、図 1.3 に示す地心軸双極子の配置と同じである導出は球座標 (r, θ, ϕ) で行なう。 $\pi - \theta$ で定義される余緯度、すなわち、極からの距離 p も用いる。それぞれの量の球座標での導出ののち、得られた式を、古地磁気学で用いられる他の形式 (例えば、水平成分 H_h など) へと変換する。

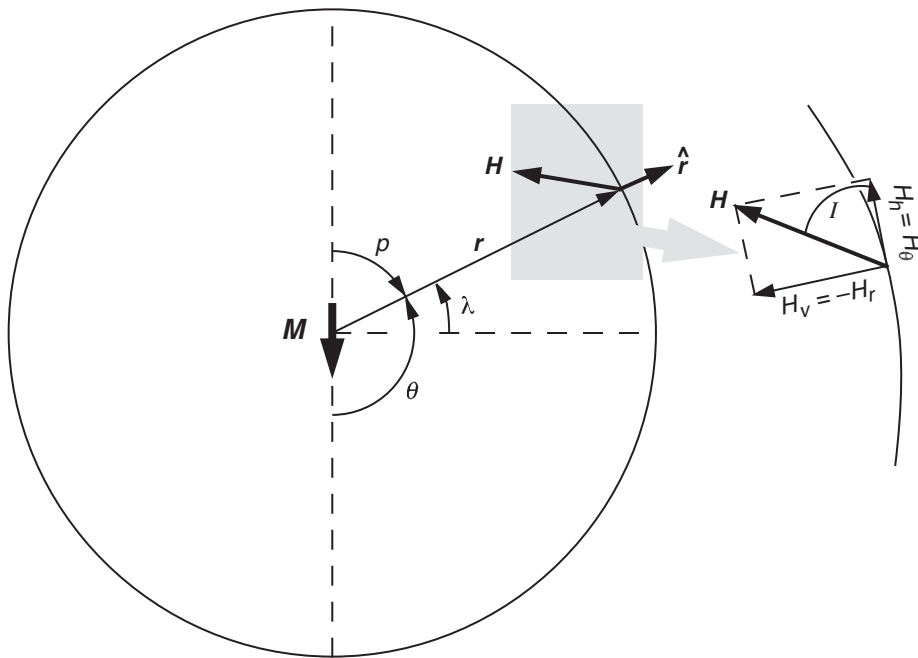


Figure A.1 Geocentric axial dipole. The large arrow is the magnetic dipole moment, \mathbf{M} ; θ is the polar angle from the positive pole of the magnetic dipole; p is the magnetic colatitude; λ is the geographic latitude; r is the radial distance from the magnetic dipole; \mathbf{H} is the magnetic field produced by the magnetic dipole; \hat{r} is the unit vector in the direction of r . The inset figure in the upper right corner is a magnified version of the stippled region. Inclination, I , is the vertical angle (dip) between the horizontal and \mathbf{H} . The magnetic field vector \mathbf{H} can be broken into (1) vertical component, $H_v = -H_r$ and (2) horizontal component, $H_h = H_\theta$.

出発点は磁気双極子のスカラー磁気ポテンシャルである:

$$V = \frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{r}}{r^2} = \frac{M \cos \theta}{r^2} \quad (\text{A.1})$$

磁場 H はスカラー磁気ポテンシャルの勾配をとることで得られる:

$$\mathbf{H} = -\nabla V = -\left(\frac{\partial}{\partial r} \hat{\mathbf{r}} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \hat{\boldsymbol{\theta}}\right) \left(\frac{M \cos \theta}{r^2}\right) \quad (\text{A.2})$$

微分を分離すると

$$\mathbf{H} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{M \cos \theta}{r^2}\right) \hat{\mathbf{r}} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{M \cos \theta}{r^2}\right) \hat{\boldsymbol{\theta}} \quad (\text{A.3})$$

微分を実行すると以下が得られる。

$$\mathbf{H} = \frac{2M \cos \theta}{r^3} \hat{\mathbf{r}} + \frac{M \sin \theta}{r^3} \hat{\boldsymbol{\theta}} = H_r \hat{\mathbf{r}} + H_\theta \hat{\boldsymbol{\theta}} \quad (\text{A.4})$$

H の水平成分 H_h は以下ようになる。

$$H_h = H_\theta = \frac{M \sin \theta}{r^3} = \frac{M \sin(\pi - \theta)}{r^3} = \frac{M \sin p}{r^3} \quad (\text{A.5})$$

緯度 λ に関して表式を得るのに

$$p = \frac{\pi}{2} - \lambda \quad (\text{A.6})$$

を代入すると。

$$H_h = \frac{M \cos \lambda}{r^3} \quad (\text{A.7})$$

が得られる。これが第 1 章の式 (1.12) である。

次に式 (A.4) に戻って、 H の垂直成分 H_v は

$$H_v = -H_r = -\frac{2M \cos \theta}{r^3} = \frac{2M \cos p}{r^3} \quad (\text{A.8})$$

水平成分と同様に、式 (A.6) を用いて、緯度 λ について書くと、

$$H_v = \frac{2M \sin \lambda}{r^3} \quad (\text{A.9})$$

これは式 (1.13) である。

伏角は

$$\tan I = \frac{H_v}{H_h} = \left(\frac{2M \cos p}{r^3}\right) \left(\frac{r^3}{M \sin p}\right) = 2 \cot p \quad (\text{A.10})$$

と書くことができる。式 (A.6) を用いて、緯度の関数として伏角を書くと

$$\tan I = 2 \tan \lambda \quad (\text{A.11})$$

これが、式 (1.15) の“双極子の式”である。

全磁力 H は

$$H = \sqrt{H_h^2 + H_v^2} = \frac{M}{r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 p} = \frac{M}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} \quad (\text{A.12})$$

と書ける。これは式 (1.14) である。

二つのベクトルの成す角 (地図上の2点間の大遠距離)

二つのベクトル A と B の内積 (スカラー積) は

$$A \cdot B = AB \cos \theta \quad (\text{A.13})$$

与えられる。ここで、 A はベクトル A の長さ、 B はベクトル B の長さで、 θ は A と B のなす角である。

デカルト座標成分で表すと、

$$A \cdot B = A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z \quad (\text{A.14})$$

ここで、 B_x は B の x 成分で、 yz も同様である。

角 θ は次の式で計算できる。

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{A \cdot B}{AB} \right) \quad (\text{A.15})$$

ここで、デカルト座標で扱う代わりに、球面上の北・東・下という方向成分で表してみよう。例えば、単位ベクトル \hat{A} は次のように表される

$$\hat{A} = A_N \hat{N} + A_E \hat{E} + A_V \hat{V} \quad (\text{A.16})$$

ここで、 A_N は \hat{A} の北向き成分で、 yz も同様である。

単位ベクトル \hat{A} は伏角と偏角で表すことができる。

$$A_N = \cos I_A \cos D_A, \quad A_E = \cos I_A \sin D_A, \quad \text{and} \quad A_V = \sin I_A \quad (\text{A.17})$$

ここで、 I_A は単位ベクトル \hat{A} の伏角で、 B についても同様である。

すると、二つの方位 (単位ベクトル) の間の角度は次のように書ける。

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{\hat{A} \cdot \hat{B}}{\hat{A} \hat{B}} \right) = \cos^{-1} (\hat{A} \cdot \hat{B}) \quad (\text{A.18})$$

二つのベクトルの伏角と偏角で表すと、角 θ は

$$\theta = \cos^{-1} (\cos I_A \cos D_A \cos I_B \cos D_B + \cos I_A \sin D_A \cos I_B \sin D_B + \sin I_A \sin I_B) \quad (\text{A.19})$$

となる。それで、二つのベクトルの伏角と偏角が与えられれば、式 (A.19) を用いて、二つの方位の間の角度を計算できる。

式 (A.19) は地球上の二地点間の大円距離 (角距離) を求めるのにも使うことができる。単位球上の点を方位として見る代わりに、単位球上の点を地点と思えば良い。片方が緯度 λ_a 経度 ϕ_a 、他方が緯度 λ_b 経度 ϕ_b の二地点を考える。 (λ_a, ϕ_a) から (λ_b, ϕ_b) までの大円距離は式 (A.19) で I_A を λ_a に、 D_A を ϕ_a になどと置き換えればよい。その結果

$$\theta = \cos^{-1} (\cos \lambda_a \cos \phi_a \cos \lambda_b \cos \phi_b + \cos \lambda_a \sin \phi_a \cos \lambda_b \sin \phi_b + \sin \lambda_a \sin \lambda_b) \quad (\text{A.20})$$

を得る。もっと便利な大円距離の表現があって、後に示すことにする。

正弦定理と余弦定理

球面三角法の二つの基本的関係が図 A.2 の球面三角形 ABC に図示されている。この関係は今後の式の導出にしばしば用いられる。この球面三角形の頂点を A, B, C として、それぞれの頂点に隣接する2辺のなす角度も A, B, C と書く。距離 a, b, c は頂点 A, B, C の対辺の角距離をとる。この角距離は三角形の辺の弧が球の中央でなす角度である (図 A.2 の挿入図参照)。

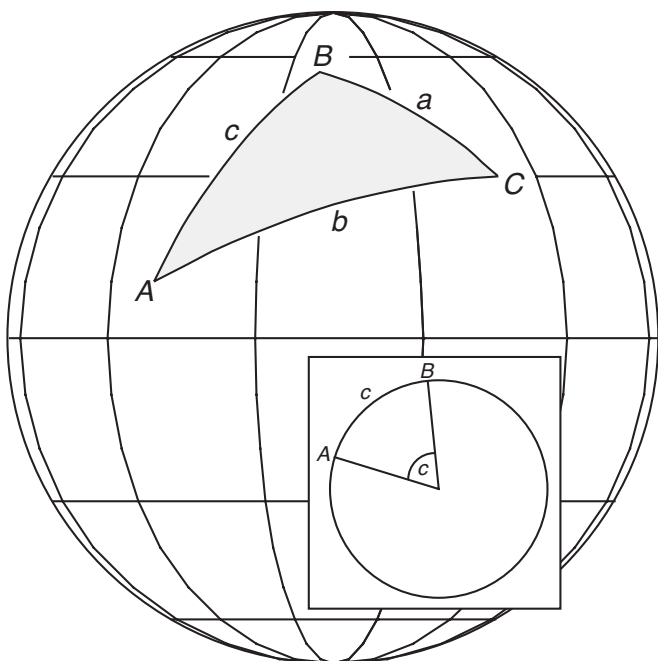


Figure A.2 Spherical triangle with apices at A , B , and C and sides a , b , and c . The inset figure shows the plane containing A , B , and the center of the sphere; the angular distance c is the angle subtended by side c at the center of the sphere. The projection (for this and all global projections to follow) is orthographic with the latitude and longitude grid in 30° increments.

余弦定理は次の式である。

$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A \quad (\text{A.21})$$

余弦定理は球面三角形のどの辺にも、辺と角を置き変えるだけで、適用できる。例えば、ず A.2 の三角形では次のようになる。

$$\cos b = \cos c \cos a + \sin c \sin a \cos B \quad (\text{A.22})$$

もう一つの関係が正弦定理で、次の式で与えられる。

$$\frac{\sin a}{\sin A} = \frac{\sin b}{\sin B} = \frac{\sin c}{\sin C} \quad (\text{A.23})$$

今後の式の展開では余弦定理と正弦定理を多用することになる。

磁場の方位から磁極を計算する

磁場方位から磁極を計算する式を導出するのに必要な三角法が図 A.3a に示されている。測定地点の緯度を λ_s 、経度を ϕ_s 、極の緯度を λ_p 、経度を ϕ_p とする。この2点 (λ_s, ϕ_s) , (λ_p, ϕ_p) と地理北極を頂点とする球面三角形を考える。余緯度（地理北極からの角距離）は測定点では p_s 、磁極では p_p である。

また、磁気余緯度 p は測定点から磁極までの大円角距離である。この角距離は双極子の式 (A.10) から決定できる。

$$p = \cot^{-1} \left(\frac{\tan I}{2} \right) = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \left(\frac{\tan I}{2} \right) \quad (\text{A.24})$$

すると、 p_p は余弦定理から

$$\cos p_p = \cos p_s \cos p + \sin p_s \sin p \cos D \quad (\text{A.25})$$

となる。余緯度の定義から、

$$p_p = \frac{\pi}{2} - \lambda_p \quad \text{and} \quad p_s = \frac{\pi}{2} - \lambda_s \quad (\text{A.26})$$

である。この p_p と p_s を (A.25) 式に代入すると。

$$\cos \left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p \right) = \cos \left(\frac{\pi}{2} - \lambda_s \right) \cos p + \sin \left(\frac{\pi}{2} - \lambda_s \right) \sin p \cos D \quad (\text{A.27})$$

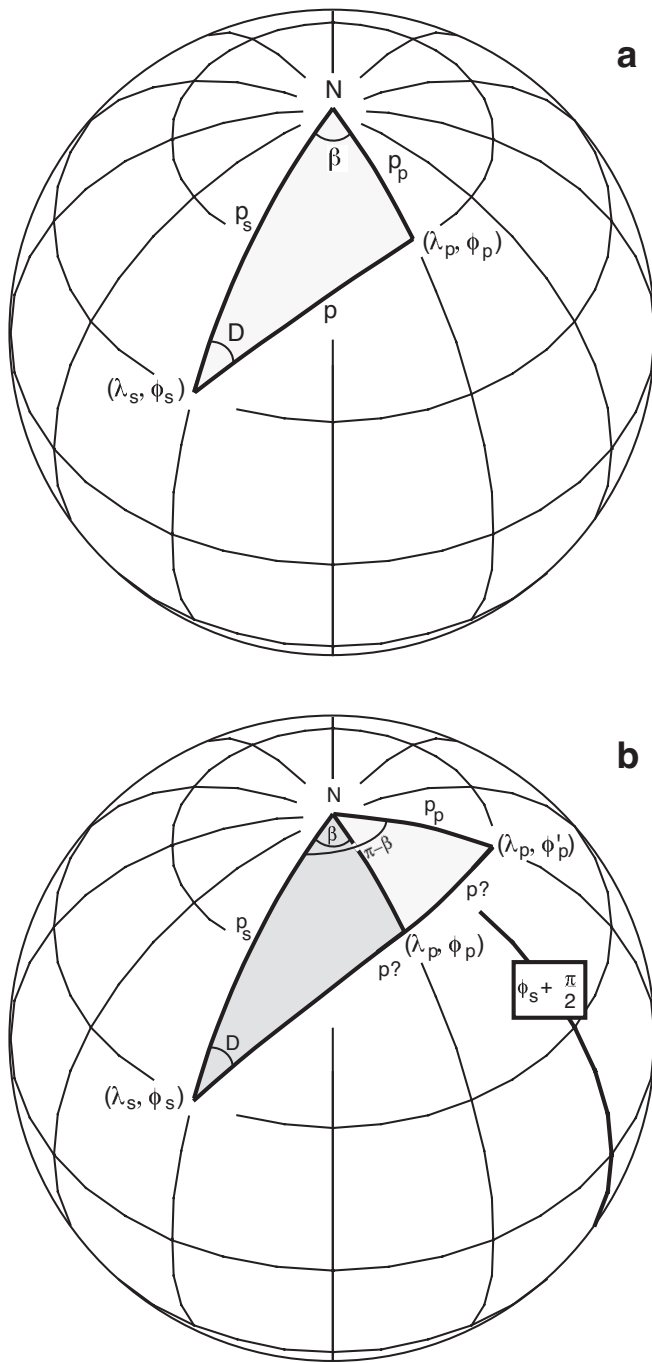


Figure A.3 (a) Determination of a magnetic pole from a magnetic field direction. The site is at (λ_s, ϕ_s) ; the magnetic pole is at (λ_p, ϕ_p) ; the north geographic pole is at point N ; the colatitude of the site is p_s ; the colatitude of the magnetic pole is p_p ; β is the longitudinal difference between the magnetic pole and the site. (b) Ambiguity in magnetic pole longitude. The pole may be at either (λ_p, ϕ_p) or (λ_p, ϕ'_p) ; the longitude at $\phi_s + \pi/2$ is shown by the heavy line.

が得られる。

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} - x\right) = \sin x \quad \text{and} \quad \sin\left(\frac{\pi}{2} - x\right) = \cos x$$

を式 (A.27) に使うと、

$$\sin \lambda_p = \sin \lambda_s \cos p + \cos \lambda_s \sin p \cos D \tag{A.28}$$

と

$$\lambda_p = \sin^{-1} (\sin \lambda_s \cos p + \cos \lambda_s \sin p \cos D) \tag{A.29}$$

が導出される。これが式 (7.2) である。

次のステップは極と観測点の経度差の角度 β の決定である。正弦定理を図 A.3 の球面三角形に適用して、

$$\frac{\sin p}{\sin \beta} = \frac{\sin p_p}{\sin D} \tag{A.30}$$

を得る。式 (A.30) を変形すると

$$\sin \beta = \frac{\sin D}{\sin p_p} \sin p \quad (\text{A.31})$$

となる。ここで、 $p_p = (\pi/2) - \lambda_p$ を代入すると

$$\sin \beta = \frac{\sin D}{\sin(\frac{\pi}{2} - \lambda_p)} \sin p \quad (\text{A.32})$$

となり、

$$\sin \beta = \frac{\sin D}{\cos \lambda_p} \sin p \quad (\text{A.33})$$

が得られる。ここで、 β について解くと、

$$\beta = \sin^{-1} \frac{\sin p \sin D}{\cos \lambda_p} \quad (\text{A.34})$$

が得られ、これは式 (7.3) である。

式 (A.34) で与えられる β は $-\pi/2$ から $\pi/2$ に限られる。しかし、このことは導出において重大な多義性をもたらす。単純に β を測定点の経度に足すと、測定点から $\pi/2$ 以上離れた極の経度は許されないこととなる。この多義性は図 A.3b を見ればわかるだろう。 λ_s, ϕ_s の測定点から見れば、上の式で求まる β は経度が遠い方の半球に (図 A.3b の図の太線で示す経度を越えて) 極が来ることがないようにしている。

この多義性は極の経度が (1) $\phi_p = \phi_s + \beta$ (図 A3.a にあるように) か (2) $\phi_p = \phi_s + (\pi - \beta)$ のいずれであるかということである。この二つの位置は図 A.3b の二つの球面三角形で表してある。小さい方の三角形は $(\lambda_s, \phi_s), (\lambda_p, \phi_p), N$ で、大きい方の三角形は $(\lambda_s, \phi_s), (\lambda_p, \phi'_p), N$ が頂点となっている。 λ_p はどちらの極でも同じなので、 p_p はどちらの三角形でも同じ角距離である。それで、磁極の位置の計算に二つのどちらの球面三角形の頂点なのか決める方法を作らないといけない。

二つの図 A.3b の二つの三角形に余弦定理を適用すると、小さい方の三角形では

$$\cos p = \cos p_p \cos p_s + \sin p_p \sin p_s \cos \beta \quad (\text{A.35})$$

一方、大きい方の三角形では

$$\cos p = \cos p_p \cos p_s + \sin p_p \sin p_s \cos(\pi - \beta) \quad (\text{A.36})$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} p_p = \left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right), \quad p_s = \left(\frac{\pi}{2} - \lambda_s\right), \quad \cos(\pi - \beta) = -\cos \beta, \quad \cos\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right) = \sin \lambda_p, \\ \text{and} \quad \sin\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right) = \cos \lambda_p \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

を式 (A.35) と (A.36) に代入すると、小さい方の三角形では

$$\cos p = \sin \lambda_p \sin \lambda_s + \cos \lambda_p \cos \lambda_s \cos \beta \quad (\text{A.38})$$

となり、大きい方の三角形では

$$\cos p = \sin \lambda_p \sin \lambda_s - \cos \lambda_p \cos \lambda_s \cos \beta \quad (\text{A.39})$$

となる。

ここで、 $\lambda_p, \lambda_s, \beta$ の領域はすべて $-\pi/2$ から $+\pi/2$ に限られることに注意しよう。この領域では $\cos \lambda_p, \cos \lambda_s, \cos \beta$ は常に正である。それで、もし、 $\cos_p \geq \sin \lambda_p \sin \lambda_s$ であれば

$$\phi_p = \phi_s + \beta \quad (\text{A.40})$$

が成り立つ。しかし、もし、 $\cos_p < \sin \lambda_p \sin \lambda_s$ であれば、図 A.3b の大きい方の三角形となり、

$$\phi_p = \phi_s + \pi - \beta \quad (\text{A.41})$$

が成り立つ。この数式展開が式 (7.4) から (7.7) で与えられる ϕ_p の計算法の場合分けの解説である。

訳者による別解

どの教科書を見ても、VGP の求め方はこの手順になっている。しかし、 β の求め方は、値の計算に余弦定理を、値域の判定に正弦定理を用いた方が簡単だし、理解しやすい。式 (A.38) を用いれば、

$$\cos \beta = \frac{\cos p - \sin \lambda_p \sin \lambda_s}{\cos \lambda_p \cos \lambda_s}$$

となる。 \cos^{-1} の値域は $0 \leq \beta \leq \pi$ であるが、実際の β は $-\pi < \beta \leq \pi$ であるので、これを β について解くと

$$\beta = \pm \cos^{-1} \left(\frac{\cos p - \sin \lambda_p \sin \lambda_s}{\cos \lambda_p \cos \lambda_s} \right) \quad (\text{A.38a})$$

となる。この \pm の値域判定に正弦定理を用いる。 β の符号は $-\pi < \beta \leq \pi$ の範囲では $\sin \beta$ の符号と等しく、式 (A.33) の右辺の符号と等しい。ところで、 $0 \leq \lambda_p \leq \pi$ 、また、 $-\pi/2 \leq p \leq \pi/2$ なので、 $\cos \lambda_p$ も $\sin p$ も常に正である。従って、 β の符号は $\sin D$ の符号のみに寄る。もし、 D の領域の表現に $-\pi < D \leq \pi$ を取れば、 β の符号は D の符号のみで判定できる。つまり、

$$\text{sign} \beta = \text{sign}(\sin D) = \text{sign} D$$

である。この表現では VGP の緯度を求める式は 1 行で書いて、

$$\phi_p = \cos^{-1} \left(\frac{\cos p - \sin \lambda_p \sin \lambda_s}{\cos \lambda_p \cos \lambda_s} \right) \text{sign}(\sin D) + \phi_s$$

となり、 $-\pi < D \leq \pi$ の領域の形式をとれば、

$$\phi_p = \cos^{-1} \left(\frac{\cos p - \sin \lambda_p \sin \lambda_s}{\cos \lambda_p \cos \lambda_s} \right) \text{sign} D + \phi_s$$

と簡単になる。この表現の意味は図 A.3 で考えると簡単で、式 (A.38a) で求まる β は、図 A.3a の三角形と、測定地点を通る子午線についてそれと対称な三角形の選択を、することになっている。どちらが求めるべき β であるかが D の符号でわかるというのは、自明である。

極の信頼限界: dp と dm

前節で、 (λ_s, ϕ_s) の観測点での磁場方位 I と D から磁極の位置 (λ_p, ϕ_p) を計算する方法を得た。ここでは、方位の信頼限界が円形の場合に (λ_p, ϕ_p) の信頼限界がどう表されるか考える。

まず、伏角の信頼限界 ΔI と偏角の信頼限界 ΔD を I, D, α_{95} (通常の方位の信頼限界) から決定することから始めよう。この時点では、図 A.4a に下半球等面積投影の例で示したように、方位空間での問題である。この図に二つの方位と信頼限界が示されている。伏角が深いときに偏角の信頼限界 ΔD が大きくなることに注意してほしい。

ここで図 A.4a の球面三角形 ABC を考える。角距離 $b = (\pi/2)I$ と $c = \alpha_{95}$ である。角 B は $\pi/2$ で角 C は ΔD である。三角形に正弦定理を適用すると、

$$\frac{\sin c}{\sin C} = \frac{\sin b}{\sin B} \quad (\text{A.42})$$

となり、変形すると、

$$\sin C = \frac{\sin c \sin B}{\sin b} \quad (\text{A.43})$$

$$\sin \Delta D = \frac{\sin \alpha_{95} \sin \frac{\pi}{2}}{\sin \left(\frac{\pi}{2} - I \right)} = \frac{\sin \alpha_{95}}{\cos I} \quad (\text{A.44})$$

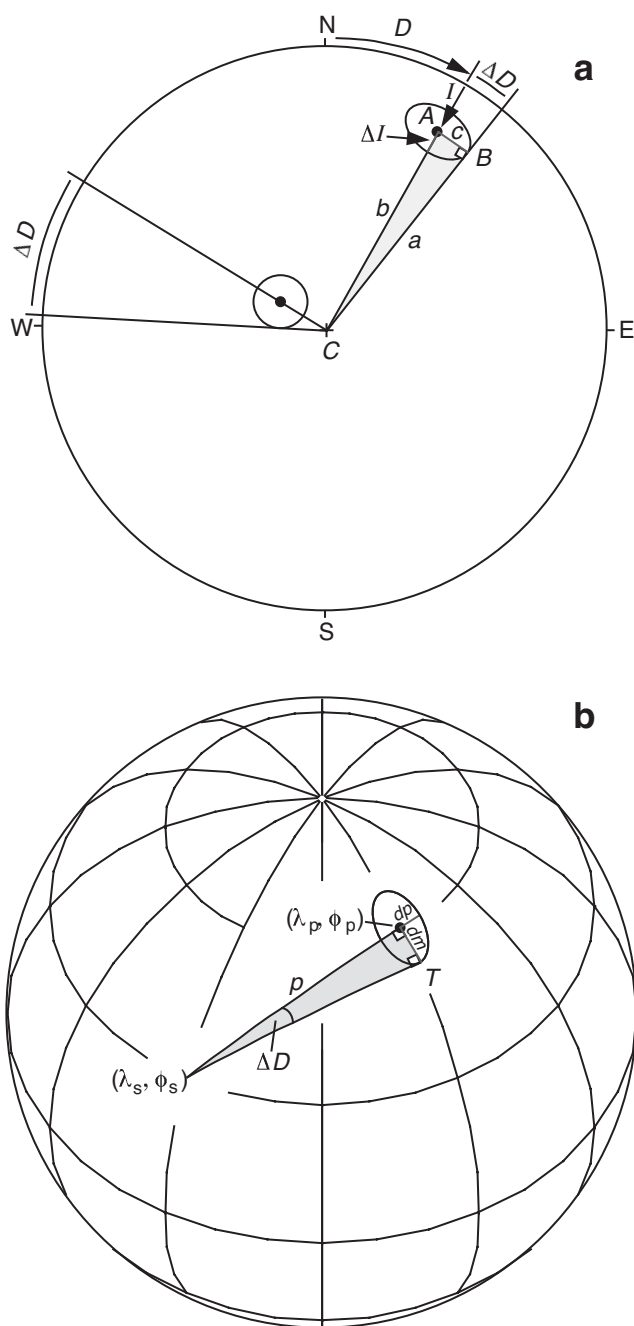


Figure A.4 (a) Equal-area projection of direction I , D and attendant confidence limits ΔI , ΔD . The confidence limit surrounding the direction is circular in direction space but is mapped into an ellipse by the equal-area projection. (b) Magnetic pole at (λ_p, ϕ_p) and attendant confidence limits dp and dm . The site location is (λ_s, ϕ_s) ; p is the magnetic colatitude; the dark stippled region is a spherical triangle with apices (λ_s, ϕ_s) , (λ_p, ϕ_p) , and T ; the light stippled region is a confidence oval about the magnetic pole with semi-major and semi-minor axes dm and dp , respectively; ΔD is the angle at apex (λ_s, ϕ_s) .

となって、 ΔD を決めることができる。図 A.4a を見ると

$$\Delta I = \alpha_{95} \quad (\text{A.45})$$

である。ここで、図 A.4b に注意を向けよう。この図は観測点 (λ_s, ϕ_s) での磁場方位 I と D から磁極の位置 (λ_p, ϕ_p) の関係を示している。頂点を (λ_s, ϕ_s) , (λ_p, ϕ_p) と T とする球面三角形について考えよう。頂点 (λ_p, ϕ_p) と T の角はいずれも $\pi/2$ である。 (λ_s, ϕ_s) と (λ_p, ϕ_p) の角距離は磁気余緯度 p である。 (λ_p, ϕ_p) から T までの角距離は dm : (λ_s, ϕ_s) から (λ_p, ϕ_p) への大円方向の信頼限界である。

正弦定理を適用すると

$$\frac{\sin dm}{\sin \Delta D} = \frac{\sin p}{\sin T} \quad (\text{A.46})$$

となる。今、

$$T = \frac{\pi}{2} \quad \text{and} \quad \sin \Delta D = \frac{\sin \alpha_{95}}{\cos I}$$

(式 (A.44) より) を代入して変形すると、

$$dm = \sin^{-1} \left(\frac{\sin \alpha_{95} \sin p}{\cos I} \right) \quad (\text{A.47})$$

これが、信頼限界 dm の一般解である。しかし、 dm と α_{95} は通常小さい角 x で $\sin(x) \approx x$ なので、式 (A.47) は通常は

$$dm = \alpha_{95} \frac{\sin p}{\cos I} \quad (\text{A.48})$$

と書ける。これが、式 (7.9) である。

式 (A.10) から

$$p = \cot^{-1} \left(\frac{\tan I}{2} \right) \quad (\text{A.49})$$

で、

$$d(\cot^{-1} x) = -\frac{dx}{1+x^2} \quad \text{と} \quad d(\tan x) = \sec^2 x dx$$

を使うと、

$$dp = d \left[\cot^{-1} \left(\frac{1}{2} \tan I \right) \right] = -\frac{\frac{1}{2} \sec^2 I dl}{1 + \frac{1}{4} \tan^2 I} = -\frac{2 \sec^2 I dl}{4 + \tan^2 I} \quad (\text{A.50})$$

である。三角関数の恒等式

$$\sec^2 x = \frac{1}{\cos^2 x}, \quad \tan x = \frac{\sin x}{\cos x}, \quad \text{および} \quad \sin^2 x + \cos^2 x = 1$$

を式 (A.50) に使うと

$$dp = \frac{-1 \frac{dl}{\cos^2 I}}{4 + \frac{\sin^2 I}{\cos^2 I}} = \frac{-2dl}{4 \cos^2 I + \sin^2 I} = \frac{-2dl}{1 + 3 \cos^2 I} \quad (\text{A.51})$$

が得られる。 $dI = \alpha_{95}$ であることを思い出せば、 dp は (λ_p, ϕ_p) について対称で^{*1}、最終的な結果が得られる。

$$dp = 2\alpha_{95} \left(\frac{1}{1 + 3 \cos^2 I} \right) \quad (\text{A.52})$$

これが、式 (7.8) である。^{*2}

極の位置から磁場方位を計算する

ここでの問題は、極が (λ_p, ϕ_p) の地心双極子が観測点 (λ_s, ϕ_s) に作る磁場方向の計算法である。円形の信頼限界 (通常 A_{95} で表す) を持つ極からの磁場方位の信頼限界の計算式も求める。問題の幾何は図 A.5 の通りである。

^{*1} p を求める式は非線形なので、 dI が対称だからと言って、 dp は対称ではない。ここまでの展開が誤差が小さいときの線形化誤差論なので、対称とみなす範囲での議論となっているだけである。計算の手間が小さい現代では非対称性は、式 (A.49) の I に $I \pm \Delta I$ を代入すれば簡単にわかる。

$$p \pm \Delta p = \cot^{-1} \left(\frac{\tan(I \pm \Delta I)}{2} \right)$$

誤差の議論にこのような厳密性を導入すること自体にはあまり意味はないが、等方的な方位の分布が異方性のある VGP の分布を、等方的な VGP の分布から異方性のある方位の分布が得られることは、理解しておく方がよい。

^{*2} 計算の手間が問題とならない現代では、本章の手順で VGP の信頼限界を議論することはまれで、各サイトの平均方位からそれぞれの VGP を求めてフィッシャー統計で信頼限界を求めるのが普通である。ただし、この二つの演算は、正確には互換性がない。方位と VGP の一方がフィッシャー分布をする場合、他方はフィッシャー分布とはならないのである。従って、両者にフィッシャー統計を適用して信頼限界を計算することには、大きな問題を孕んでいる。この問題は、ほとんどの古地磁気学的な応用においては露わになることはないが、問題の存在自体を忘れてはならない。

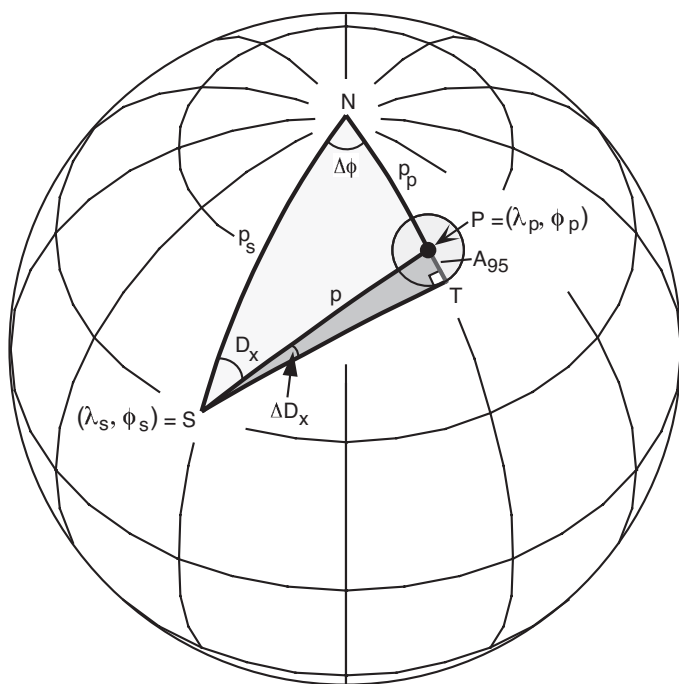


Figure A.5 Geometry used to determine the expected magnetic field direction from a magnetic pole. The magnetic pole is at $P(\lambda_p, \phi_p)$ with circular confidence limit A_{95} ; the site location is at $S(\lambda_s, \phi_s)$; N is the geographic north pole; p is the magnetic colatitude of the site; p_s is the geographic colatitude of the site; p_p is the geographic colatitude of the magnetic pole; $\Delta\phi$ is the longitudinal difference between the magnetic pole and the site; D_x is the expected magnetic field declination at the site with confidence limit $= \Delta D_x$.

頂点が地理極 N と、磁極 $P(\lambda_p, \phi_p)$ と、観測点 $S(\lambda_s, \phi_s)$ の球面三角形 SPN を考える。以前の類似の問題を解いたので、観測点 (λ_s, ϕ_s) で期待される磁場方位の偏角 D_x は頂角 S の角度であることは分かるであろう。

第一段階は、 (λ_p, λ_p) から (λ_s, λ_s) までの角距離 p を求めることである。余弦定理を適用すると

$$\cos p = \cos p_p \cos p_s + \sin p_p \sin p_s \cos \Delta D \quad (\text{A.53})$$

となる、ここで、

$$p_p = \frac{\pi}{2} - \lambda_p, \quad p_s = \frac{\pi}{2} - \lambda_s, \quad \text{および} \quad \Delta\phi = \phi_p - \phi_s$$

を式 (A.53) に代入し、

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right) = \sin \lambda_p \quad \text{と} \quad \sin\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right) = \cos \lambda_p$$

を使うと

$$\cos p = \sin \lambda_p \sin \lambda_s + \cos \lambda_p \cos \lambda_s \cos(\phi_p - \phi_s) \quad (\text{A.54})$$

が得られ、 p を決定できる。

求める I_x は p は双極子の式 (式 (A.10)) から、

$$I_x = \tan^{-1}(2 \cot p) \quad (\text{A.55})$$

となる。 I_x の信頼限界 ΔI_x は dp を ΔI ($= \alpha_{95}$ 式 (A.52)) から求める同じ式で dp を A_{95} に置き換えれば良い。

$$A_{95} = 2\Delta I_x \left(\frac{1}{1 + 3 \cos^2 I_x} \right) \quad (\text{A.56})$$

これを変形すると

$$\Delta I_x = \frac{A_{95}}{2} (1 + 3 \cos^2 I_x) = A_{95} \left(\frac{2}{1 + 3 \cos^2 p} \right) \quad (\text{A.57})$$

となる。

偏角 D_x を求めるには、以前に導いた式 (A.28) を使う:

$$\sin \lambda_p = \sin \lambda_s \cos p + \cos \lambda_s \sin p \cos D \quad (\text{A.28})$$

D_x について解くように変形する:

$$\cos D_x = \frac{\sin \lambda_p - \sin \lambda_s \cos p}{\cos \lambda_s \sin p} \quad (\text{A.58})$$

これから D_x を導くことができる。^{*3}

D_x の信頼限界 ΔD_x は、球面三角形 STP (図 A.5) に正弦定理を適用すると導くことができる。

$$\frac{\sin A_{95}}{\sin \Delta D_x} = \frac{\sin p}{\sin T} \quad (\text{A.59})$$

ここで、 $T = \pi/2$ (従って $\sin T = 1$) であることに注意して変形すると

$$\Delta D_x = \sin^{-1} \left(\frac{\sin A_{95}}{\sin p} \right) \quad (\text{A.60})$$

となる。もし、実際の ΔI_x や ΔD_x の計算をいくつかしてみると、この信頼限界が I_x (と p) の変化に伴って系統的に変化することを見出すだろう。小さな p (深い伏角) の時には、 $\Delta D_x > \Delta I_x$; $p = 60^\circ$ ($I_x = 50^\circ$) の近くでは $\Delta I_x = \Delta D_x$; $60^\circ < p \leq 90^\circ$ ($I_x < 50^\circ$) では、 $\Delta I_x > \Delta D_x$ となる。

この信頼限界 ΔI_x と ΔD_x の決定は I_x と D_x の信頼楕円 (円でなく) をもたらす。 ΔI_x は I_x, D_x を貫いて直交する信頼楕円の半軸である。しかし、もう一本の半軸は ΔD_x ではない。 ΔD_x が方位空間の信頼限界の等面積投影の周への投影であることを思い出そう (図 A.4a)。 I_x, D_x の信頼限界の大きさは式 (A.44) の α_{95} に次の式の角距離 c (図 A.4a) を代入することで、求めることができる。^{*4}

$$c = \sin^{-1} (\cos I_x \sin \Delta D_x) \quad (\text{A.61})$$

方位空間での回転と平坦化^{flattening}

ここで、観測された偏角を期待される偏角に揃える垂直軸回転を求める式を導出する。それに加えて、期待される伏角と観測された伏角との差を表す伏角の平坦化^{flattening}を求める式も展開する。

図 A.6 の等面積投影図が問題の説明となっている。この例では、測定された方位は伏角 $I_o = 40^\circ$ 、偏角 $D_o = 20^\circ$ 、信頼限界は $\alpha_{95} = 8^\circ$ である。この観測方位を試料採取地点で期待される方位を $I_x = 60^\circ$ 、 $D_x = 330^\circ$ の極から期待される方位と比較する。極から期待される方位の信頼限界は $\Delta I_x = 5.3^\circ$ 、 $\Delta D_x = 8^\circ$ である。

図 A.6 に示されているように、鉛直軸回転は R で、観測方位が期待される方位から時計回りの時に正に取る。それで、鉛直回転は簡単に次の式で表される。

$$R = D_o - D_x \quad (\text{A.62})$$

^{*3} これから D_x を具体的に求める式を本書は書いていない。式 (A.58) の右辺の \cos^{-1} を取れば良いのであるが、例によって D_x の値域は $-\pi < D_x \leq \pi$ なのに、 $\cos^{-1} x$ の値域は $0 \leq x \leq \pi$ なので、符号の判断をする必要がある。この場合も VGP の節の別解と同様に、 $\beta = \phi_p - \phi_s$ の符号で判断できる。書き下すと次の式となる。

$$D_x = \cos^{-1} \left(\frac{\sin \lambda_p - \sin \lambda_s \cos p}{\cos \lambda_s \sin p} \right) \text{sign}(\sin(\phi_p - \phi_s))$$

^{*4} フィッシャー分布する VGP から、ある地点での偏角伏角を計算する機会は、特にテクトニクス分野での応用では現在でも必要なので、この誤差の議論を理解しておく必要はあるだろう。本書の記述で大まかには問題ないのだが、VGP 空間の円の方位空間への投影を楕円として扱っていることすら、実は近似なのである。

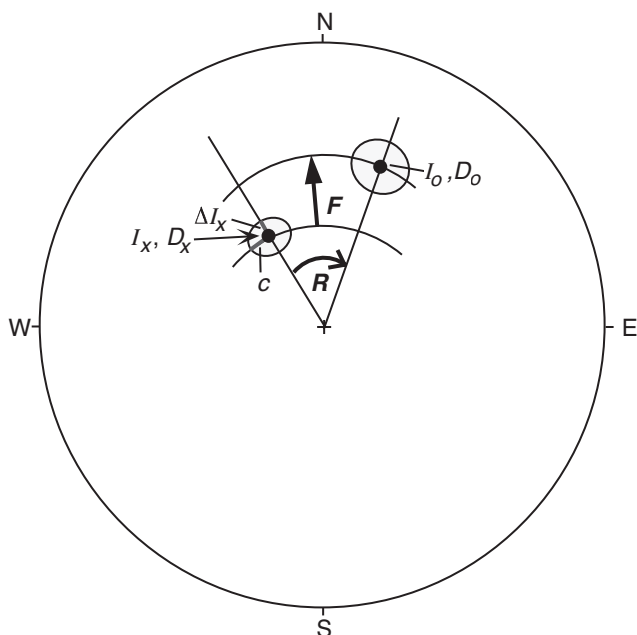


Figure A.6 Equal-area projection of vertical axis rotation, R , and inclination flattening, F . The observed direction is I_o, D_o ; the expected direction is I_x, D_x ; the confidence regions about the directions are shown by stippling; c is the angular distance of the confidence limit from the vertical plane through I_x, D_x .

図で F と示してある伏角の平坦化は、観測された伏角が期待される伏角より小さい（より“平たい”）時に正とする。 F も簡単に書き下すと次の式になる。

$$F = I_x - I_o \quad (\text{A.63})$$

R と F の信頼限界、 ΔR と ΔF 、を見積もる方法も必要である。 R と F の信頼限界を与える元々の計算法は、観測された方位と、期待される方位がお互いに独立だとして扱うものである。この手法では

$$\Delta R = \sqrt{\Delta D_o^2 + \Delta D_x^2} \quad (\text{A.64})$$

と

$$\Delta F = \sqrt{\Delta I_o^2 + \Delta I_x^2} \quad (\text{A.65})$$

となる。信頼限界 ΔD_o と ΔI_o は式 (A.44) と (A.45) から決めることができる。一方、 ΔD_x と ΔI_x はは式 (A.57) と (A.60) から決めることができる。上の式の導出ののち、Demarest (1983; 第 11 章の参考文献参照) が R と F の信頼限界の厳密な統計解析を行い、信頼限界は次の式を用いて計算するべきであることを示した。^{*5}

$$\Delta R = 0.8\sqrt{\Delta D_o^2 + \Delta D_x^2} \quad (\text{A.66})$$

$$\Delta F = 0.8\sqrt{\Delta I_o^2 + \Delta I_x^2} \quad (\text{A.67})$$

極空間での回転と極方向変位

鉛直軸周りの回転と（古）緯度方向の移動は、観測された古地磁気極を参照古地磁気極と比較することで、もっとわかりやすく議論できる。この状況を示したのが、図 A.7 である。参照極は点 $RP(\lambda_r, \phi_r)$ で $A_{95} = A_r$; 観測された極は点 $OP(\lambda_o, \phi_o)$ で $A_{95} = A_o$; 観測された極を決定したサイトの場所は点 $S(\lambda_s, \phi_s)$ である。問題は、鉛直軸回転 R と、極方向への移動（参照極の方向へ動き）を、観測された極と参照極の不一致から決定することである。

^{*5} この 0.8 は二次元正規分布の信頼限界半径と各軸の周辺分布の信頼限界の違いの議論から出てくるものである。その意味では $\Delta I \Delta D$ の計算にそもそも 0.8 がかかっているべきなのである。（第 6 章の『二次元正規分布: 訳者による補足』参照）

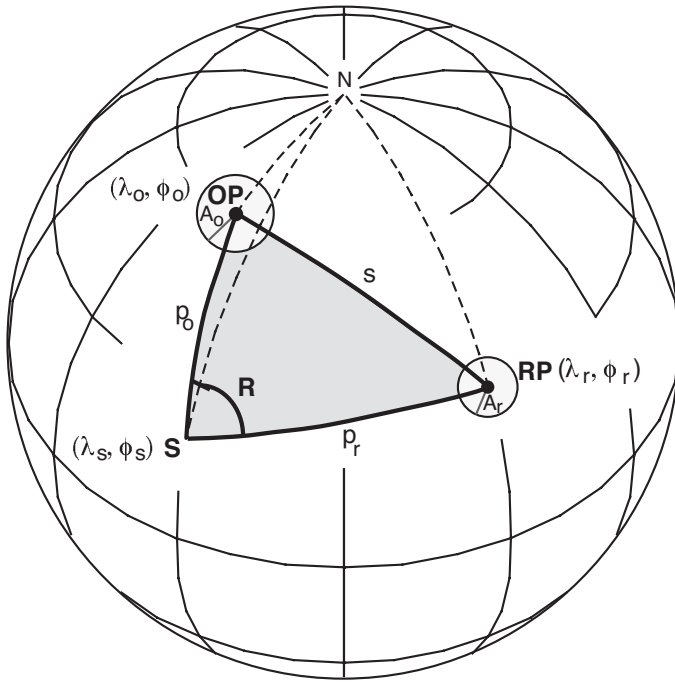


Figure A.7 Geometry required to determine vertical axis rotation and poleward displacement by comparing observed and reference paleomagnetic poles. *RP* is the reference paleomagnetic pole at (λ_r, ϕ_r) with $A_{95} = A_r$; *OP* is the observed paleomagnetic pole at (λ_o, ϕ_o) with $A_{95} = A_o$; the site location *S* is (λ_s, ϕ_s) ; *N* is the north geographic pole; the dashed longitudinal lines connect *S*, *OP*, and *RP* to *N*; the dark stippled region is a spherical triangle with apices *S*, *OP*, *RP* and sides p_o , p_r , and s ; the light stippled circles are confidence circles about observed and reference poles; the vertical axis rotation is angle R .

図 A.7 にあるように、頂点を $S \cdot OP \cdot RP$ とする三角形を考える。第一段階は角距離 $p_r \cdot p_o \cdot s$ を決定することである。これには二つの方法がある：(1) 2 点間の大円距離を計算する式 (A.20) を使う；または(2) 観測地点から観測された古地磁気極までの距離を決定するために導いた式 (A.38) を使う。第 2 の方法では、頂点 S – OP – RP を地理極と結んで、三つの球面三角形 (N – OP – S , N – S – RP , および N – OP – RP) を作る。式 (A.38) を三つの三角形それぞれに適用して、未知の角距離 p_r, p_o, s を求める。結果は

$$p_o = \cos^{-1}(\sin \lambda_s \sin \lambda_o + \cos \lambda_s \cos \lambda_o \cos[\phi_s - \phi_o]) \tag{A.68}$$

$$p_r = \cos^{-1}(\sin \lambda_r \sin \lambda_s + \cos \lambda_r \cos \lambda_s \cos[\phi_r - \phi_s]) \tag{A.69}$$

$$s = \cos^{-1}(\sin \lambda_r \sin \lambda_o + \cos \lambda_r \cos \lambda_o \cos[\phi_r - \phi_o]) \tag{A.70}$$

となる。

この角距離が分かれば、回転角 R は、 R が頂点 S での頂角と理解して、球面三角形 S – OP – RP に余弦定理を適用すると：

$$\cos s = \cos p_o \sin p_r + \sin p_o \sin p_r \cos R \tag{A.71}$$

となる。 R について解くと

$$R = \cos^{-1} \left(\frac{\cos s - \cos p_o \sin p_r}{\sin p_o \sin p_r} \right) \tag{A.72}$$

が得られる。^{*6} 式 (A.72) は R が正 (時計回り回転) か負 (反時計回り回転) かを与えないことに注意する必

^{*6} この計算はベクトルを使うと簡単な式になる。中心から各頂点までのベクトルを S, P_o, P_r とすると、

$$\cos R = \frac{(P_o \times S) \cdot (P_r \times S)}{|P_o \times S| |P_r \times S|}$$

となり、簡単に計算できる。これを

$$(A \times B) \cdot (C \times D) = (A \cdot C)(B \cdot D) - (A \cdot D)(B \cdot C)$$

を用いて変形すると

$$\cos R = \frac{(P_o \cdot P_r) - (P_o \cdot S)(P_r \cdot S)}{|P_o \times S| |P_r \times S|} = \frac{\cos s - \cos p_o \cos p_r}{\sin p_o \sin p_r}$$

と式 (A.72) が転がりだす。本文の計算と比較していかに短く書き下せるかを見れば、ベクトル演算の威力が分かる。一方、 $\sin R$ は

要がある。しかし、図 A.7 を見ると、この例では負であることが分かる。極方向への移動 p は単純に

$$p = p_o - p_r \quad (\text{A.73})$$

である。

R の信頼限界は式 (A.66) から計算できる。

$$\Delta R = 0.8\sqrt{\Delta D_o^2 + \Delta D_x^2} \quad (\text{A.66})$$

ここで、 ΔD_x ΔD_o は、式 (A.60) から、

$$\Delta D_x = \sin^{-1} \left(\frac{\sin A_r}{\sin p_r} \right) \quad (\text{A.74})$$

$$\Delta D_o = \sin^{-1} \left(\frac{\sin A_o}{\sin p_o} \right) \quad (\text{A.75})$$

である。

Δp の信頼限界は以下の式で与えられる。

$$\Delta p = 0.8\sqrt{\Delta p_r^2 + \Delta p_o^2} \quad (\text{A.76})$$

図 A.7 を見ると明らかなように、

$$\Delta p_o = A_o \quad (\text{A.77})$$

$$\Delta p_r = A_r \quad (\text{A.78})$$

である。

古緯度と信頼限界

古地理図は、古地磁気学的に決められた付加体の古緯度を、その付加体が付加した大陸の古緯度と比較するのに、しばしば用いられる。付加帯の古緯度の信頼限界では、古緯度の上方限界と下方限界を示す必要がある。図 11.13 が一例である。この節で、古緯度とそれに伴う信頼限界の求め方の式を導出する。

古地磁気学の文献では基本的な手法として二種類あげられている。回転と移動の問題と同じように、一方は観測された古地磁気方位を用いる方法で、もう一方は古地磁気極を用いる方法である。ここでは、まず、方位空間での手法による導出を行い、極空間について言及することとする。

あるサイトで平均伏角 I_o を観測したとすると、双極子の式 (式 A.11) を用いて古緯度が決定できる。

$$\lambda_o = \tan^{-1} \left(\frac{\tan I_o}{2} \right) \quad (\text{A.79})$$

$$S \sin R = - \frac{(\mathbf{P}_o \times \mathbf{S})}{|\mathbf{P}_o \times \mathbf{S}|} \times \frac{(\mathbf{P}_r \times \mathbf{S})}{|\mathbf{P}_r \times \mathbf{S}|}$$

で与えられる。これを、

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \times (\mathbf{C} \times \mathbf{D}) = [(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{D}] \mathbf{C} - [(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{C}] \mathbf{D} = [\mathbf{A} \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{D})] \mathbf{B} - [\mathbf{B} \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{D})] \mathbf{A}$$

$$\mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B} \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{A}) = \mathbf{C} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B})$$

を用いて変形すると、

$$\sin R = \frac{-\mathbf{S} \cdot (\mathbf{P}_o \times \mathbf{P}_r)}{|\mathbf{P}_o \times \mathbf{S}| |\mathbf{P}_r \times \mathbf{S}|}$$

が得られる。その結果、回転方向は右辺分子の符号のみで与えられる。

I_o の信頼限界は $\Delta I_o = \alpha_{95}$ である。式 (A.79) の非線形性から、 λ_o についての、結果の信頼限界は λ_o について対称ではない。 $\Delta I_o = \alpha_{95}$ を I_o に足すと:

$$\lambda_o^+ = \tan^{-1} \left[\frac{\tan(I_o + \alpha_{95})}{2} \right] \quad (\text{A.80})$$

が得られる。下方の信頼限界は $\Delta I_o = \alpha_{95}$ を I_o から引いて:

$$\lambda_o^- = \tan^{-1} \left[\frac{\tan(I_o - \alpha_{95})}{2} \right] \quad (\text{A.81})$$

となる。これらの古緯度 λ_o の信頼限界は、 $\lambda_o = 0^\circ$ と $\lambda_o = 90^\circ$ でのみ対称となる。^{*7}

この導出で、なぜ古地磁気伏角から決定した古緯度に非対称の信頼限界が付けられることがあるのかわかるだろう。例えば「マッキントッシュテレーンの白亜紀の古緯度は 42.3° で、95% 信頼限界は上方と下方それぞれ 50.0° と 35.7° である。」という風である。

極空間を用いる手法では、大陸の古地理図は第 10 章で述べた方法で作る。参照極の信頼限界 A_r は、大陸のどこでも、古緯度の信頼限界そのものになる。地塊の回転と極方向への移動のところで説明した (そして図 A.7 で図解した) ように、観測地点から観測された極までの角距離は、観測された古余緯度 p_o である。 p_o から、古緯度は次のように簡単に計算できる。

$$\lambda_o = 90^\circ - p_o \quad (\text{A.82})$$

λ_o の信頼限界は単純に A_o 、観測された極の信頼限界 ($=p_o$ の信頼限界; 式 (A.77)) である。それで、地塊の古緯度にも、それが現在はその一部となっている大陸の古緯度にも、信頼限界がある。

これらの古緯度の信頼限界を取り込んだ古地理図を作る最も簡単な方法は、極方向への移動のために導出された結果を用いることである。地塊が、大陸に対して、どれだけの距離緯度方向に動いたかを示したいとする。それには、まず、大陸を古地理の位置に置く; 次に、式 (A.82) を用いて、地塊の古緯度を計算して、その古緯度の位置に地塊を置く。地塊の大陸に対する古緯度の位置の信頼限界は、極方向への移動についての信頼限界 Δp である (式 (A.76))。この信頼限界は地塊と大陸双方の古緯度の不確かさを計算に入れている。しかし、古地理図を作るためには、大陸を古地理図の講師に固定して表し、古緯度の不確かさを全部地塊に押し付けることをする。この地塊の古緯度の信頼限界は古地理図で $\lambda_o \pm \Delta p$ と書かれる。この手順は、中期-後期三畳紀の古地理図 (図 11.13) を作る際に、ニコラ緑色眼帯の古緯度を示すのに用いられている。

^{*7} $\lambda_o = 90^\circ$ の時はこの計算では対称になるかもしれないが、この計算が破綻している場所になっているので、この記述は適切ではない。