

Paleomagnetismo

Le rocce vulcaniche risentono, durante il loro raffreddamento, l'influenza del campo magnetico terrestre e acquisiscono un magnetismo residuo che ha la direzione del campo stesso e persiste anche alla temperatura ordinaria nonostante eventuali spostamenti dell'oggetto. Ciò è dovuto ai cristalli di materiali ferromagnetici, perlopiù ossidi di ferro e titanio come magnetite e ilmenite, che acquistano un magnetismo stabile e 'congelato' al di sotto della temperatura di Curie. Quest'ultima è di circa 575 °C per la magnetite e varia fra 200 °C e 700 °C per altri minerali.

Il magnetismo residuo delle rocce ha la stessa declinazione D e la stessa inclinazione I del campo geomagnetico locale al momento della consolidazione. Ciò è provato per lave ben datate dell'Etna e di vulcani giapponesi tenendo conto dei dati magnetici che sono noti al momento dell'eruzione.

Le rocce vulcaniche antiche permettono evidentemente, come le lave storiche e certe terre cotte rimaste in posto nei forni o nei focolari preistorici, di individuare la direzione del campo magnetico terrestre all'epoca della loro solidificazione. Così pure le rocce sedimentarie nelle quali, durante la sedimentazione, piccoli granuli dotati di suscettività magnetica si orientano parallelamente alla direzione del campo magnetico della Terra in quel momento.

La misura del magnetismo residuo viene effettuata mediante galvanometri di alta sensibilità su campioni esenti da alterazione ricavati da carote cilindriche accuratamente orientate sul posto di raccolta.

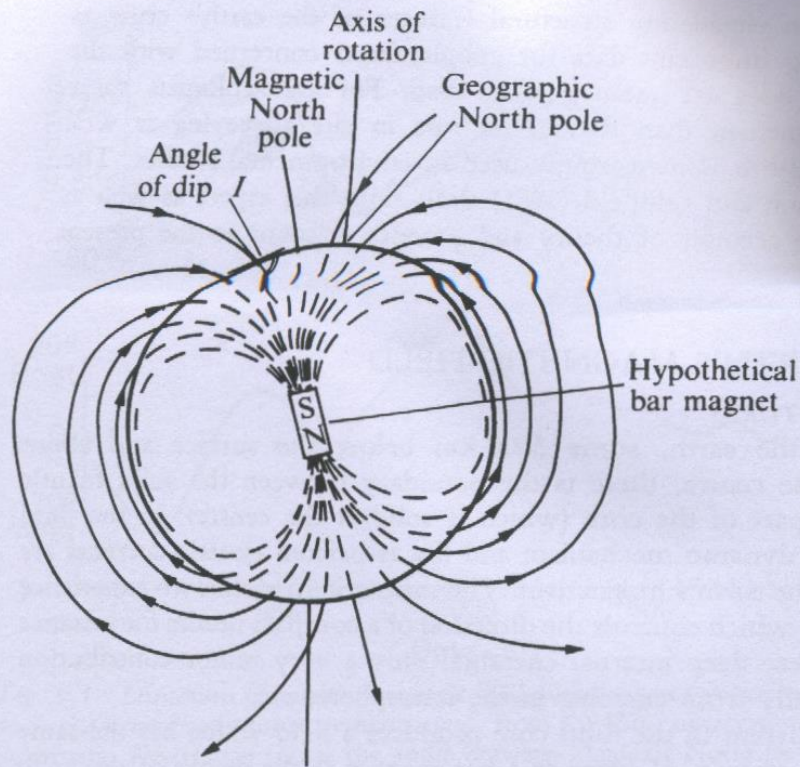


Fig. 9.2 Bar magnet representation of the main part of the earth's magnetic field – the dipole component. The *lines of force* represent, at any point, the direction in which a small magnetized needle tries to point. The concentration of these lines is a measure of the *field strength* or *field intensity*. (From Aitken 1974.)

Il campo magnetico terrestre sembra essere rimasto sempre assimilabile, in passato, al campo di un dipolo geocentrico sicché, conoscendo la direzione media del campo magnetico durante un periodo geologico si dovrebbe trovare la posizione dell'asse geomagnetico del globo nell'epoca considerata; tale asse, come è noto, non differisce molto attualmente da quello geografico.

Il dipolo geocentrico non è costante in intensità e direzione. Il campo magnetico terrestre sembra aver subito numerose variazioni di direzione, con ripetute inversioni. L'asse dei poli magnetici si è perciò spostato nel tempo; dobbiamo però ricordare che anche i continenti si sono spostati e che quindi le rocce contengono informazioni su entrambi i fenomeni.

I risultati raggiunti nello studio del paleomagnetismo forniscono dati essenziali per la soluzione dei problemi relativi all'origine del campo magnetico della Terra, alla migrazione dei poli magnetici, alla deriva dei continenti e infine alla possibilità di datare la formazione delle rocce.

Sommario:

- 1) Magnetismo e materiali magnetici
- 2) Magnetizzazione e demagnetizzazione
- 3) Origine del campo magnetico terrestre
- 4) Storia del campo magnetico terrestre
- 5) Applicazioni alla datazione

Classificazione delle sostanze.

Il magnetismo è una proprietà di natura atomica o subatomica, dovuta al fatto che gli atomi di molte sostanze presentano momenti magnetici (atomici, elettronici, o nucleari) non nulli: questi possono venire orientati in modo diverso da un campo magnetico esterno.

La meccanica quantistica è essenziale per descrivere teoricamente i fenomeni magnetici nella materia.

Il rapporto fra la magnetizzazione (grandezza che per ora si può interpretare come una misura del numero medio di momenti magnetici orientati) e il campo magnetico applicato è detto suscettività magnetica ed è indicato con χ .

Secondo l'orientazione assunta dai momenti magnetici elementari per effetto di un campo magnetico le sostanze si possono classificare come segue.

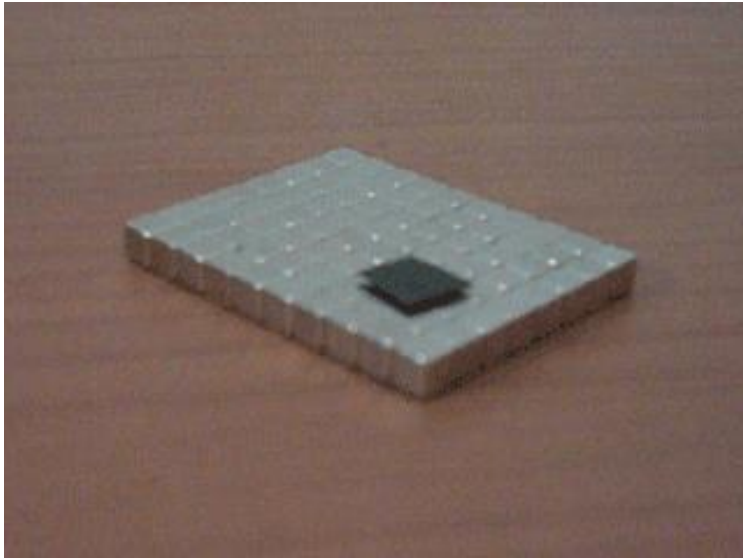
1) **Sostanze diamagnetiche**, per le quali è $\chi < 0$ dato che si magnetizzano in direzione opposta a quella del campo applicato. Le molecole che le compongono hanno momenti magnetici nulli in assenza di campo magnetico esterno. Il diamagnetismo è una proprietà comune a tutta la materia, anche se a volte essa è di un'entità difficilmente rilevabile perché mascherata da effetti di maggior portata che le si sovrappongono e che sono descritti di seguito.

La relazione che lega i vettori M e H è lineare:

$$M = \chi_m H$$

dove χ_m è la suscettività magnetica. Nei materiali diamagnetici la suscettività magnetica è una costante negativa: questo spiega perché i materiali diamagnetici sono "respinti" dal campo magnetico, cioè M e H hanno verso opposto.

I superconduttori possono essere considerati materiali diamagnetici perfetti nei quali $\chi_m = -1$. Essi sfruttano l'effetto Meissner per espellere il campo dal loro interno, ad eccezione di un sottile strato superficiale.



Levitazione della grafite pirolitica (materiale diamagnetico) per effetto di un campo magnetico.

Il carbonio pirolitico viene ottenuto depositando ad alta temperatura i vapori di un idrocarburo, normalmente su un supporto di grafite. Si ottiene una struttura di carbonio simile alla grafite, ma con frequenti irregolarità e legami chimici fra gli strati (che nella grafite sono invece tenuti insieme da interazioni non covalenti). Le proprietà del materiale sono per questo intermedie fra la grafite e il diamante.

Suscettività di alcuni materiali diamagnetici[1]

Materiale	χ_v (10^{-5})
<u>Acqua</u>	-0.91
<u>Argento</u>	-2.6
<u>Bismuto</u>	-16.6
<u>Carbonio (diamante)</u>	-2.1
<u>Carbonio (grafite)</u>	-1.6
<u>Carbonio pirolitico</u>	-40.0
<u>Mercurio</u>	-2.9
<u>Piombo</u>	-1.8
<u>Rame</u>	-1.0
<u>Superconduttori</u>	-10^5

2) **Sostanze paramagnetiche**, la cui magnetizzazione è parallela e, in generale, proporzionale al campo magnetico applicato, per le quali è $\chi > 0$. Le loro molecole in assenza di campo esterno hanno momenti magnetici diversi da zero e debolmente interagenti. Paramagnetici sono i centri che danno ESR.

Molti ioni metallici sono dotati di proprietà paramagnetiche, anche alcuni non appartenenti al corrispettivo metallo con la stessa proprietà. Tra questi vi sono gli ioni manganese bi- e tetra-valenti ($\text{Mn}^{2+}/\text{Mn}^{4+}$), lo ione cromo trivalente (Cr^{3+}), lo ione nichel bivalente (Ni^{2+}) e tutti gli ioni trivalenti delle terre rare (come neodimio, gadolinio, terbio, disprosio, olmio, europio e tulio).

Molti complessi di coordinazione sono altresì dotati di questa proprietà. Alcuni esempi sono:

esafluoruro di nichel (NiF_6)²⁻

esafluoruro di cromo (CrF_6)⁴⁻

tetracloruro di ferro (FeCl_4)²⁻

esafluoruro di cobalto (CoF_6)³⁻

octafluoruro di tantalio (TaF_8)³⁻

octacianuro di molibdeno ($\text{Mo}(\text{CN})_8$)⁴⁻

Anche solfuri di metalli come vanadio monosolfuro ed octasolfuro (VS e V_7S_8), titanio trisolfuro (Ti_2S_3) e molibdeno disolfuro (MoS_2) possiedono proprietà simil-metalliche e sono paramagnetici. Tra le leghe metalliche, escludendo quelle che contengono ferro, nichel e cobalto, vi sono il nitrato di tantalio (TaN), il tellururo di vanadio (V_4Te_5) e l'arseniuro di nichel coordinato con ioduro di cadmio (NiAs/CdI_2) che risultano paramagnetiche

3) **Sostanze ferromagnetiche** che sono caratterizzate dal fatto che, sotto la temperatura di Curie, i loro momenti magnetici atomici anche in assenza di campo esterno sono paralleli e orientati in una stessa direzione all'interno di regioni dette domini ferromagnetici. In conseguenza di ciò queste sostanze possono presentare una magnetizzazione non nulla anche in assenza di campo esterno. Sopra la temperatura di Curie queste sostanze si comportano come se fossero paramagnetiche. L'effetto cumulativo dei momenti magnetici atomici dà luogo a valori relativamente grandi della magnetizzazione (e quindi della suscettività) per un dato campo magnetico applicato.

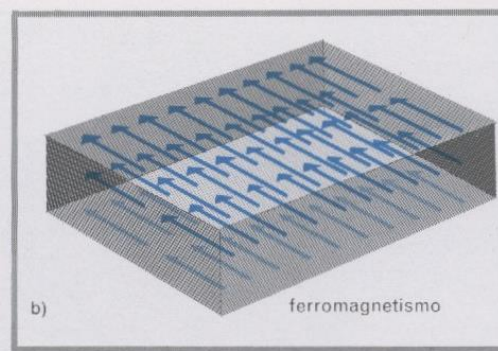
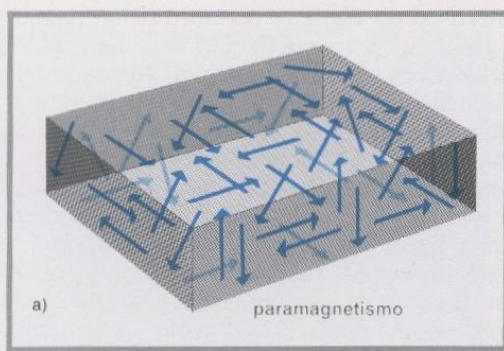
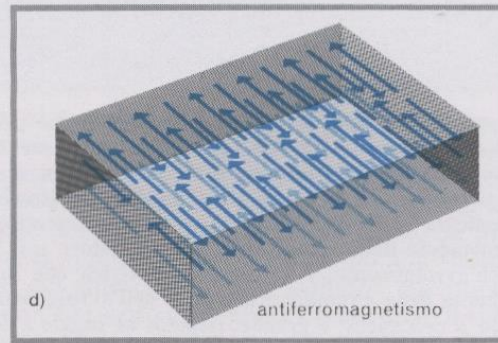
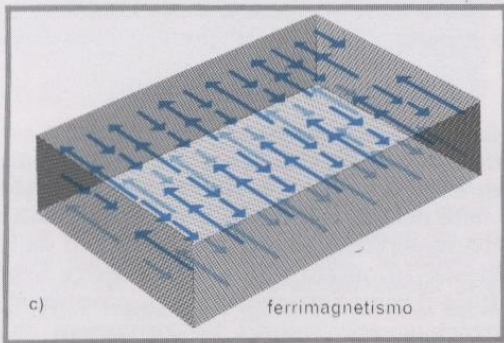


Fig.1 Rappresentazione dei diversi tipi di magnetismo in singoli domini magnetici, a seconda dei materiali, in assenza di campo esterno.



4) Sostanze ferrimagnetiche, che hanno un comportamento molto simile a quello delle sostanze ferromagnetiche; esso è dovuto alla presenza di momenti magnetici atomici orientati parallelamente, a temperature inferiori alla temperatura di Curie, con una risultante non nulla

5) Sostanze antiferromagnetiche, che sono caratterizzate dal fatto che, sotto una certa temperatura (detta temperatura di Néel) i momenti magnetici atomici si allineano alternatamente in direzioni opposte secondo un certo ordine; la suscettività cresce al crescere della temperatura fino alla temperatura di Néel dove presenta un massimo.

6) Sostanze elimagnetiche, in cui i momenti magnetici atomici ruotano di un certo angolo da un piano a quello successivo (ad esempio, $MnAu_2$).

MAGNETIZZAZIONE

L'effetto complessivo dell'orientazione di tutti o parte dei momenti magnetici presenti in una sostanza magnetica, che si manifesta macroscopicamente con la comparsa di un momento magnetico misurabile della sostanza, è detto magnetizzazione, M . La magnetizzazione è in generale legata a varie proprietà fisiche delle sostanze, come la resistenza elettrica, il calore specifico e le deformazioni elastiche, e il suo instaurarsi è accompagnato da una variazione di alcune di esse.

Magnetizzazione di sostanze ferromagnetiche. La presenza di magnetizzazione spontanea al di sotto della temperatura di Curie è da far risalire all'esistenza dei domini ferromagnetici. Il momento magnetico totale della sostanza risulta quindi la somma vettoriale dei momenti magnetici dei singoli domini, cosicché quando il risultante di tali momenti magnetici è diverso da zero il materiale è spontaneamente magnetizzato. Se il risultante di tali momenti magnetici elementari è uguale a zero, non si potrà parlare di magnetizzazione (a).

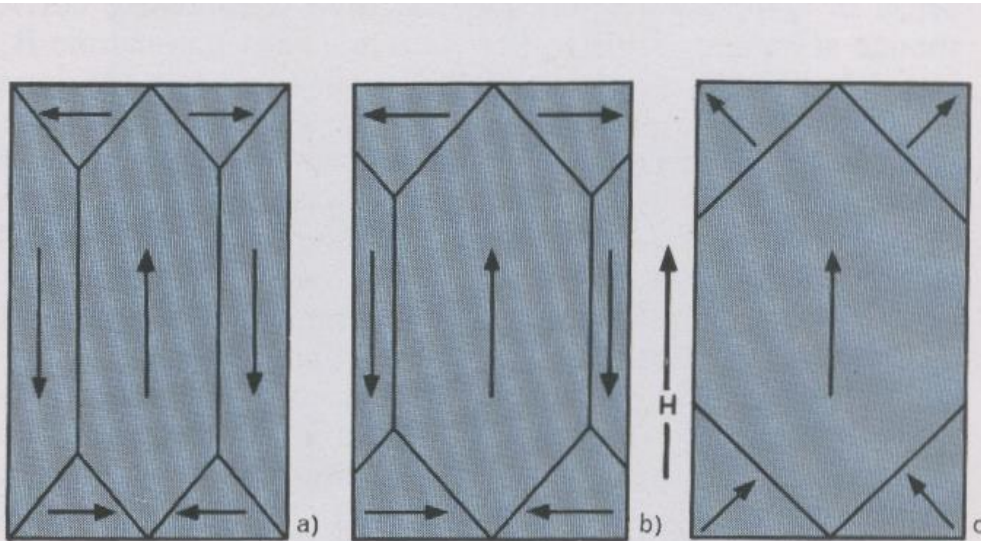


Fig.2 In a) possibile disposizione dei domini di un monocristallo non magnetizzato; in un policristallo la disposizione è molto più disordinata. In b) processo di magnetizzazione con crescita dei domini; in c) il medesimo processo con rotazione dei domini.

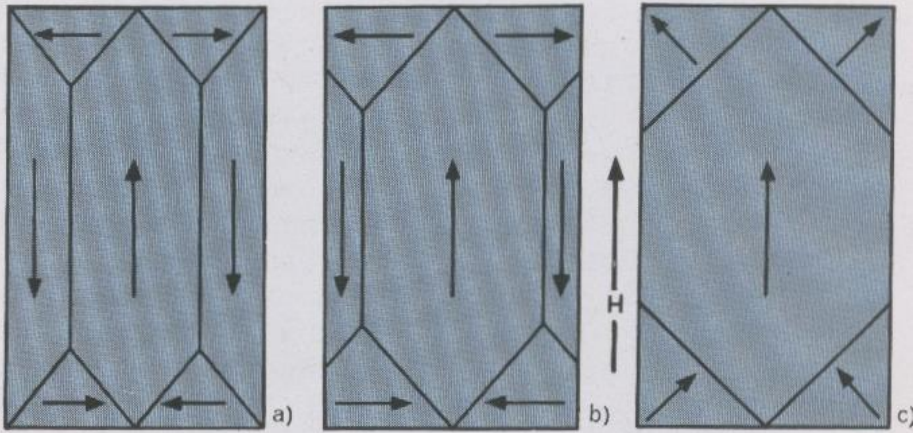


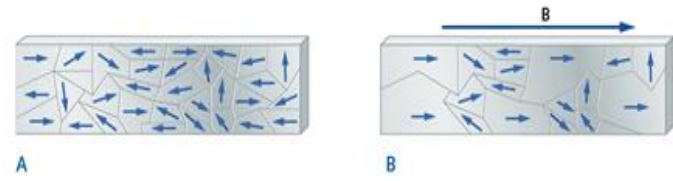
Fig.2 In a) possibile disposizione dei domini di un monocristallo non magnetizzato; in un policristallo la disposizione è molto più disordinata. In b) processo di magnetizzazione con crescita dei domini; in c) il medesimo processo con rotazione dei domini.

E' possibile però, applicando un campo magnetico H d'intensità e direzione opportune, fare in modo che i domini orientati nella direzione del campo 'crescano' (cioè aumentino di dimensioni) a spese degli altri (b).

La crescita di un dominio è seguita da un processo di rotazione della direzione di magnetizzazione contro le forze di anisotropia (c).

Rimovendo il campo applicato, parte della magnetizzazione rimane. A questo fenomeno si dà pertanto il nome di magnetizzazione residua.

I materiali ferromagnetici di uso comune sono policristalli, costituiti cioè da numerosissimi piccoli monocristalli (grani) con orientazione casuale. La magnetizzazione dell'intero corpo consiste pertanto nella magnetizzazione dei vari grani, cioè in quella dei microcristalli. Un grano può contenere molti domini magnetici.



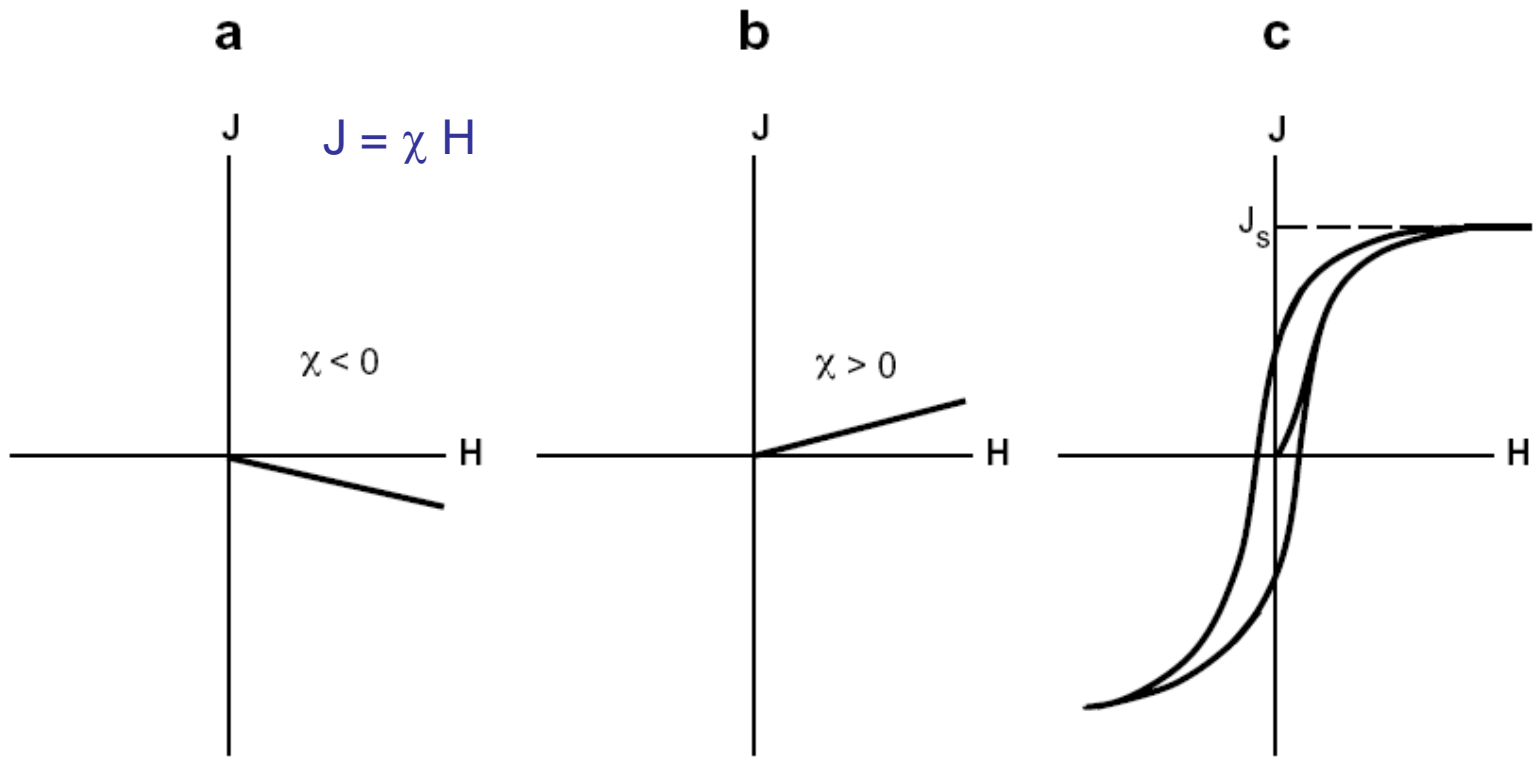
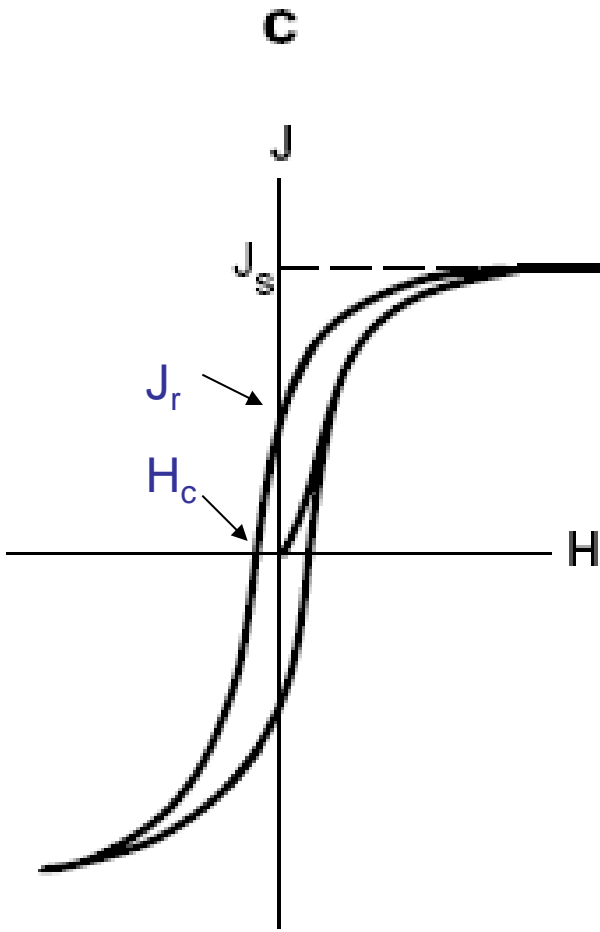


Figure 2.1 (a) Magnetization, J , versus magnetizing field, H , for a diamagnetic substance. Magnetic susceptibility, χ , is a negative constant. (b) J versus H for a paramagnetic substance. Magnetic susceptibility, χ , is a positive constant. (c) J versus H for a ferromagnetic substance. The path of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

For a given ferromagnetic material and temperature there is a maximum magnetization referred to as saturation magnetization, J_s (Figure 2.1c); increasing H beyond the level needed to reach J_s will not result in increased magnetization.



Ciclo di isteresi

La curva ottenuta partendo con il nucleo smagnetizzato è detta curva vergine di magnetizzazione. Si nota che, al crescere di H , J dapprima aumenta lentamente, poi rapidamente fino a raggiungere il ginocchio; quando l'incremento di J rispetto a quello di H diminuisce, si dice che si è prossimi alla saturazione. J_s rappresenta la magnetizzazione di saturazione che, per un materiale ferromagnetico, corrisponde a un'unica orientazione dei domini; essa è uguale alla magnetizzazione spontanea di un unico dominio, se si trascura il fatto che è possibile accrescere leggermente tale magnetizzazione con campi estremamente intensi. J_r è la magnetizzazione residua e corrisponde al valore di J in corrispondenza di campo nullo, H_c è detta forza coercitiva e corrisponde al campo richiesto per ridurre a zero la magnetizzazione. Come si vede dalla figura, la curva di magnetizzazione non passa più per l'origine. Un ciclo d'isteresi non deve necessariamente spingersi fino alla saturazione. Esso è tuttavia sempre contenuto nella curva di magnetizzazione.

Saturation magnetization decreases with increasing temperature, becoming zero at the Curie temperature, T_C , which is characteristic of the particular ferromagnetic material (580°C for magnetite and 680°C for hematite). Temperature dependences of J_s for magnetite and for hematite are shown in Figure 2.3. Above the Curie temperature, the material becomes paramagnetic.

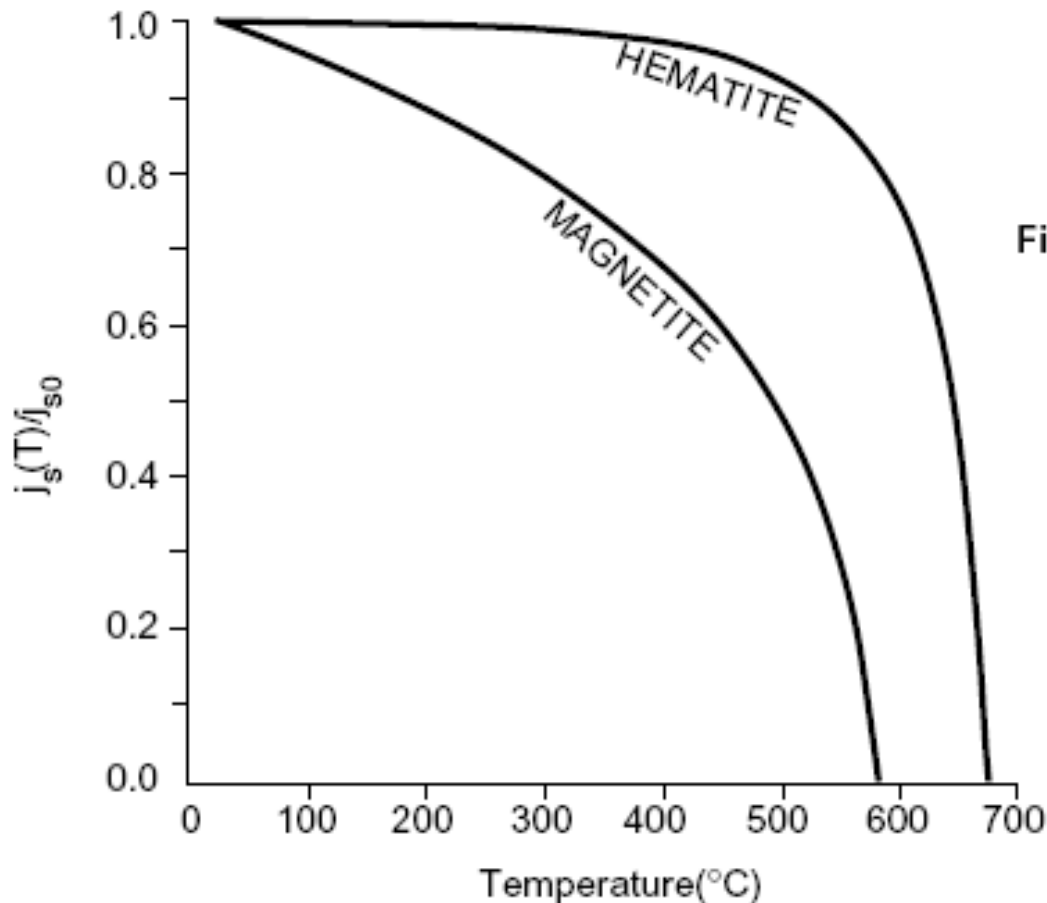
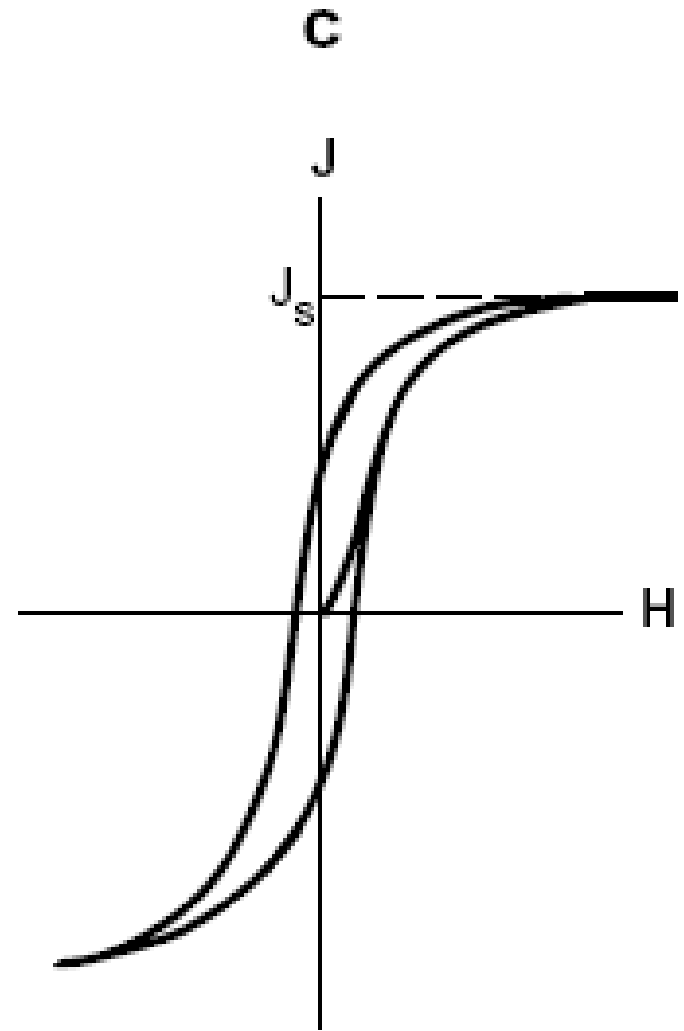


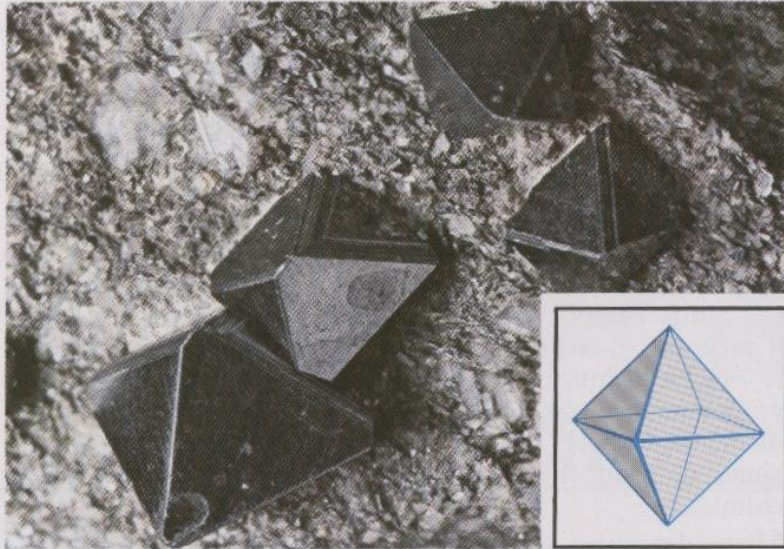
Figure 2.3 Normalized saturation magnetization versus temperature for magnetite and hematite. j_{s0} = saturation magnetization at room temperature; for hematite, $j_{s0} = 2$ G; for magnetite, $j_{s0} = 480$ G. Redrawn from Pullaiah et al. (*Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 28, 133–143, 1975).

Besides strong intensity of magnetization, the fundamental property of ferromagnetic solids that makes them the focus of our attention is their ability to record the direction of an applied magnetic field. During removal of the magnetizing field, magnetization does not return to zero but retains a record of the applied field.

Magnetization of ferromagnetic solids to saturation is most easily achieved along certain crystallographic directions, called magnetocrystalline easy directions, and the crystallographic dependence of ferromagnetism is called magnetocrystalline anisotropy. The result is magnetocrystalline anisotropy with exchange energy depending on crystallographic direction of magnetization. Magnetocrystalline anisotropy is a major source of stability for paleomagnetism in rocks.

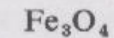


La magnetizzazione della roccia è condizionata alla presenza, fra i suoi componenti mineralogici, anche in piccola percentuale, di minerali ferromagnetici caratterizzati da un'elevata suscettività. Fra i più comuni possiamo ricordare: la magnetite, la franklinite, l'ilmenite e la pirrotina.



Magnetite in cristalli ottaedrici del tipo rappresentato nello schema; il campione proviene dal Binnental in Svizzera (foto R. Crespi).

formula cristallografica



sistema cristallino e classe²

monometrico $O_h^7 - Fd3m$
esacisottaedrica

costanti cristallografiche²

$$a_0 = 8,391$$

By far the most important ferromagnetic minerals are the iron-titanium (FeTi) oxides. FeTi oxides are generally opaque, and petrographic examination requires observations of polished sections in reflected light. Composition of the FeTi oxides are conveniently displayed on the $\text{TiO}_2\text{--FeO--Fe}_2\text{O}_3$ ternary diagram (Figure 2.5). Positions from left to right indicate increasing ratios of ferric (Fe^{3+}) to ferrous (Fe^{2+}) iron while positions from bottom to top indicate increasing Ti content (Ti^{4+} : total Fe). Using $(1/2)\text{Fe}_2\text{O}_3$ as the parameter for the Fe^{3+} corner normalizes the diagram to one cation, producing the convenient effect that lines of oxidation (increasing the $\text{Fe}^{3+}:\text{Fe}^{2+}$ ratio) are parallel to the base of the diagram. Two solid solution series, titanomagnetites and titanohematites, are the primary focus of our attention. Members of both series are primary crystallizing phases in igneous rocks, generally constituting from 1% to 5% by volume.

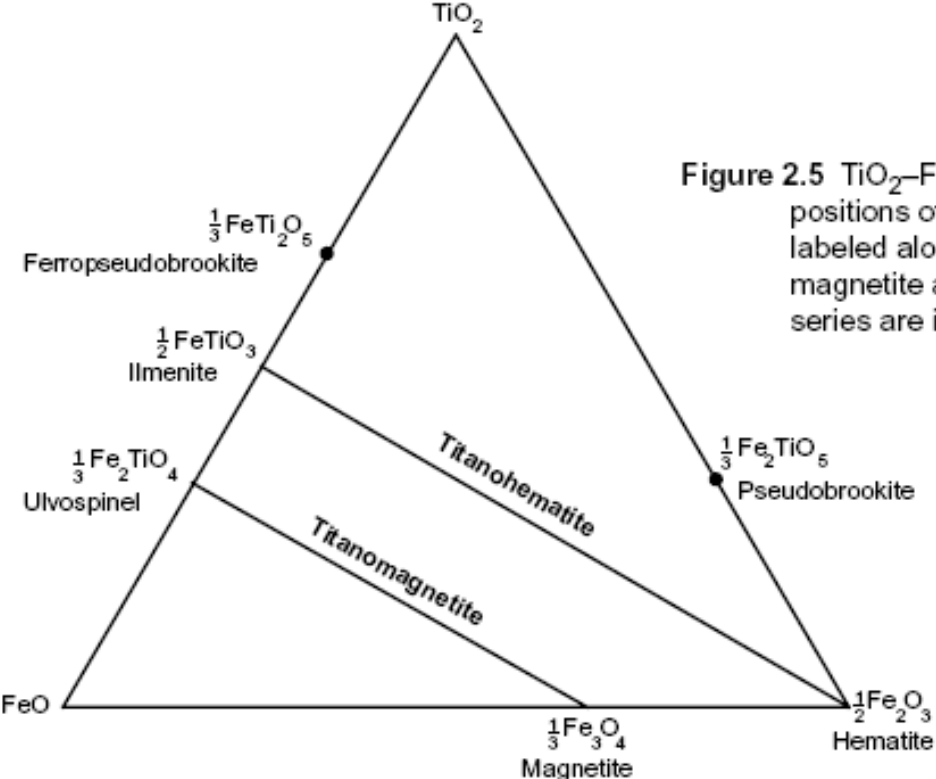


Figure 2.5 $\text{TiO}_2\text{--FeO--Fe}_2\text{O}_3$ ternary diagram. Compositions of important FeTi-oxide minerals are labeled along with mineral names; titanomagnetite and titanohematite solid solution series are indicated.

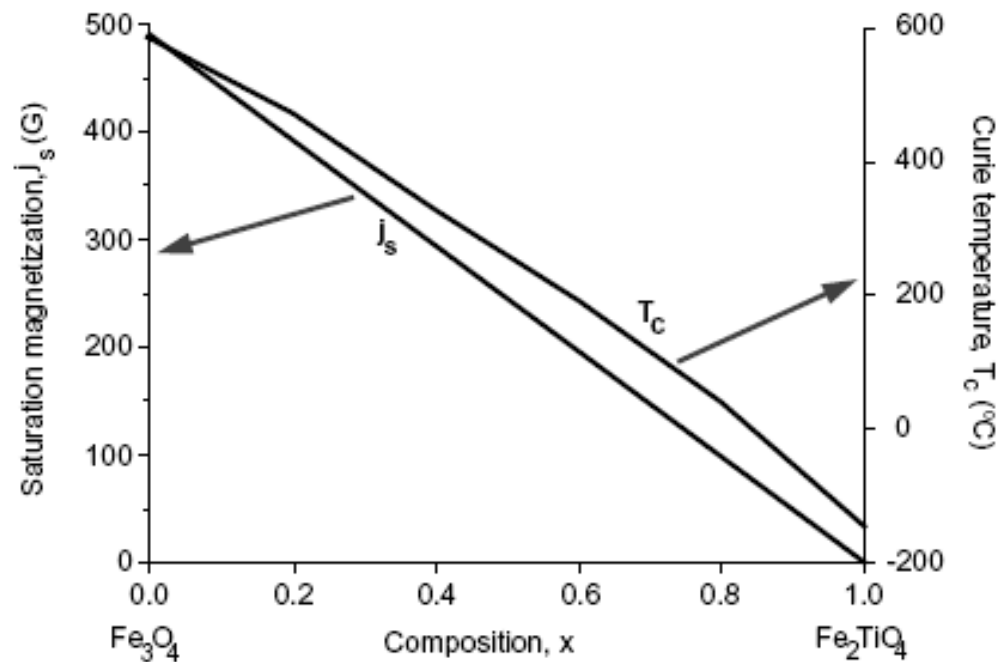


Figure 2.8 Saturation magnetization and Curie temperature for titanomagnetite series. Composition is indicated by parameter x ; the left axis indicates saturation magnetization (j_s); the right axis indicates Curie temperature (T_c). Redrawn after Nagata (1961).

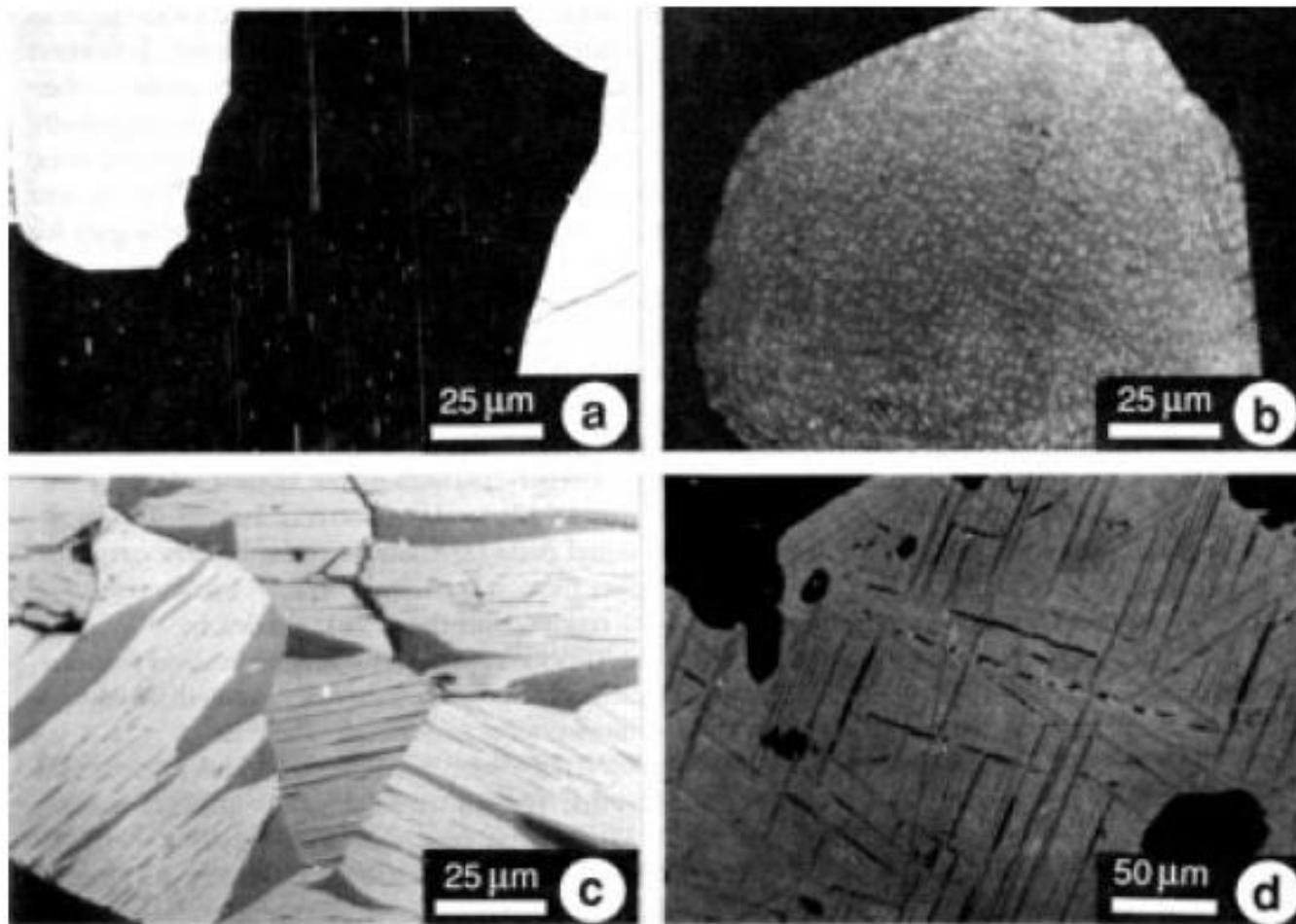


Figure 2.11 Micrographs of FeTi-oxide minerals. (a) Optical photomicrograph of exsolved rod-shaped grains of titanomagnetite (small white grains) within a plagioclase crystal. (b) Optical photomicrograph of exsolution of magnetite grains (white) within ulvöspinel (gray). (c) Optical photomicrograph of 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.

Ilmerite: FeTiO_3

Titanoematite: soluzione solida di ilmenite ed ematite.

FERROMAGNETISM OF FINE PARTICLES

Rocks are assemblages of fine-grained ferromagnetic minerals dispersed within a matrix of diamagnetic and paramagnetic minerals. We are concerned with the magnetization of individual ferromagnetic grains on the one hand. But on the other hand, we must keep track of the magnetization of the rock, the entire assemblage of ferromagnetic grains plus matrix. It is useful to introduce a notation that distinguishes between magnetic parameters of individual ferromagnetic grains and magnetic parameters of entire samples. We adopt the convention that parameters for individual ferromagnetic grains are denoted by lowercase symbols, whereas parameters for the entire sample are designated by uppercase symbols. For example, the magnetization of an individual magnetite particle is designated j while the magnetization of the whole sample is designated J .

A basic principle is that ferromagnetic particles have various energies which control their magnetization. No matter how simple or complex the combination of energies may become, the grain seeks the configuration of magnetization which minimizes its total energy.

Magnetite grains of diameter $d > 10 \mu\text{m}$ contain scores of domains and are referred to as multidomain (MD) grains. The region separating domains is the domain wall (Figure 3.1c). Because of exchange energy between adjacent atoms, atomic magnetic moments gradually spiral through the domain wall, which has both finite energy and finite width ($\sim 1000 \text{ \AA}$ for magnetite).

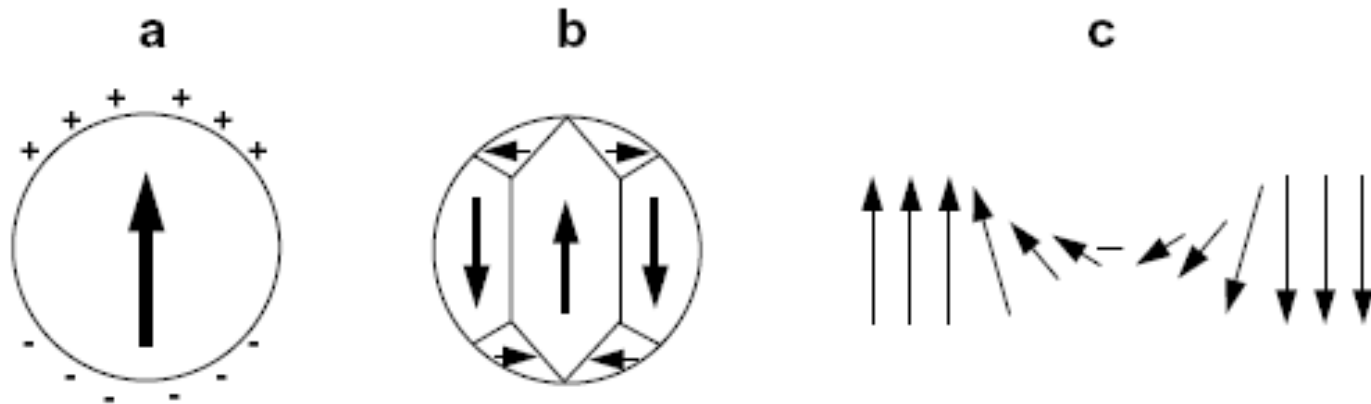


Figure 3.1 (a) Uniformly magnetized sphere of ferromagnetic material. The direction of saturation magnetization j_s is shown by the arrow; surface magnetic charges are shown by plus and minus signs. (b) Sphere of ferromagnetic material subdivided into magnetic domains. Arrows show the directions of j_s 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.

Single-domain grains

With decreasing grain size, the number of magnetic domains decreases. Eventually, the grain becomes so small that the energy required to make a domain wall is larger than the decrease in magnetostatic energy resulting from dividing the grain into two domains. Below this particle size, it is not energetically favorable to subdivide the grain into numerous domains. Instead, the grain will contain only one domain. These grains are referred to as single-domain (SD) grains, and magnetic properties of SD grains are dramatically different from those of MD grains.

The grain diameter below which particles are single domain is the single-domain threshold grain size (d_0). This size depends upon factors including grain shape and saturation magnetization, j_s . Ferromagnetic materials with low j_s have little impetus to form magnetic domains because magnetostatic energy is low.

Thus, hematite (with $j_s = 2 \text{ G}$) is SD up to grain diameter (d_0) = $15 \mu\text{m}$, so a large portion of hematite encountered in rocks is single domain. However, magnetite has much higher j_s and only fine-grained magnetite is SD. Theoretical values for d_0 in parallelepiped-shaped particles of magnetite are shown in Figure 3.2.

Cubic magnetite particles must have $d < 0.1 \mu\text{m}$ to be SD, but elongated SD particles can be upward to $1 \mu\text{m}$ in length. We know that fine-grained magnetites do exist and that crystals of elongate habit are common. Igneous rocks and their derivative sediments generally have some fraction of magnetite grains within the SD grain-size range. SD grains can be very efficient carriers of remanent magnetization.

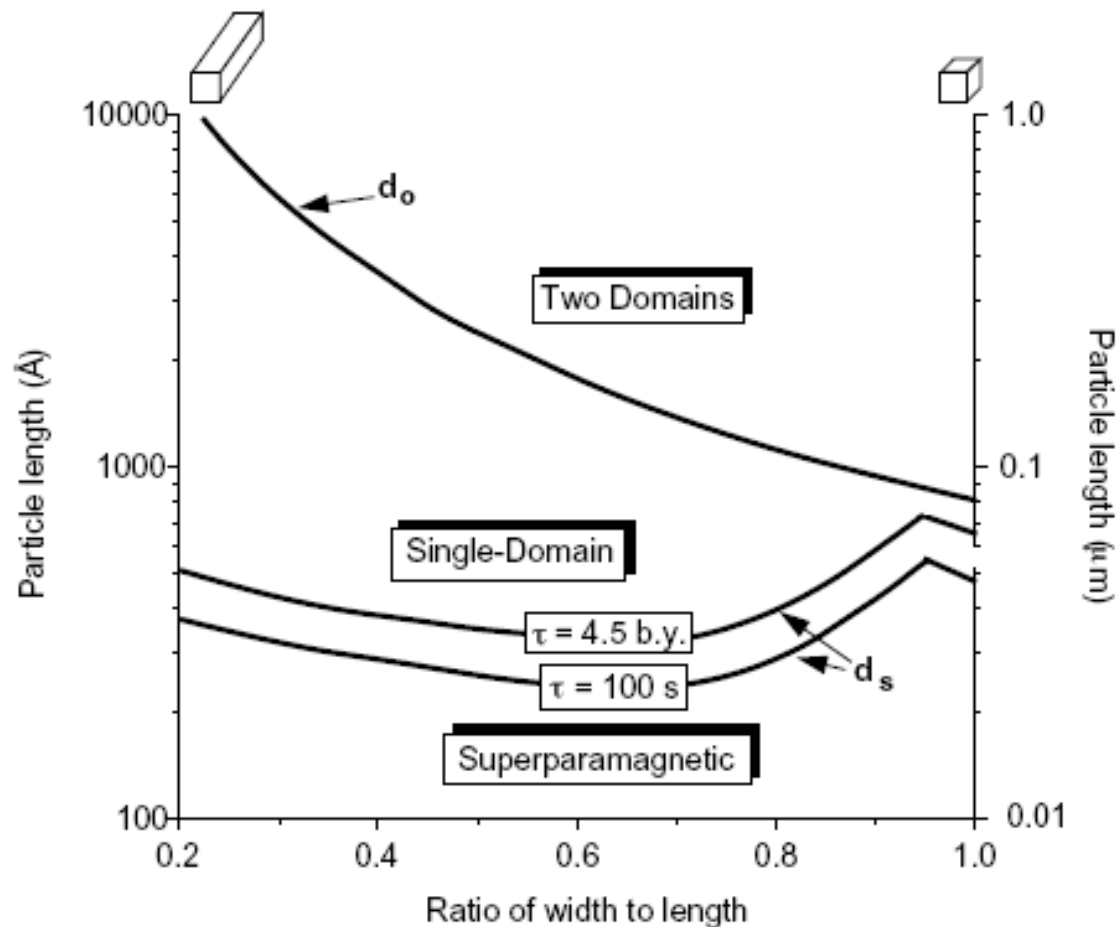


Figure 3.2 Size and shape ranges of single-domain, superparamagnetic, and two-domain configurations for parallelepipeds of magnetite at 290°K. Particle lengths are indicated in angstroms (Å) on the left ordinate and in microns (μm) on the right ordinate; shape is indicated by the ratio of width to length; 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).

Magnetizzazione primaria.

Le rocce eruttive e quelle sedimentarie, durante il processo genetico, possono assumere tre differenti tipi di magnetizzazione primaria residua.

Magnetizzazione termoresidua. La magnetizzazione naturale permanente o residua delle rocce eruttive, sia effusive sia intrusive, è dovuta alla magnetizzazione di alcuni dei loro componenti mineralogici sottoposti all'azione del campo magnetico terrestre durante la fase di raffreddamento magmatico. Questo fenomeno inizia generalmente in una fase tardiva di tale processo, a cristallizzazione già avvenuta, in quanto l'inizio della solidificazione di tali rocce si verifica a una temperatura più elevata del punto di Curie.

Magnetizzazione di sedimentazione e magnetizzazione chimica. La magnetizzazione di una roccia sedimentaria trae origine dalla orientazione dei suoi componenti ferromagnetici sotto l'azione del campo magnetico terrestre durante il processo di sedimentazione. Questi minerali possono avere origine chimica anziché detritica e formarsi sia contemporaneamente alla sedimentazione, sia in una fase leggermente posteriore. Nel primo caso si parla di magnetizzazione di sedimentazione, nel secondo di magnetizzazione chimica.

Magnetizzazione secondaria.

È un processo di magnetizzazione delle rocce che si verifica in un tempo posteriore alla loro formazione e che si sovrappone alla magnetizzazione primaria. Questo fenomeno è in parte dovuto all'instabilità magnetica dei granuli di ossido di ferro la cui genesi può essere sia primaria sia secondaria. Tali granuli sono di dimensioni troppo piccole e troppo separati l'uno dall'altro da minerali di diversa composizione chimica per potere conservare illimitatamente una magnetizzazione permanente. Posti infatti in un campo magnetico di valore zero, essi perdono gradualmente la loro magnetizzazione secondo un andamento rappresentabile in scala logaritmica. Sottoponendo quindi questi minerali all'azione di un nuovo campo magnetico non nullo, essi assumeranno una magnetizzazione concorde. Questo processo viene indicato col termine di magnetizzazione viscosa. La magnetizzazione di una roccia può quindi essere costituita dalla risultante di più magnetizzazioni secondarie sovrapposte di questo tipo che possono subire variazioni nel tempo anche in misura apprezzabile. In generale queste rocce presentano però almeno una componente in condizioni di relativa stabilità nell'ambito del campo magnetico terrestre attuale. È necessario aggiungere che il fenomeno della magnetizzazione secondaria è talora del tutto assente.

Magnetic relaxation, in which remanent magnetization of an assemblage of SD grains decays with time, is the most straightforward effect of thermal activation. This relaxation is schematically illustrated in Figure 3.7a.

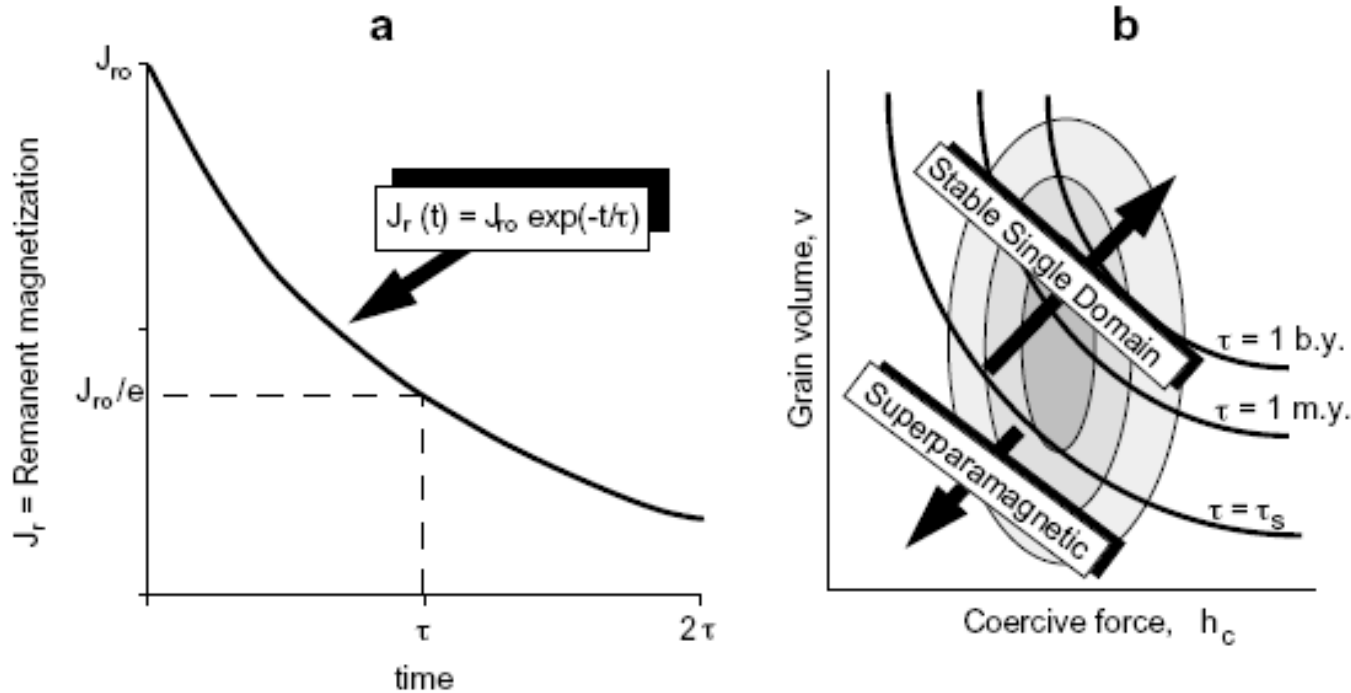


Figure 3.7 (a) Magnetic relaxation in an assemblage of SD ferromagnetic grains. Initial magnetization J_{r0} decays to J_{r0}/e in time τ . (b) Relaxation times of SD grains on diagram plotting SD grain volume, v , against SD grain microscopic coercive force, h_c . Lines of equal τ are lines of equal 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.

Exponential decay of remanent magnetization, $J_r(t)$, after removal of the magnetizing field is

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

where

J_r = initial remanent magnetization

t = time (s)

τ = characteristic relaxation time (s), after which $J_r = J_{r0} / e$.

Magnetic relaxation was studied by Louis Néel, who showed that the characteristic relaxation time is given by

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

where

C = frequency factor = 10^8 s^{-1}

v = volume of SD grain

h_c = microscopic coercive force of SD grain

j_s = saturation magnetization of the ferromagnetic material

kT = thermal energy

In Equation (3.14), the product $v j_s h_c$ is an energy barrier to rotation of j_s and is called the *blocking energy*. But thermal energy (kT) can cause oscillations of j_s . So the relaxation time is controlled by the ratio of blocking energy to thermal energy.

Relaxation times vary over many orders of magnitude. SD grains with short relaxation times are referred to as *superparamagnetic*. A superparamagnetic grain is ferromagnetic with attendant strong magnetization. But remanent magnetization in an assemblage of these grains is unstable; it will decay to zero very soon after removal of the magnetizing field (much like paramagnetic materials that "decay" instantaneously).

From Equation (3.14) it is clear that relaxation time for SD grains of a given material at a constant temperature depends on grain volume, v , and microscopic coercive force, h_c . It is convenient to plot distributions of grains on a *volume-versus-coercive force diagram* as shown in Figure 3.7b. Grains with low product (vh_c) plot in the lower left portion of the diagram and have low relaxation time. Grains with high product (vh_c) plot in the upper right and have long relaxation time. Lines of equal τ in v - h_c space are hyperbolas of equal product (vh_c). These diagrams prove useful in understanding the formation of several types of natural remanent magnetism and in understanding thermal demagnetization.

Effective paleomagnetic recorders must have relaxation times on the order of geological time. So it might be more appropriate to choose $\tau_s = 4.5 \times 10^9$ yr as the relevant relaxation time. The size and shape dependence of elongated magnetite particles with this relaxation time is also shown in Figure 3.2. Assemblages of SD grains with $d_s < d < d_0$ are considered to be within the *stable SD grain-size range*. These grains have desirable SD properties (high J_r/J_s and high h_c) and also have the required long relaxation time. The stable SD grain-size field for magnetite (Figure 3.2) is extremely narrow for equant particles but significant for elongated grains.

For hematite, the stable SD grain-size range is large, extending from $d_s = 0.05 \mu\text{m}$ to $d_0 = 15 \mu\text{m}$. So a large percentage of hematite grains will be stable SD grains. In most rocks, a significant percentage of ferromagnetic grains will fall within the stable SD grain-size field. These grains are highly effective carriers of paleomagnetism. We will introduce many concepts of paleomagnetism by utilizing the properties of stable SD grains.

Blocking temperatures

Relaxation time has strong temperature dependence. Several parameters (besides temperature itself) appear in the argument of the exponential function in Equation (3.14). Temperature dependence of j_s (which goes to zero at T_c , the Curie temperature) is shown for both magnetite and hematite in Figure 2.3. Coercive force also depends upon temperature.

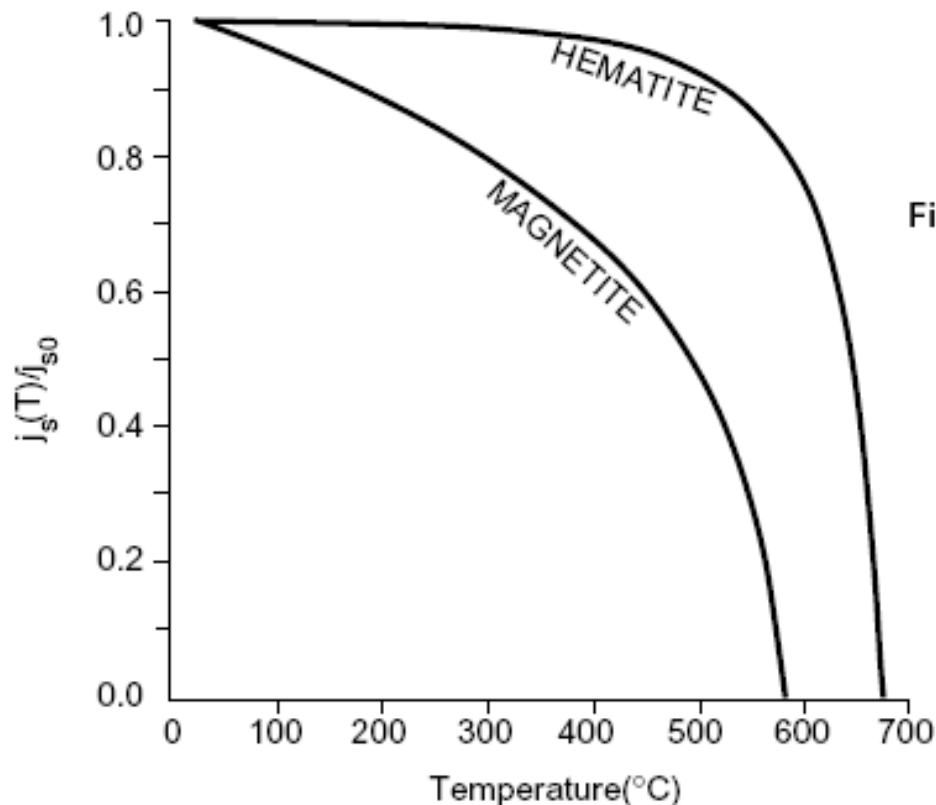


Figure 2.3 Normalized saturation magnetization versus temperature for magnetite and hematite. j_{s0} = saturation magnetization at room temperature; for hematite, $j_{s0} = 2$ G; for magnetite, $j_{s0} = 480$ G. Redrawn from Pullaiah et al. (*Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 28, 133–143, 1975).

Relaxation times for an elongate SD magnetite grain with length 0.1 mm and width 0.02 mm are plotted in Figure 3.8 in semi-log format. Relaxation time is less than 1 microsecond at 575°C but exceeds the age of the earth at 510°C! If we choose 100 s as the critical relaxation time, t_s , this grain changes behavior from superparamagnetic to stable SD at 550°C. The temperature at which this transition occurs is the blocking temperature (T_B). Between T_C and T_B , the grain is ferromagnetic, but remanent magnetization in an assemblage of these grains will decay quickly. Below the blocking temperature, τ exceeds t_s and is increasing rapidly during continued cooling. Remanent magnetism formed at or below T_B can be stable, especially if temperature is decreasing.

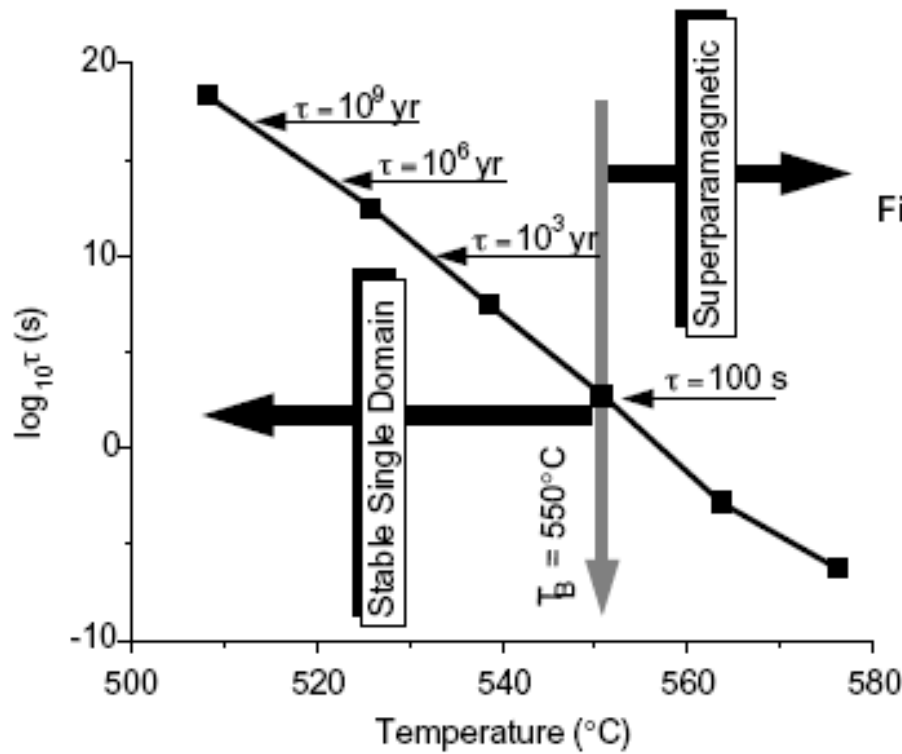


Figure 3.8 Semi-log plot of relaxation time, τ , of a SD magnetite grain as function of temperature. Key relaxation times are labeled; blocking temperature (T_B) is shown by stippled arrow; SD grain is superparamagnetic ($\tau < \tau_s = 100$ s) at $T > T_B = 550^\circ\text{C}$ and "stable" ($\tau >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

Designation of blocking temperature depends on the choice of critical relaxation time. If we choose 10^3 yr as a more geologically relevant critical relaxation time, the corresponding blocking temperature would be 530°C rather than 550°C using $t_s = 100$ s. The important consideration now is that relaxation time has extraordinary dependence on temperature; SD grains that have $t > 10^9$ yr at 20°C can be superparamagnetic at elevated temperature.

Rocks have distributions of ferromagnetic grain sizes and shapes yielding distributions of T_B between T_c and surface temperatures. The strong dependence of relaxation time on temperature and the transition in behavior from superparamagnetic above T_B to stable SD below T_B are critical to understanding acquisition of thermoremanent magnetism.

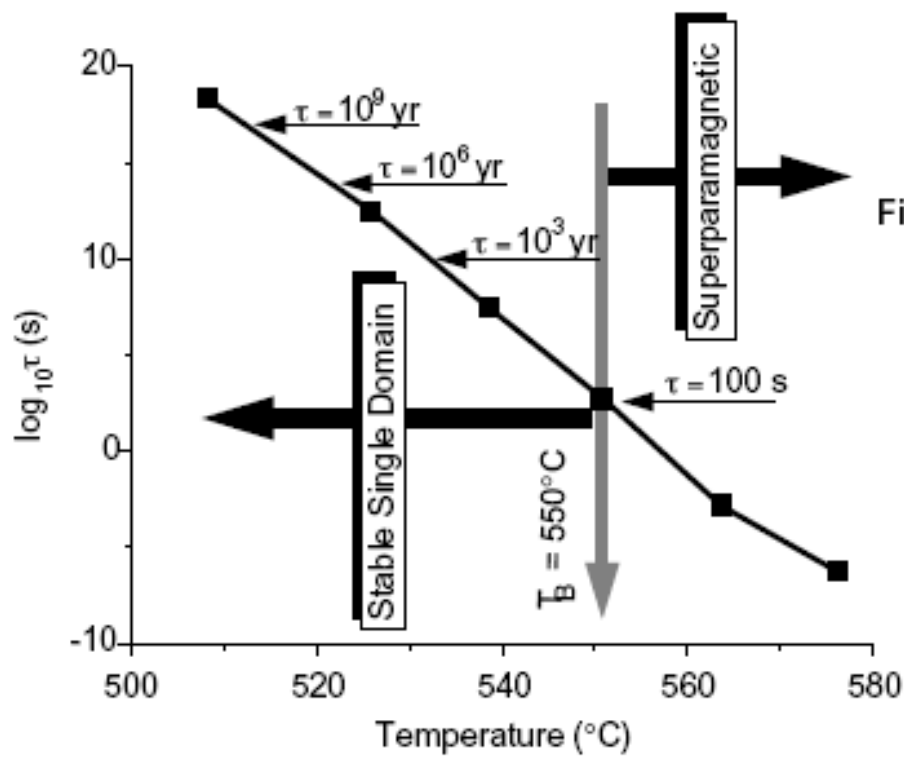


Figure 3.8 Semi-log plot of relaxation time, τ , of a SD magnetite grain as function of temperature. Key relaxation times are labeled; blocking temperature (T_B) is shown by stippled arrow; SD grain is superparamagnetic ($\tau < \tau_s = 100$ s) at $T > T_B = 550^\circ\text{C}$ and "stable" ($\tau >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

Magnetizzazione di rocce metamorfiche. Il processo della magnetizzazione di questa importante categoria di rocce è complesso. La magnetizzazione è la risultante di varie componenti acquisite in processi di natura diversa e avvenuti in periodi differenti della storia geologica.

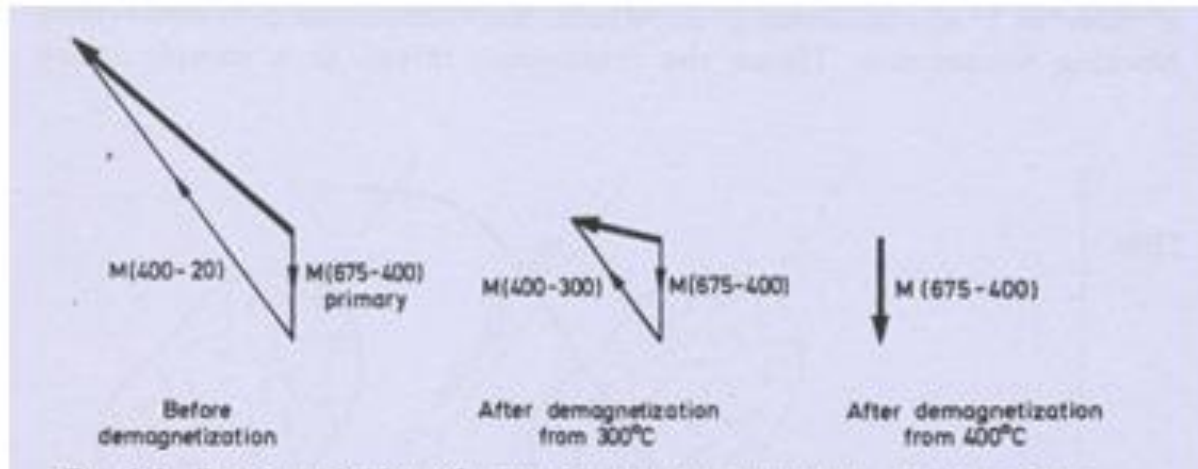


Fig. 9.8 Demagnetization of a two-component remanence. At some time subsequent to its initial cooling from 675 °C the sample was heated again but only to 400 °C and in a different orientation to the earth's magnetic field. Before any demagnetization the composite remanence (indicated by the heavy arrow) consists of a secondary component carried by grains having blocking temperatures in the range 20–400 °C and a primary component carried by grains having blocking temperatures in the range 400–675 °C. If the sample is now heated to successively increasing temperatures, being cooled in zero magnetic field after each heating, the remanence is gradually eroded. Grains are unaffected until their blocking temperature is reached and so the total remanence remaining gradually swings round in direction until after heating to 400 °C only the high-temperature component is left; on heating to higher temperatures there is no further change in direction, only diminution in magnitude. It is assumed in this example that the durations of the heatings for demagnetization are roughly the same as that of the second heating in antiquity; if the former is substantially shorter than the latter the effective temperature of the demagnetization is a little lower than the actual.

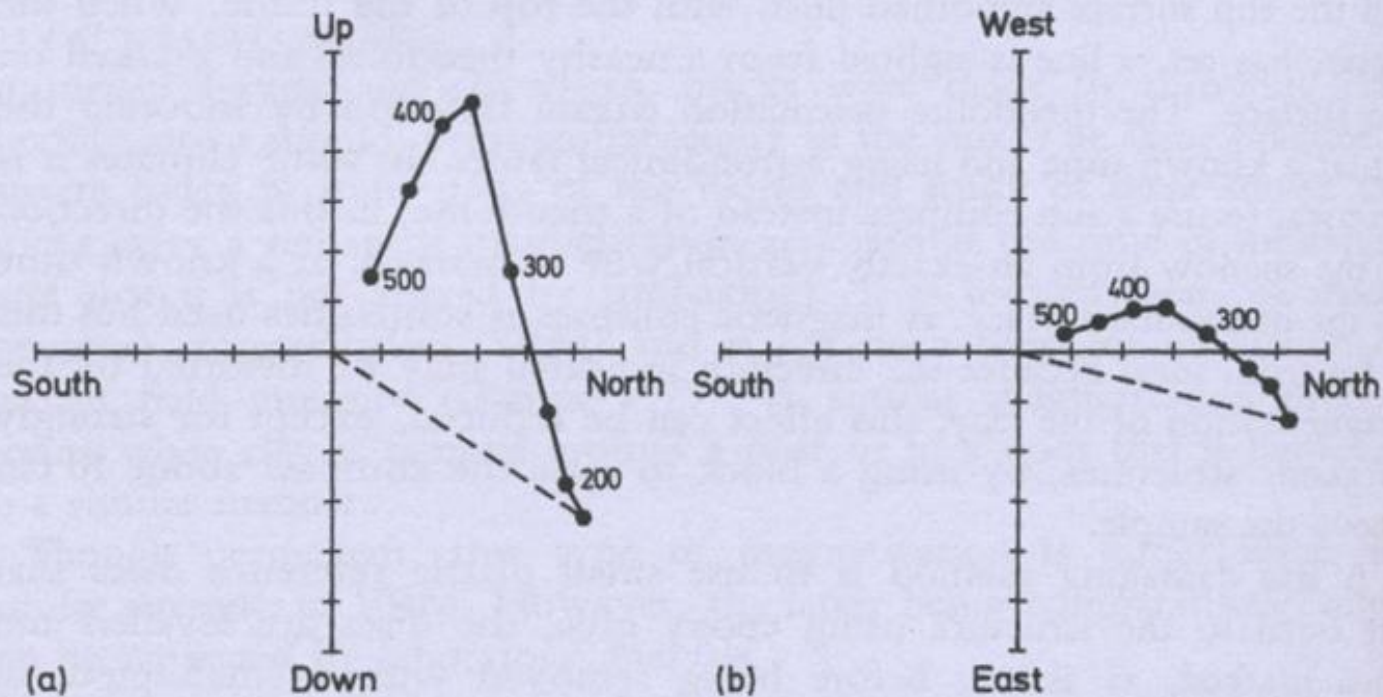


Fig. 9.9 Removal of overprint by thermal demagnetization (the As-Zijderveld diagram). The sample is allowed to cool to room temperature from successively increasing temperatures (150 °C, 200 °C, 250 °C . . .) in zero magnetic field. The magnetization remaining after each step is plotted in (a) as the vertical and horizontal components in a north-south plane, and in (b) as the north-south and east-west components in the horizontal plane. In the example illustrated the overprint was acquired during a period of normal polarity, whereas the initial magnetization was during a period of reversed polarity. The direction of the NRM, indicated by a dashed line, suggests a reversed polarity for the sample, whereas after demagnetization to 400 °C the primary magnetization is revealed – the latter sometimes being termed the ‘characteristic’ magnetization (ChRM).

Variazioni nel tempo del campo magnetico terrestre

Il campo magnetico è un vettore e servono quindi tre grandezze per definirlo, per esempio le sue tre componenti H_x , H_y e H_z relative ad un sistema di riferimento cartesiano. E' però più utile utilizzare l'intensità del campo e due angoli per darne la direzione. Si usa l'inclinazione (I) e la declinazione (D).

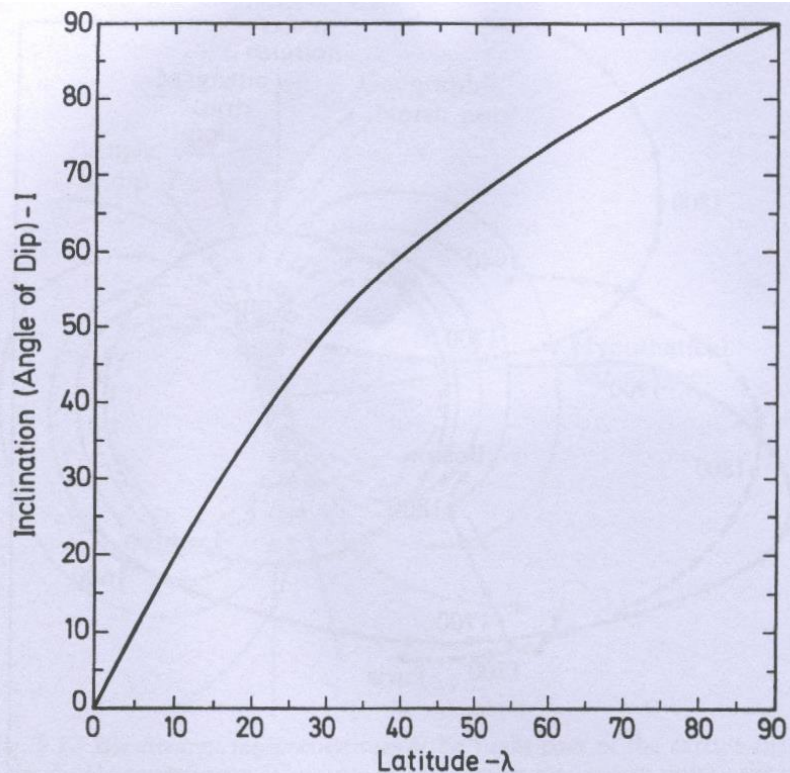


Fig. 9.4 Inclination, I , versus latitude, λ , for the dipole component of the field when the dipole is along the axis of the earth's rotation. For this situation the declination, D , would be zero everywhere, as long as non-dipole components were absent.

L'inclinazione è l'angolo di H rispetto al piano orizzontale. Sarebbe nulla all'equatore, varrebbe $+90^\circ$ al polo N e -90° al polo S, se il polo sud magnetico coincidesse con il polo nord geografico.

La declinazione è l'angolo tra la direzione (nel piano orizzontale) del campo magnetico rispetto a quello geografico. Può essere positiva o negativa.

Dati storici a Londra, Parigi, Roma e Boston.

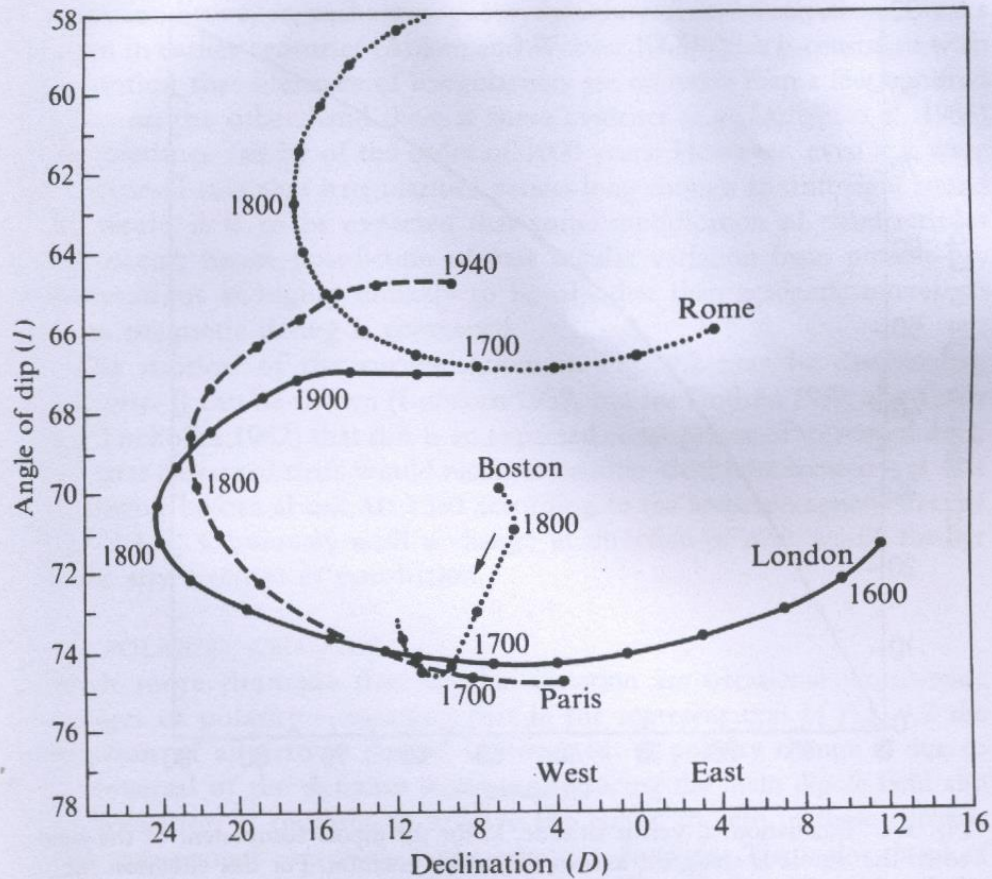


Fig. 9.3 Secular variation according to historical records – London, Paris, Rome and Boston. The time-scale is indicated by dots at 20-year intervals. Prior to AD 1900 the curves shown are those obtained by Bauer (1899) using recorded observations to determine an empirical formula for the change. (From Aitken 1974.)

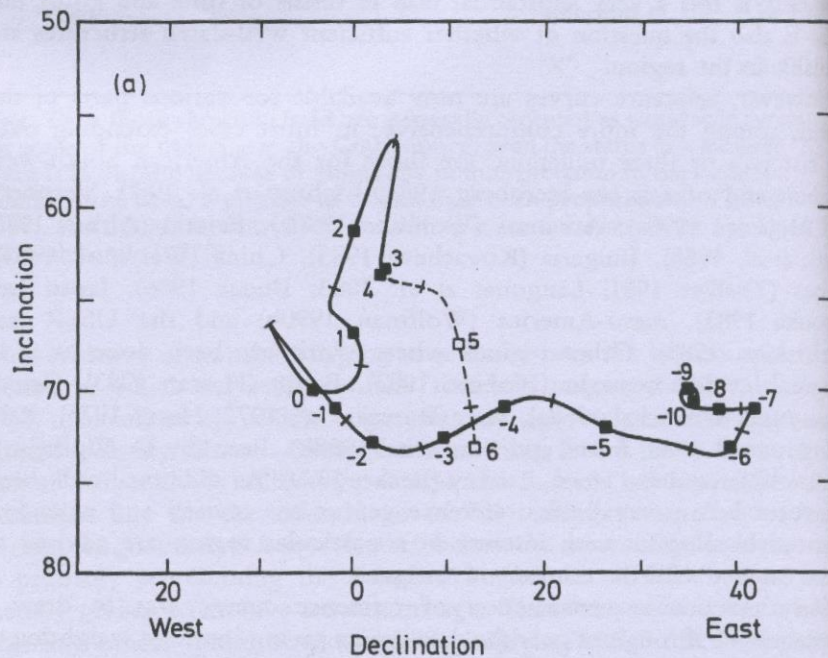
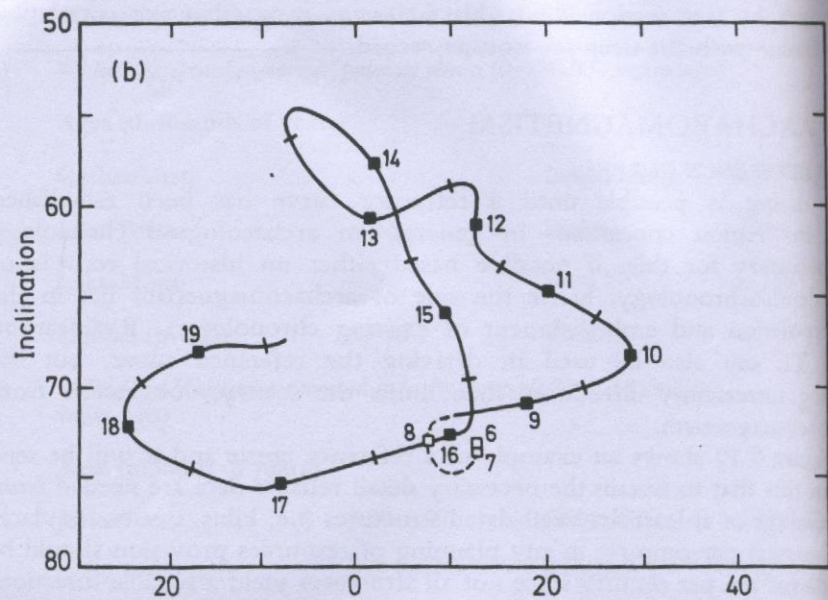


Fig. 9.10 Reference curves for Britain, normalized to 52.4 °N, 1.6 °W (redrawn from Clark *et al.* 1988): (a) 1000 BC–AD 600, (b) AD 600–1975. Figures on the curves indicate date in hundreds of years (negative for BC); transverse ticks are half-century points. Data used are from dated archaeological features, from lake sediments and from direct recording after 1576.

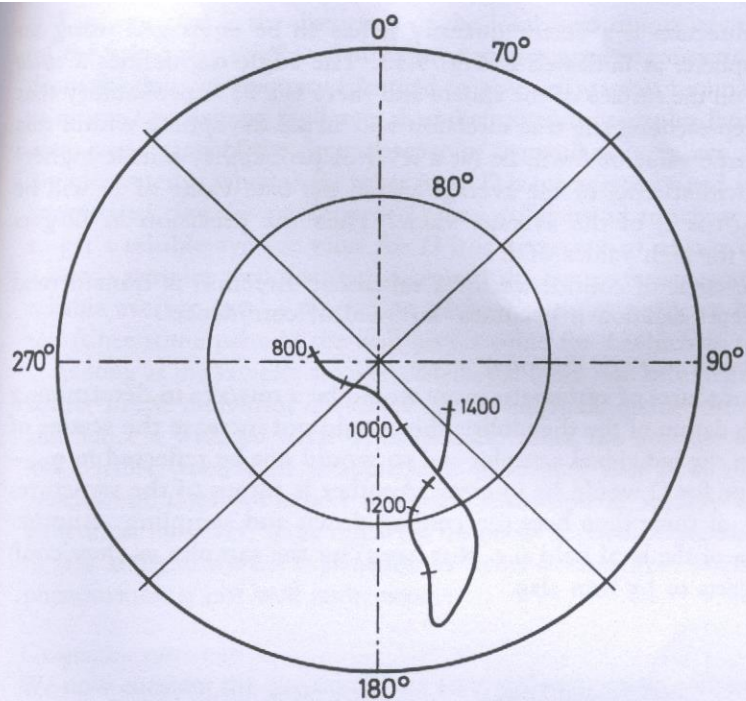


Fig. 9.12 VGP path for American South-west (based on Sternberg and McGuire 1990a). The centre of the diagram represents the geographic North Pole and the concentric circles are lines of latitude; the VGP is the position of the virtual dipole that would produce the observed values of declination and inclination at the site concerned. Transverse marks indicate 100-year intervals; dates are in years AD. The path shown is obtained from weighted averages within a moving window; other versions for this region (see Sternberg 1983) show substantially more variation.

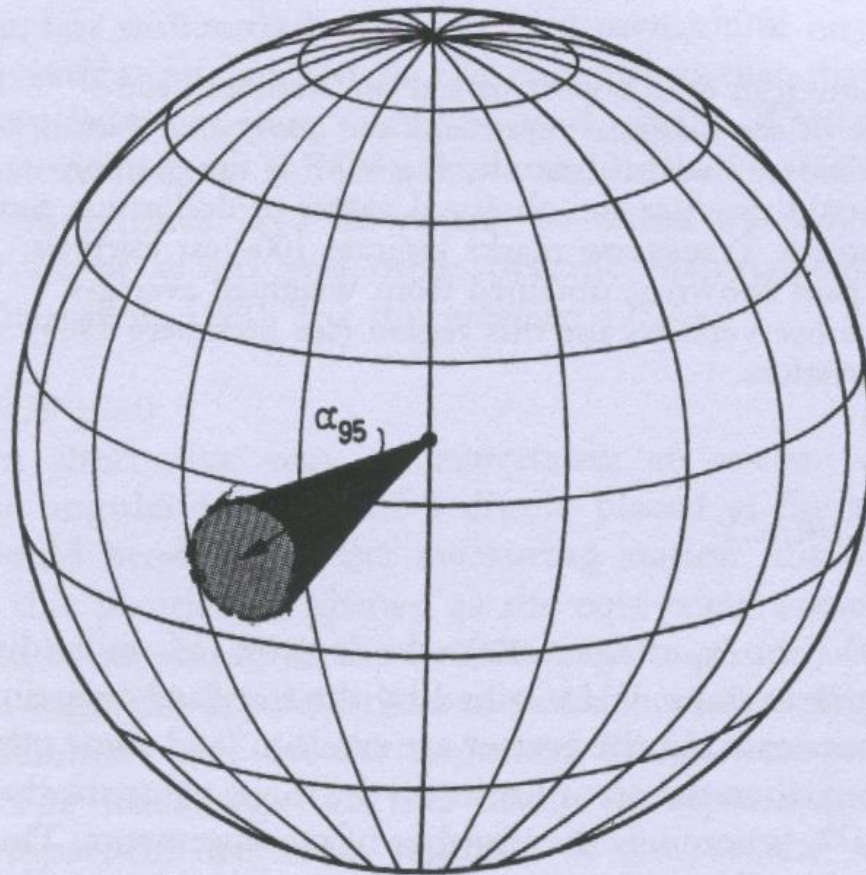


Fig. 9.13 The arrow represents the average of the individual directions measured for a feature. Assuming the scatter is due to random experimental error there is a 95% probability that the true direction lies within a cone of semi-angle α_{95} , calculated from the scatter. The *circle of confidence* is formed by intersection of the cone with the sphere.

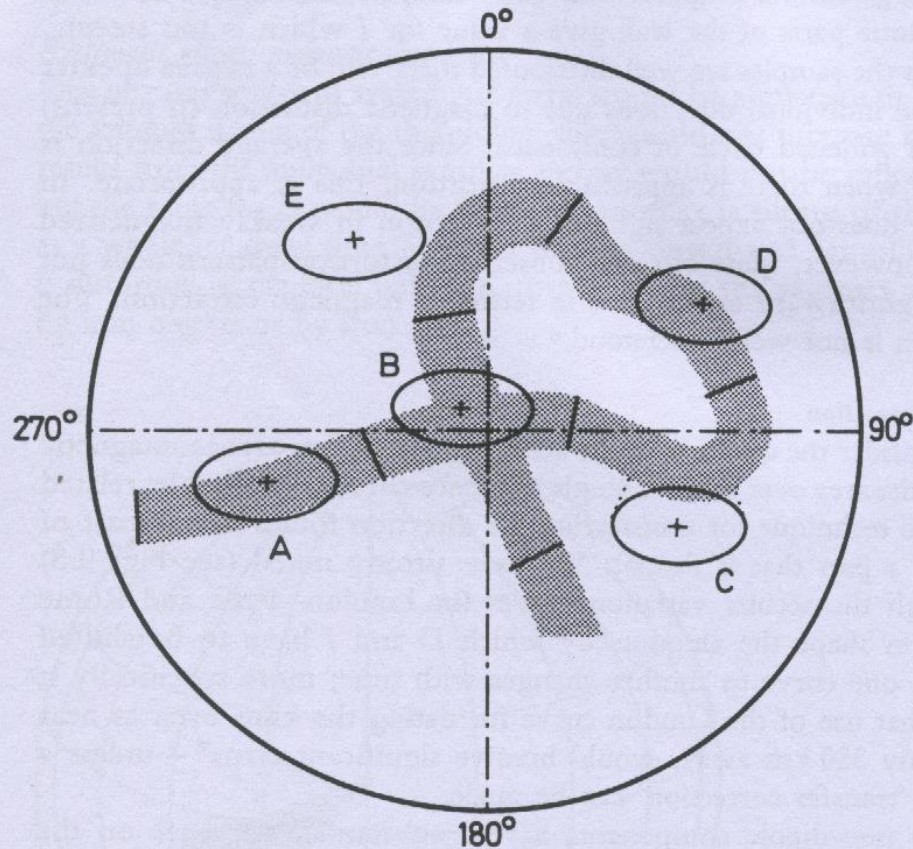


Fig. 9.14 Conversion of remanent direction to date: various circumstances (based on Sternberg and McGuire 1990b). The shaded band represents the reference curve and its confidence limits, in terms of the VGP path, with transverse markers every 100 years. The ellipses represent the 95% confidence limits for the VGPs corresponding to specific archaeological features (of different date). *Case A* is straightforward and the date span is that corresponding to the intersection of the ellipse with the band. *Case B* gives two alternate date spans; sometimes one of these can be rejected on archaeological grounds. *Case C* implies rather a short date span, though wider on a more conservative interpretation. *Case D* gives a date span that is asymmetrical about the midpoint. In *Case E* there is no basis for giving a date; perhaps the feature belongs to an earlier or later part of the reference band not shown in the diagram; of course the same could be true for the other features and archaeological evidence is needed in order to rule out that possibility.

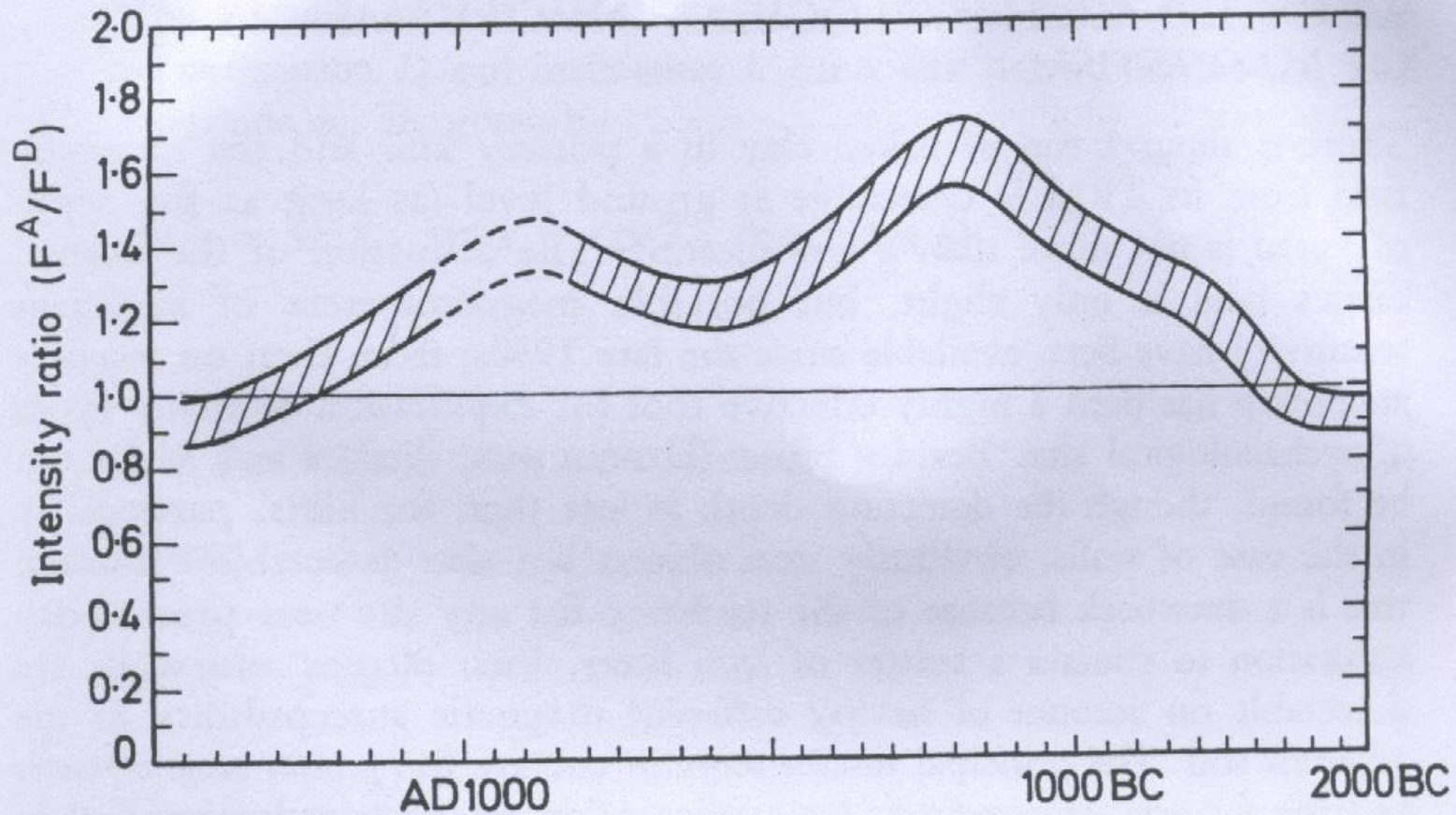


Fig. 9.15 Ancient magnetic field intensity, F^A , expressed relative to the present-day intensity, F^D (based on Aitken *et al.* 1989.)

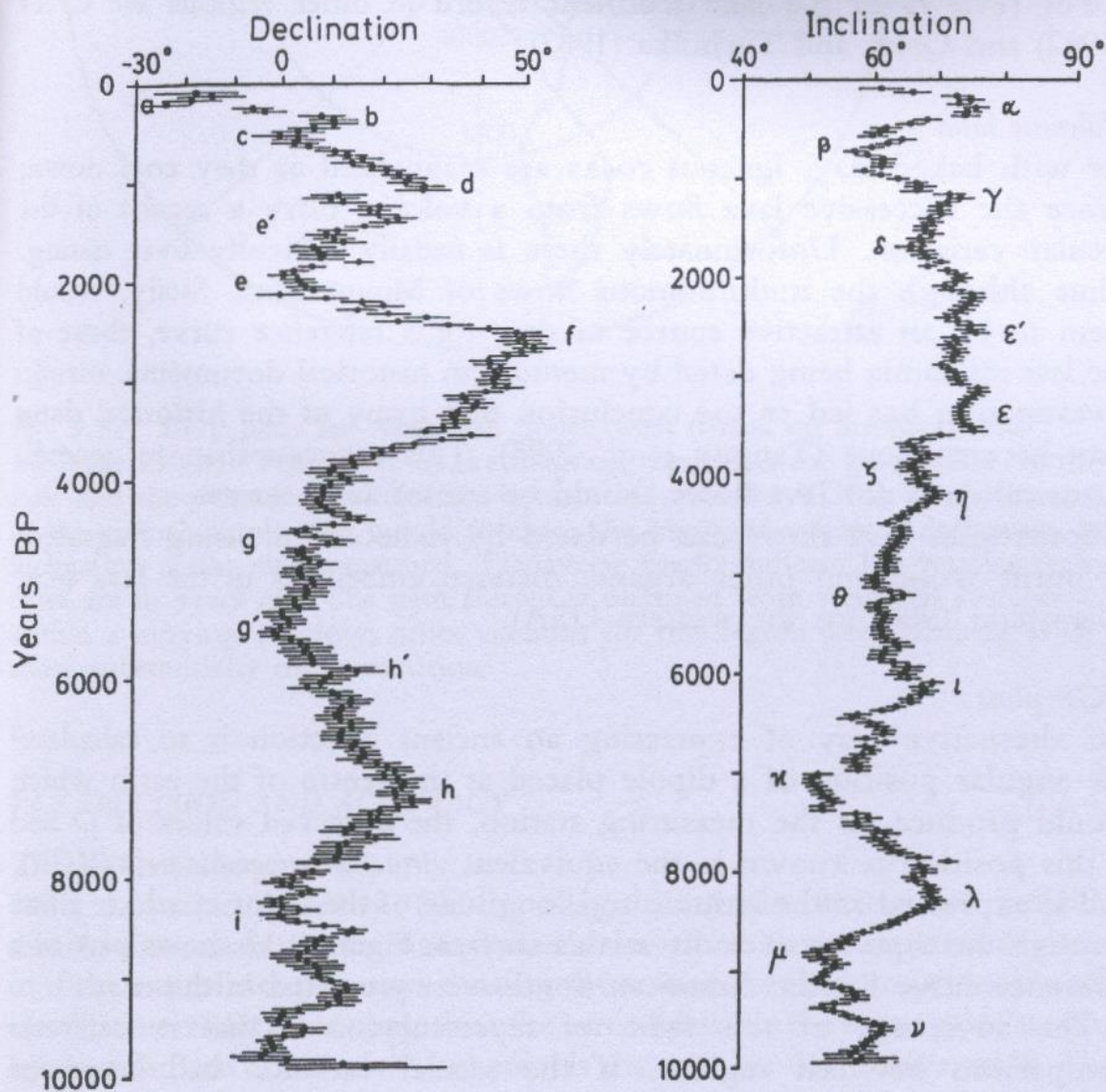
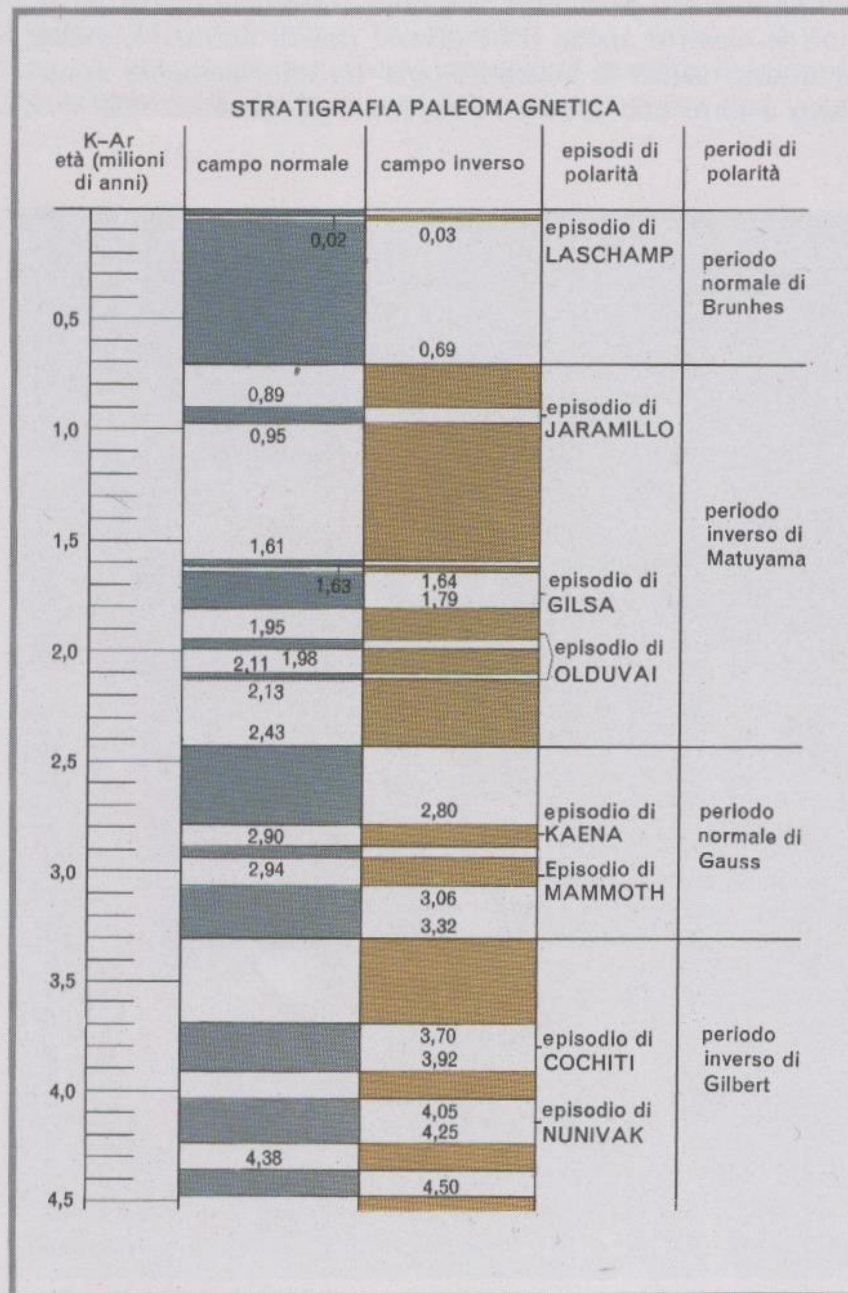


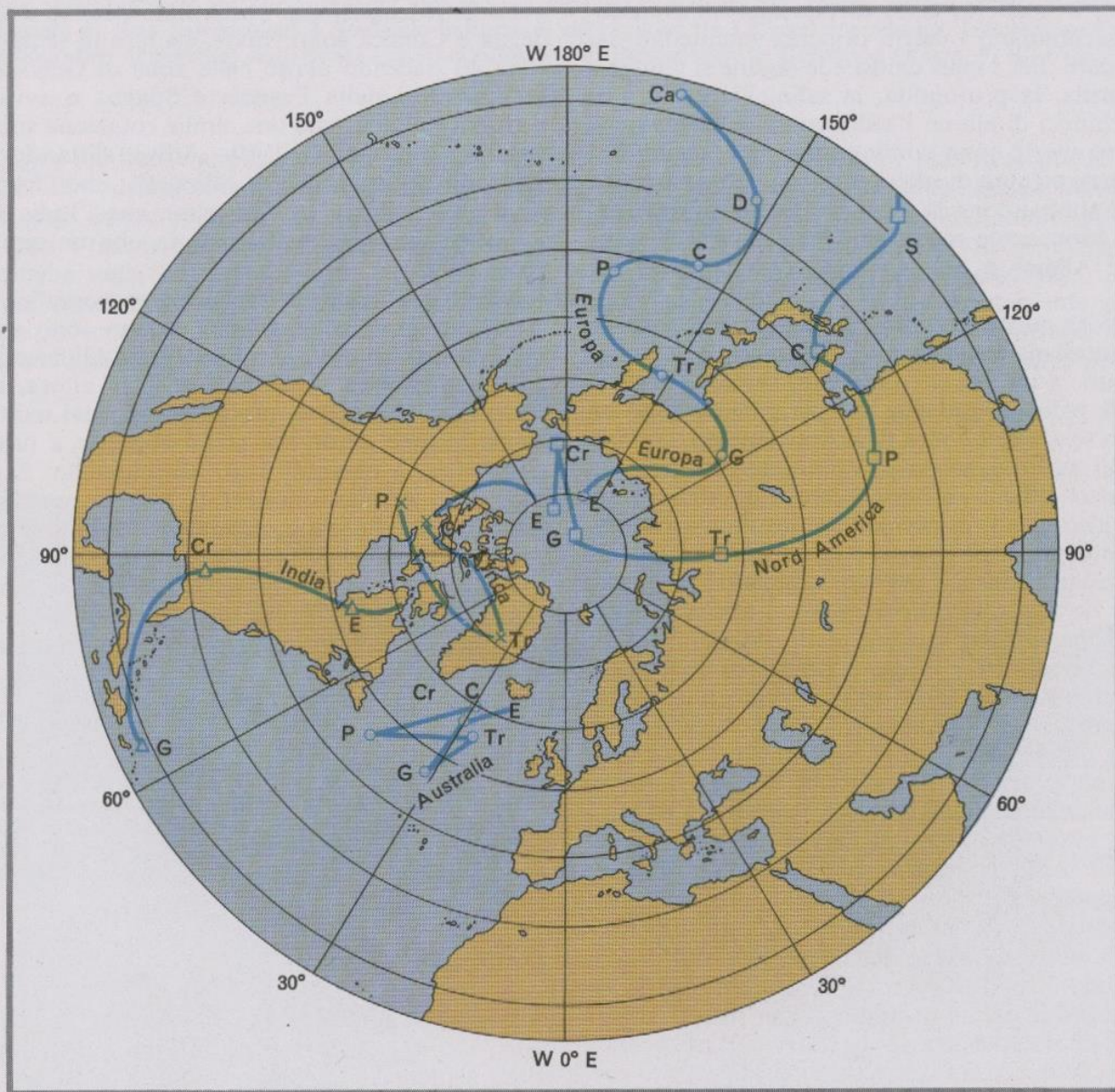
Fig. 9.11 Composite lake sediment record for Britain derived by Turner and Thompson (1982) from ten cores of sediment. The letters mark the extremities of the swings of direction and facilitate comparison with other records: thus 'd' corresponds to the easterly declination seen in the archaeomagnetic record *c.* AD 1000, and 'β' to the shallow inclination from AD 1200 to 1400.



Stratigrafia paleomagnetica e comportamento del campo magnetico terrestre negli ultimi 4,5 milioni di anni. Sulla sinistra e all'interno dello schema sono indicate le età radiometriche dei diversi episodi.

Le posizioni trovate per i poli mediante le misure di paleomagnetismo differiscono a seconda che si operi a partire da rocce dell'Europa, dell'America, dell'Australia o di altre regioni del globo. Così i dati ottenuti in Inghilterra indicano che nel periodo triassico il polo nord avrebbe dovuto trovarsi in corrispondenza dell'attuale Siberia orientale e che susseguentemente sarebbe migrato nell'oceano Artico per poi raggiungere l'attuale posizione. Ma le misure effettuate nell'America settentrionale danno una curva di migrazione del polo sistematicamente spostata rispetto alla precedente e la curva di migrazione determinata in base alle misure effettuate più di recente in Australia è molto diversa dalle altre. Questi risultati possono essere interpretati solo ammettendo movimenti relativi dei vari blocchi continentali soggetti a spostamenti e rotazioni sulla superficie del globo come blocchi di ghiaccio della banchisa. Si ha così una verifica della teoria della deriva dei continenti oltreché della espansione dei fondali oceanici, che trovano un buon inquadramento nel modello della tettonica a zolle crostali. Tale conferma risulta tanto più valida in quanto la posizione dei continenti desunta da misure di paleomagnetismo è perlopiù in buon accordo con i diversi dati paleoclimatici disponibili.

Nonostante i continui perfezionamenti apportati alle tecniche di misura dei dati paleomagnetici, notevoli sono ancora le variazioni che si trovano nella posizione dei poli magnetici relativi a un dato continente e a un dato periodo: ma non si tratta sempre di errori. Molte discordanze sono attribuibili a disturbi tettonici, come grandi faglie o movimenti orogenetici, che hanno modificato la posizione relativa di intere regioni; altre differenze sono imputabili a insufficiente conoscenza dell'età e dell'evoluzione delle formazioni rocciose.



Proiezione stereografica dell'emisfero nord con le curve di migrazione del polo magnetico in base ai dati paleomagnetici ottenuti in Europa, Nord America, Australia, India e Africa. Le età geologiche dei campioni esaminati sono indicate mediante le lettere: E, Eocene; Cr, Cretaceo; G, Giurese; Tr, Triassico; P, Permiano; C, Carbonifero; D, Devoniano; S, Siluriano; infine, Ca, Cambriano (da A. Holmes).

Table 9.1 Some polarity subchrons of the last 2.5 million years

(a) Within the Brunhes normal polarity chron (0–730,000 years ago)			
Ages (thousands of years)			
Gothenburg	c. 12	Lake Mungo	c. 30
Lake Biwa	c. 18	Blake	104–117
Lake Mono	c. 25	Biwa I	c. 180
Laschamp–Olby	30–45	Biwa II	c. 295
(b) Within the Matuyama reversed polarity chron (0.73–2.48 million years ago)			
Ages (millions of years)			
Jaramillo	0.90–0.97	Olduvai	1.67–1.87
Cobb Mountain	c. 1.12	Réunion I	2.01–2.04
Gilsa	c. 1.58	Réunion II	2.12–2.14
		'X'	c. 2.31

Note: Only those shown in **bold** are generally accepted as worldwide events; for some of the others, e.g. the Gothenburg, even the status as a localized event is in dispute because of ambiguity in interpretation of the evidence. Besides those listed a number of others have been proposed (see Tarling 1983). For the Matuyama chron the dating is from the review by Mankinen and Dalrymple (1979).

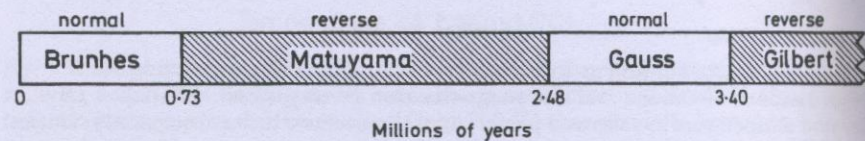


Fig. 9.5 Major polarity chrons of the last 5 million years with ages for transitions based on potassium–argon (see Mankinen and Dalrymple 1979). Alternative terminology is *zone*, formerly *epoch*.