

## Il paleomagnetismo

### 2.1. COSTITUENTI FERRIMAGNETICI DELLE ROCCE.

Tratteremo il paleomagnetismo solo in vista dell'aiuto che esso può dare allo studioso del campo magnetico terrestre, trascurando cioè i numerosi e interessantissimi problemi che ne derivano sia per lo studioso della fisica dello stato solido, in particolare del magnetismo della materia, sia per il geologo.

Lo studio del paleomagnetismo si basa sulla proprietà che presentano molte rocce, piuttosto intensamente quelle ignee, con minore intensità quelle sedimentarie, di magnetizzarsi permanentemente e stabilmente secondo la direzione del campo magnetico terrestre esistente all'epoca di formazione delle rocce stesse.

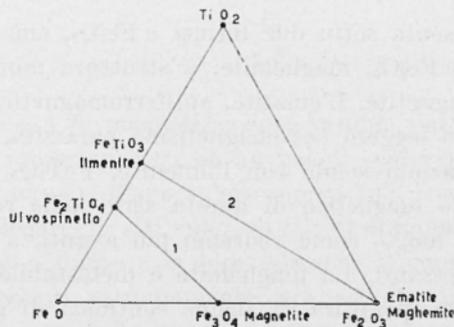


Fig. 2.1

Inizieremo la trattazione accennando a quali siano nelle rocce i portatori delle proprietà magnetiche. Nella grande maggioranza dei casi si tratta di ossidi di Ferro in soluzione solida con ossido di Titanio. La situazione si può illustrare mediante una rappresentazione ternaria (fig. 2.1), in cui ai vertici del triangolo compaiono gli ossidi di

Ferro  $\text{FeO}$ , con ione di Ferro bivalente  $\text{Fe}^{++}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , con ioni di Ferro trivalente  $\text{Fe}^{+++}$ , e il biossido di Titanio  $\text{TiO}_2$ . Una caratteristica fondamentale di molti di questi composti è quella di essere ferrimagnetici (o antiferromagnetici).

Se ci poniamo al centro della base del triangolo, troviamo il composto principale di tutta la configurazione,  $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ , o  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , cioè la magnetite. Essa cristallizza nel sistema monometrico, e ha la struttura di uno spinello inverso; le sue proprietà ferrimagnetiche sono dovute al fatto che nel reticolo cristallino gli ioni  $\text{Fe}^{++}$  e metà degli ioni  $\text{Fe}^{+++}$  hanno il momento magnetico parallelo fra loro ma antiparallelo all'altra metà degli ioni  $\text{Fe}^{+++}$ . La sua intensità di magnetizzazione di saturazione a temperatura ambiente è di circa 500 u.e.m.  $\text{cm}^{-3}$  ( $5 \cdot 10^5 \text{ Am}^{-1}$ ), la sua temperatura di Curie di 578 °C. In natura essa si presenta spesso in soluzioni solide con ossido di Titanio, in proporzioni variabili, formando la serie delle titanomagnetiti, rappresentate dalla retta 1 della fig. 2.1. Questa serie ha, come la magnetite pura, la struttura di spinelli inversi; l'intensità di magnetizzazione di saturazione e il punto di Curie diminuiscono nella serie al diminuire della percentuale in magnetite; l'altro termine estremo della serie,  $\text{Fe}_2\text{TiO}_4$  (detto anche ulvospinello), è paramagnetico a temperatura ambiente, ma in natura non è stato ancora trovato come cristallo isolato, e le sue proprietà sono state studiate solo su campioni preparati in laboratorio.

$\text{Fe}_2\text{O}_3$  si presenta sotto due forme:  $\alpha \text{Fe}_2\text{O}_3$ , ematite, a struttura romboedrica, e  $\gamma \text{Fe}_2\text{O}_3$ , maghemite, a struttura monometrica a spinello come la magnetite. L'ematite, antiferromagnetica a temperatura ambiente, con un leggero ferromagnetismo parassita, forma (retta 2) una serie di soluzioni solide con l'ilmenite,  $\text{FeTiO}_3$ , paramagnetica; il comportamento magnetico di questa serie nelle rocce è piuttosto complicato e dà luogo, come vedremo più avanti, a fenomeni particolarmente interessanti. La maghemite è metastabile, e si trasforma in ematite alla temperatura di alcune centinaia di gradi centigradi; essa forma, analogamente alla magnetite, la serie delle titanomaghemiti ferrimagnetiche, che hanno una notevole importanza nel magnetismo delle rocce.

Degli altri composti di Ferro esistenti nelle rocce l'unico importante dal punto di vista magnetico è un solfuro, la Pirrotite, usualmente espressa dalla formula  $\text{FeS}_{1+x}$ , dove  $x$  è compreso fra 0 e 0,15 circa. Le sue proprietà magnetiche dipendono appunto dal valore

di  $x$ : per  $0 < x < 0,10$  essa è antiferromagnetica, per  $0,10 < x < 0,15$  è ferrimagnetica.

## 2.2. MAGNETIZZAZIONE DELLE ROCCE.

Nelle rocce esistono due specie di magnetizzazione: la magnetizzazione indotta e la magnetizzazione residua. La magnetizzazione indotta è dovuta alla presenza di un campo magnetico che tende ad allineare i domini ferromagnetici nella propria direzione; nello studio che ci interessa questo campo evidentemente esiste sempre, essendo il campo magnetico terrestre. La magnetizzazione indotta è data dalla relazione  $I = \chi F$ , dove  $I$  è l'intensità di magnetizzazione e  $\chi$  la suscettività; per una suscettività isotropa la relazione si può scrivere in forma vettoriale  $I = \chi F$ .

La magnetizzazione residua è la magnetizzazione che la roccia possiede indipendentemente dall'esistenza di un campo esterno agente attualmente.

Dalla metà del secolo scorso è noto che le rocce vulcaniche possiedono una forte intensità di magnetizzazione residua. Una grandezza che dà una indicazione di questa intensità è il rapporto di Königsberger  $Q_n$ :

$$Q_n = \frac{I_n}{\chi F}$$

dove  $I_n$  è l'intensità di magnetizzazione residua naturale. Nella maggior parte delle rocce ignee  $Q_n$  ha un valore compreso fra 2 e 10, ma in alcuni basalti effusivi il suo valore supera 100. Due sono le possibili ipotesi atte a spiegare gli alti valori di  $Q_n$ : a) al momento della formazione delle rocce o durante la loro esistenza il campo geomagnetico ha presentato valori estremamente più elevati di quello attuale; b) la magnetizzazione delle rocce è stata acquisita mediante un particolare processo capace di produrre una elevata intensità di magnetizzazione. Le due ipotesi in realtà non si escludono a vicenda, ma vedremo più avanti che la prima non è confermata dai dati sperimentali. La seconda ipotesi è invece certamente fondata, in quanto lave recenti (ad esempio quelle del vulcano giapponese Mihara, emesse nel 1931 e nel 1940, cioè in presenza dell'attuale campo terrestre) hanno un valore di  $Q_n$  dell'ordine di 100. Si è dunque condotti a supporre

l'esistenza di un processo di magnetizzazione che entra in atto durante il raffreddamento delle rocce dallo stato magmatico alla temperatura ambiente.

### 2.3. MAGNETIZZAZIONE TERMORESIDUA.

Tale processo è stato confermato in laboratorio, e alla magnetizzazione così prodotta è stato dato il nome di *magnetizzazione termoresidua*. Essa è, insieme alla magnetizzazione per sedimentazione di cui parleremo più avanti, il processo di magnetizzazione fondamentale per il paleomagnetismo.

Si può qui accennare, dato che ciò ci sarà utile in seguito, che il fatto di poter produrre artificialmente la magnetizzazione termoresidua ci suggerisce di definire un rapporto  $Q_T$  analogo a  $Q_n$ :

$$Q_T = \frac{I_T}{\chi F} .$$

Esso è il rapporto fra l'intensità di magnetizzazione  $I_T$  ottenuta in laboratorio in un campione di roccia raffreddato in un campo  $F$  a partire da una certa temperatura  $T$ , generalmente superiore alla temperatura di Curie dei costituenti ferrimagnetici della roccia, e la magnetizzazione indotta a temperatura ambiente dallo stesso campo  $F$ .

L'importanza paleomagnetica della magnetizzazione termoresidua è basata su tre sue proprietà fondamentali: *a*) nel processo di magnetizzazione l'intensità di magnetizzazione acquisita ha, salvo eccezioni di cui si parlerà in seguito, una direzione parallela al campo magnetico applicato; *b*) per valori bassi del campo (pochi gauss) l'intensità di magnetizzazione acquisita è proporzionale all'intensità del campo; *c*) la magnetizzazione termoresidua è in generale estremamente stabile. La proprietà *a*) permette la deduzione della direzione del campo all'epoca di formazione della roccia, ed è questo il caso generalmente studiato, mentre la proprietà *b*) permette, almeno in linea di principio, la determinazione dell'intensità del campo a quell'epoca; la proprietà *c*), infine, garantisce l'attendibilità delle conclusioni dedotte dallo studio di questo tipo di magnetizzazione.

Nella pratica, per l'attendibilità dei risultati occorre accertarsi di due circostanze molto importanti: 1) la magnetizzazione naturale

che noi misuriamo in un campione di roccia è effettivamente una magnetizzazione termoresidua? 2) una volta accertato che si tratti effettivamente di tale tipo di magnetizzazione, siamo certi che eventuali proprietà anisotrope della roccia o cause fisiche diverse, come forti tensioni o pressioni (alle quali le rocce sono normalmente sottoposte) non abbiano sostanzialmente mutato lo stato originale, cioè abbiano annullato il parallelismo fra la magnetizzazione e il campo terrestre che l'ha prodotta?

Per quanto riguarda il punto 1), dobbiamo in primo luogo cercare di comprendere come fisicamente si produce la magnetizzazione termoresidua, perché su tale conoscenza si basano in gran parte i controlli di laboratorio che vengono eseguiti sui campioni di roccia in esame per assicurarsi della attendibilità dei risultati paleomagnetici.

Possiamo innanzi tutto riprodurre in laboratorio la magnetizzazione termoresidua; dopo aver smagnetizzato termicamente il campione, il che si ottiene riscaldandolo al di sopra del punto di Curie  $T_C$  e facendolo raffreddare in campo nullo, lo si riscalda alle temperature  $T_1, T_2 \dots$ , si raffredda dopo ciascun riscaldamento in un campo  $F$ , per esempio quello terrestre, fino alla temperatura ambiente  $T_a$  e si misura l'intensità di magnetizzazione prodotta in ogni raffreddamento

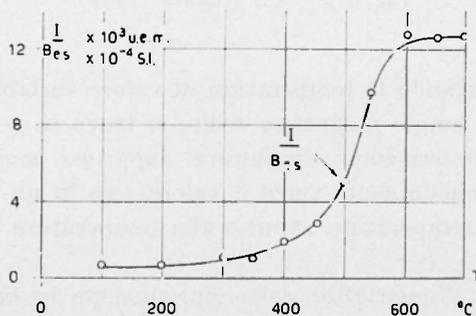


Fig. 2.2 - Da Nagata (1961).

in funzione della temperatura  $T_1, T_2 \dots$ . La curva tipica che si ottiene è quella della fig. 2.2, la quale mostra che la magnetizzazione cresce rapidamente in un intervallo di temperatura limitato, immediatamente inferiore alla temperatura di Curie dei minerali ferrimagnetici contenuti nella roccia, raggiungendo infine un valore di saturazione quando

$T > T_c$ . Un altro tipo di curva è quello della fig. 2.3, che viene interpretato con l'esistenza di due diverse temperature di Curie, cioè con l'esistenza nel campione studiato di due costituenti ferrimagnetici diversi. La temperatura alla quale la curva è più ripida viene chiamata « temperatura di blocco » (*blocking temperature*).

Un'utile conferma di questi risultati si ottiene studiando come si comporta l'intensità di magnetizzazione naturale del campione all'aumentare della sua temperatura, il che si può fare sia misurando il valore della intensità di magnetizzazione a temperature via via

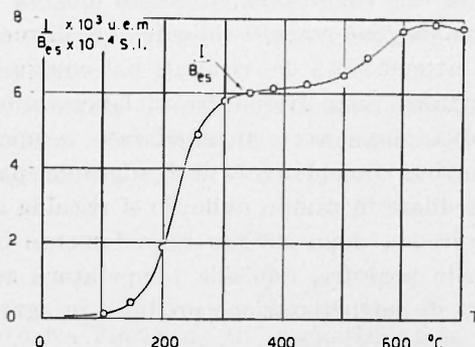


Fig. 2.3 - Da Nagata (1961).

crecenti, sia portando la temperatura al valore variabile  $T > T_a$  indi raffreddando in campo magnetico nullo; si trova in generale che l'intensità di magnetizzazione diminuisce dapprima molto lentamente, per poi cadere rapidamente verso il valore zero in un intervallo piuttosto stretto di temperatura attorno alla temperatura di blocco sopra definita.

È evidente l'importanza della riproduzione in laboratorio della magnetizzazione termoresidua di un campione di roccia: si tratta di un metodo tendente a controllare sia se le caratteristiche termiche della magnetizzazione naturale coincidono con quelle della magnetizzazione artificiale (identificazione del carattere termoresiduo della magnetizzazione della roccia), sia se quella data roccia presenti o meno delle anomalie di comportamento nella magnetizzazione per raffreddamento (anomalie di cui si parlerà in seguito), e quindi se la sua magnetizzazione naturale sia attendibile per lo studio del paleomagnetismo.

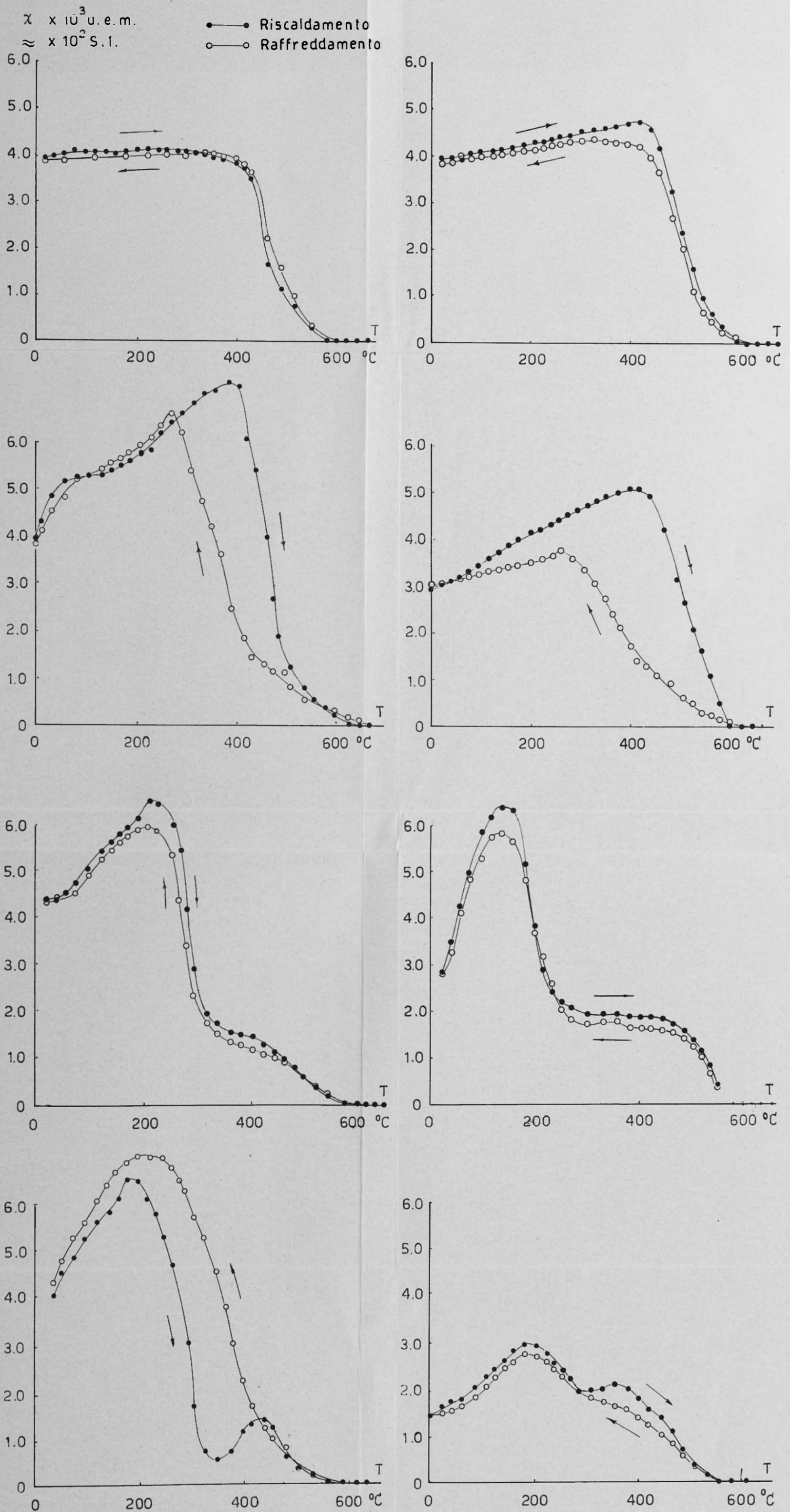


Fig. 2.4 - Da Nagata (1953).

Può avvenire tuttavia che il procedimento di magnetizzazione termoresidua artificiale perda di validità come processo di controllo: di ciò ci si può accorgere facilmente mediante lo studio dell'andamento della suscettività con la temperatura. Al contrario delle sostanze paramagnetiche, la suscettività dei costituenti ferrimagnetici delle rocce aumenta (o al più rimane quasi costante) all'aumentare della temperatura, per poi diminuire bruscamente quando si raggiunge la temperatura  $T_c$ . La misura di suscettività si può eseguire sia nel processo di riscaldamento che in quello di raffreddamento, ed è molto interessante il confronto fra le curve  $\chi(T)$  nei due processi: se esse coincidono, i minerali non si sono alterati durante il riscaldamento, se invece esse sono diverse, il processo di riscaldamento ha prodotto delle alterazioni chimiche nei minerali, in modo che nel processo di raffreddamento essi non sono più quelli originari. In questo caso è evidente che, nel procedimento di magnetizzazione termoresidua artificiale, la magnetizzazione per raffreddamento, successiva alla smagnetizzazione termica, non ha praticamente alcuna relazione con quella naturale; la magnetizzazione termoresidua artificiale non offre in tal caso alcun elemento atto a permettere una valutazione della attendibilità della magnetizzazione naturale per le misure paleomagnetiche.

Nelle curve  $\chi(T)$  si possono talora osservare due o più cadute della suscettività a temperature diverse; ciò sta a indicare, in modo analogo alle curve di magnetizzazione, l'esistenza di due o più punti di Curie diversi, cioè la presenza nella roccia in esame di più costituenti ferrimagnetici a  $T_c$  diversa. Curve  $\chi(T)$  dei vari tipi sono rappresentate nella fig. 2.4.

Come si è detto, la fig. 2.2 e il processo di smagnetizzazione termica mostrano che la maggior parte della magnetizzazione viene acquisita in un limitato intervallo attorno alla temperatura di blocco. Ciò è confermato dal processo di *magnetizzazione residua parziale*. Esso si ottiene facendo in modo che nel raffreddamento da una temperatura superiore a  $T_c$  il campo magnetico  $F$  sia applicato *solo* in un certo intervallo di temperatura, e misurando poi la magnetizzazione prodotta a  $T_a$ ; al variare dell'intervallo di temperatura nel quale è applicato il campo si ottiene lo «spettro della magnetizzazione residua parziale». La fig. 2.5 rappresenta tale spettro per la roccia di cui alla fig. 2.2, per intervalli di temperatura di 50°, e da essa si vede come la maggior parte della magnetizzazione venga acquisita fra i 500 °C e i 600 °C, appunto attorno alla temperatura di blocco. La curva trat-

teggiata, ottenuta dalla fig. 2.2 riportando in funzione della temperatura le differenze nella magnetizzazione prodotta fra due temperature diverse fra loro di  $50^\circ$  (è in sostanza la curva « derivata »), coincide quasi esattamente con quella di magnetizzazione parziale. Di qui si deduce il principio di addittività della magnetizzazione termoresidua:

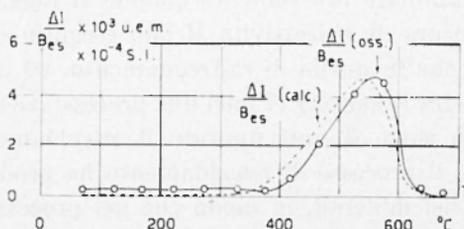


Fig. 2.5 - Da Nagata (1961).

L'intensità di magnetizzazione *totale* (cioè ottenuta raffreddando fino a  $T_a$  da una temperatura superiore a  $T_c$  in un campo magnetico  $F$ ) è uguale alla somma delle intensità di magnetizzazione ottenute applicando il campo solo nei vari intervalli di temperatura (e naturalmente lasciando poi raffreddare fino a  $T_a$ ).

Non sarà inutile a questo punto un breve cenno della teoria, dovuta soprattutto a Néel, sull'origine della magnetizzazione termoresidua. Si tratterà solo la teoria semplificata, che considera il mezzo ferromagnetico come un insieme di granuli costituiti ciascuno da un unico dominio di Weiss.

Questi domini hanno in generale una magnetizzazione spontanea (cioè anche in assenza di campo esterno), caratterizzata da due possibili orientazioni, opposte l'una all'altra e aventi fra loro una differenza di energia  $\Delta E$  dipendente dalle caratteristiche elastiche e magnetiche del reticolo cristallino. La magnetizzazione del corpo è nulla quando, in assenza di campo magnetico esterno, la neutralizzazione delle varie coppie di domini con magnetizzazioni opposte è totale, oppure i domini stessi sono orientati a caso in tutte le direzioni; un campo magnetico esterno può tuttavia orientare una frazione dei domini (dipendente dall'intensità del campo) nella propria direzione e nel proprio verso e produrre una magnetizzazione  $I$ . Annullando il campo esterno, il comportamento collettivo dei domini dipende dal rapporto fra la barriera di energia  $\Delta E$  e l'energia termica  $kT$  ( $k$  è la

costante di Boltzmann); la magnetizzazione  $I$  decade nel tempo con andamento esponenziale

$$I = I_0 e^{-(t/\tau_0)}$$

dove  $\tau_0$  è chiamato il tempo di rilassamento. Se  $\tau_0$  è piccolo la smagnetizzazione è rapida, se esso ha un valore elevato la  $I$  presenta una marcata stabilità.  $\tau_0$  non governa solo il processo di smagnetizzazione, ma anche quello di magnetizzazione, cioè di orientamento dei domini nella direzione del campo esterno: nel caso che  $\tau_0$  sia piccolo si raggiungerà, per ogni valore del campo, una situazione di equilibrio in cui la magnetizzazione non potrà aumentare a causa dell'opposta tendenza alla smagnetizzazione, né diminuire, a causa dell'azione del campo; il materiale ferromagnetico si troverà in uno stato cosiddetto *superparamagnetico*. Il tempo di rilassamento  $\tau_0$  è dato dalla relazione

$$1/\tau_0 = f_0 e^{-(K_u v/kT)} \quad [2.1]$$

dove  $v$  è il volume del dominio,  $K_u$  è l'energia di anisotropia (caratteristica del materiale ferromagnetico in esame) e  $f_0$  è a sua volta una funzione della temperatura in cui compaiono varie grandezze caratteristiche del materiale (elastiche, magnetiche ecc.). La [2.1] mostra che  $\tau_0$  è influenzato in misura marcatissima dal rapporto  $v/T$ , aumentando molto rapidamente all'aumentare di  $v/T$ .

Vediamo ora che cosa avviene in un minerale di Ferro contenuto in un magma che si raffredda. Quando la temperatura raggiunge, diminuendo, il punto di Curie  $T_c$ , si formano i domini ferromagnetici aventi un certo volume  $v$ , non necessariamente uguale per tutti i domini. Essendo  $T_c$  piuttosto elevata, il rapporto  $v/T_c$  sarà piccolo e piccolo sarà anche il valore di  $\tau_0$ ; il campo magnetico terrestre orienterà subito questi domini facendo assumere alla materia uno stato superparamagnetico. All'ulteriore diminuire di  $T$  il rapporto  $v/T$  aumenta e di conseguenza aumenta rapidamente  $\tau_0$  e la magnetizzazione acquisita si fa stabile; già alla temperatura di blocco la magnetizzazione è pressoché completata (essa non è tuttavia una magnetizzazione satura). La relativa larghezza dell'intervallo di temperatura in cui la magnetizzazione si produce (vedi fig. 2.5) è dovuta al variare di  $v$ , e quindi del rapporto  $v/T$ , da dominio a dominio. Alla temperatura ambiente  $T_a$  il tempo di rilassamento  $\tau_0$  è dell'ordine della scala dei tempi geologici; ciò vuol dire che i domini sono fortemente « fissati » nel minerale, o, in termini magnetici, essi presentano una elevata *forza coercitiva*.

Da questo breve cenno di teoria si comprendono abbastanza facilmente le tre proprietà *a)*, *b)*, *c)* della magnetizzazione termoresidua. Per quanto riguarda la proprietà *c)*, è utile precisare che stabilità significa non solo grande durata nel tempo, ma anche notevole resistenza contro azioni fisiche tendenti ad annullarla; ciò permette di depurarla dalla sovrapposizione di altri tipi di magnetizzazione meno stabili, di cui parleremo fra breve. Uno dei metodi di depurazione è il cosiddetto « lavaggio » magnetico in campo alternato.

Il procedimento consiste nel misurare anzitutto la direzione e l'intensità della magnetizzazione naturale di un campione di roccia; questo viene poi sottoposto a un campo magnetico alternato di frequenza dell'ordine dei 50 Hz e di ampiezza  $B_1$ , che viene fatta lentamente decrescere fino a zero. Questo campo « libera » e mette in vibrazione i domini di Weiss aventi forza coercitiva minore di  $B_1$ ; al diminuire dell'ampiezza del campo tornano a essere « fissati » domini di forza coercitiva via via minore, e in media le orientazioni verranno fissate in tutte le direzioni, il che comporterà una diminuzione dell'intensità e una variazione della direzione originaria dipendenti dal numero dei domini di bassa forza coercitiva. Si ripete l'operazione con un campo di ampiezza iniziale  $B_2 > B_1$ , e così di seguito. Riportando in un grafico l'intensità di magnetizzazione (o la direzione) misurata alla fine di ogni ciclo in funzione dell'ampiezza  $B$  iniziale del ciclo, si trova che la curva ottenuta si divide in due componenti, una che decade rapidamente con  $B$ , l'altra molto lentamente. La prima componente si riferisce a tipi di magnetizzazione instabili, mentre la seconda si riferisce alla magnetizzazione termoresidua. Con questo procedimento le magnetizzazioni instabili vengono eliminate.

#### 2.4. ALTRI TIPI DI MAGNETIZZAZIONE.

I tipi di magnetizzazione che nel corso del tempo si possono sovrapporre alla magnetizzazione residua sono sostanzialmente la *magnetizzazione residua isoterma* e la *magnetizzazione viscosa*; un tipo che invece può o sovrapporsi o sostituirsi ad essa è la *magnetizzazione residua chimica*.

La magnetizzazione residua isoterma è quella magnetizzazione ben nota che ha origine dall'applicazione e dal successivo annullamento, a temperatura costante, in particolare a temperatura ambiente,

di un campo di intensità sufficiente (si ricordino le considerazioni che in fisica si fanno sul ciclo di isteresi); la roccia in esame può aver subito l'azione di un intenso campo magnetico, del tutto estraneo al campo terrestre, ed avere così acquisito una magnetizzazione che si somma vettorialmente a quella termoresidua. Gli unici campi magnetici di questo genere possibili in natura sono quelli originati dai fulmini, e il loro effetto si estende per qualche metro attorno al punto colpito, provocando nella roccia una magnetizzazione la cui direzione può essere notevolmente diversa da quella originaria e variabile abbastanza sistematicamente da punto a punto. La magnetizzazione isoterma è facilmente eliminabile mediante il lavaggio magnetico.

La magnetizzazione viscosa è dovuta al lungo permanere della roccia in un campo magnetico diverso da quello esistente all'istante in cui essa si era formata. L'energia di agitazione termica, per quanto piccola a temperatura ambiente, può « liberare » i domini magnetici a minore forza coercitiva, e questi, sotto l'azione del campo magnetico, tendono ad allinearsi nella direzione di esso. L'effetto è del tutto trascurabile per gli intervalli di tempo disponibili nelle esperienze di laboratorio, ma può diventare importante quando il campo (quello terrestre successivo alla data di formazione della roccia) viene applicato per un tempo dell'ordine di  $10^6$  anni. Anche la magnetizzazione viscosa può venire eliminata mediante lavaggio magnetico.

La magnetizzazione residua chimica, infine, ha origine nell'alterazione chimica dei minerali contenuti nella roccia, i quali col tempo possono trasformarsi da paramagnetici in ossidi ferrimagnetici; inoltre gli stessi componenti ferrimagnetici originari possono alterarsi, ad esempio per ossidazione, acquistando nuove caratteristiche magnetiche. Questo processo avviene in generale a temperatura costante, ma ad esso può applicarsi ugualmente la teoria di Néel; il tempo di rilassamento  $\tau_0$  di questa teoria, infatti, dipende dal rapporto  $v/T$ , che in questo caso varia perché a  $T$  costante varia  $v$  per accrescimento chimico. La magnetizzazione si produce in modo del tutto analogo alla magnetizzazione termoresidua, e si può definire un certo *volume di blocco* dei granuli ferrimagnetici. Per questa ragione la magnetizzazione residua chimica è fortemente stabile, tanto che potrebbe essere utilizzata per gli studi paleomagnetici se non presentasse il grave inconveniente di avere una data di origine completamente sconosciuta e in ogni caso, probabilmente, molto diluita nel tempo. Essa ha in generale una intensità nettamente inferiore a quella termo-

residua, e questo è un elemento che può far distinguere i due tipi di magnetizzazione. In vari casi questa distinzione si può tentare, tuttavia, anche mediante prove di laboratorio, con la riproduzione della magnetizzazione termoresidua e il confronto delle curve di magnetizzazione e di suscettività in funzione della temperatura nei processi di riscaldamento e in quelli di raffreddamento.

## 2.5. EFFETTI DI ANISOTROPIA.

Veniamo ora al punto 2) di 2.3 (pag. 51). È noto che esistono rocce, o porzioni di roccia, magneticamente anisotrope, nel senso che esse presentano delle direzioni di più facile e di più difficile magnetizzazione, o, in altre parole, direzioni in cui la suscettività è massima e direzioni in cui essa è minima; si può definire un indice di anisotropia mediante il rapporto  $A = \chi_{\text{mass}}/\chi_{\text{min}}$ . È probabile che in una roccia ignea queste proprietà anisotrope abbiano origine simultaneamente alle proprietà ferrimagnetiche, cioè nel momento in cui la roccia, raffreddandosi, attraversa il punto di Curie; è quindi verosimile che ne sia influenzata la direzione della magnetizzazione termoresidua. Dal punto di vista pratico è necessario tener conto di questa eventualità solo quando la deviazione della direzione di magnetizzazione supera l'errore intrinseco del metodo di misura della direzione stessa (circa  $\pm 3^\circ$ ). Numerosi studi sono stati eseguiti in proposito, ed è risultato che se l'anisotropia non supera il 5% ( $A \leq 1,05$ ) nessuna sensibile influenza si ha sulla direzione della magnetizzazione termoresidua. Ciò pone evidentemente dei limiti alla scelta dei campioni di roccia per lo studio del paleomagnetismo; c'è tuttavia da considerare che non è frequente la circostanza che tutta una unità rocciosa presenti uniformemente un determinato grado di anisotropia: nella maggior parte dei casi gli effetti di anisotropia variano notevolmente in grandezza e segno da punto a punto, per cui essi possono venire eliminati mediando su numerosi campioni di una unità rocciosa.

Considerando invece i possibili effetti sulla direzione di magnetizzazione di tensioni e pressioni cui è sottoposta la roccia già magnetizzata o nel corso della magnetizzazione, si può brevemente riassumere il risultato degli studi eseguiti sull'argomento con la conclusione che tali effetti sono trascurabili in quelle rocce a basso indice di anisotropia che vengono normalmente usate per lo studio del paleomagnetismo.

In ogni caso sembra che gli effetti provocati in laboratorio applicando forti tensioni o pressioni a campioni di roccia, anche se caratterizzati da notevole anisotropia, siano poco stabili e possano venire eliminati mediante smagnetizzazione in campi alternati di intensità anche moderata.

È utile sottolineare che, sebbene dell'argomento di questo paragrafo sia stato qui dato solo un cenno molto breve, a causa della natura del presente lavoro, esso è d'importanza tutt'altro che trascurabile nello studio del magnetismo delle rocce e dovrà in futuro formare l'oggetto di esaurienti ricerche da parte degli studiosi del paleomagnetismo.

## 2.6. MAGNETIZZAZIONE PER SEDIMENTAZIONE.

L'altro tipo di magnetizzazione molto importante ai fini del paleomagnetismo è, come si è accennato in 2.3, la magnetizzazione per sedimentazione. Il materiale di cui è costituito un sedimento contiene frequentemente una piccola frazione di particelle di minerali ferromagnetici, che avevano acquisito la loro magnetizzazione in precedenza e che per erosione delle rocce di origine si sono poi depositate in acque più o meno tranquille. Durante la sedimentazione in ambiente calmo le particelle magnetizzate tendono ad allinearsi lungo la direzione del campo terrestre, in modo che nel complesso il sedimento presenta una intensità di magnetizzazione non nulla; la direzione di magnetizzazione dovrebbe rispecchiare, almeno in linea di principio, quella del campo all'epoca di origine della roccia sedimentaria. In realtà processi piuttosto complicati di interazione meccanica fra le particelle che si depositano e quelle già depositate fanno sì che, mentre in generale la declinazione del campo magnetico terrestre viene ben riprodotta dalla magnetizzazione del sedimento, l'inclinazione dedotta da questo è minore di quella vera: l'errore dipende dal valore dell'inclinazione del campo, raggiungendo un massimo (di circa 25°) per un'inclinazione attorno ai 60°. È probabile che questo effetto sia dovuto alla forma dei granuli magnetizzati: se essi sono di forma allungata l'asse di magnetizzazione è in generale parallelo alla loro lunghezza. Nel processo di deposizione tali granuli tendono a disporsi con l'asse maggiore in direzione orizzontale; di qui l'errore di inclinazione. Tutto ciò è stato messo in rilievo anche in laboratorio, simulando il fenomeno della sedimentazione in campo magnetico.

Occorre tuttavia tener conto dei vari fenomeni che possono aver luogo all'atto della deposizione. In particolare si possono distinguere due tipi di magnetizzazione per sedimentazione: in uno l'orientazione avviene all'atto della deposizione, nell'altro essa avviene posteriormente. Questo secondo caso si ha quando le particelle magnetiche sono molto piccole rispetto a quelle non magnetiche e la costituzione del sedimento è tale che, dopo la deposizione ma prima del consolidamento, queste particelle sono libere di ruotare entro gli interstizi del sedimento ancora riempiti di acqua; è in questa fase che esse sono definitivamente influenzate dal campo magnetico. Da esperienze di laboratorio sembra che in questo secondo caso, al quale sono interessati diversi tipi di rocce utilizzate in paleomagnetismo, la magnetizzazione finale sia effettivamente parallela al campo magnetico terrestre, anche per quanto riguarda l'inclinazione.

In ogni caso sarà bene ricordare che le determinazioni di direzione eseguite sui sedimenti sono molto più delicate di quelle eseguite su rocce ignee, a causa della molto minore intensità di magnetizzazione delle prime. Infatti, mentre l'ordine di grandezza della intensità di magnetizzazione di una roccia ignea è di  $10^{-3}$  u.e.m.  $\text{cm}^{-3}$  ( $1 \text{ Am}^{-1}$ ), nelle rocce sedimentarie esso è di  $10^{-6}$  u.e.m.  $\text{cm}^{-3}$  ( $10^{-3} \text{ Am}^{-1}$ ).

## 2.7. PRINCIPALI RISULTATI PALEOMAGNETICI.

Nello studio del campo geomagnetico nel passato geologico procederemo a ritroso, partendo dai dati più recenti. Vogliamo sottolineare che i risultati riferiti sono dedotti da dati sperimentali soddisfacenti a requisiti piuttosto rigorosi per quanto riguarda l'attendibilità: numero di campioni scelto per ciascun sito di osservazione, scarsa entità della dispersione delle misure dei singoli campioni, stabilità della magnetizzazione residua, conoscenza più esatta possibile dell'età della roccia (o dei manufatti artificiali, se si tratta di reperti archeomagnetici).

Un primo risultato si riferisce appunto al periodo coperto dalla ricerca archeomagnetica, da sedimenti e da lave recenti, comprendente gli ultimi 7000 anni. Tenendo conto della dispersione dei dati, non forte, si trova che la declinazione media è  $0^\circ$  e l'inclinazione media corrisponde a quella dovuta a un dipolo assiale (avente cioè per asse l'asse di rotazione terrestre). Un'utile rappresentazione di questo ri-

sultato è data in fig. 2.6, dove sono riportati i *poli paleomagnetici*; il termine, che deriviamo direttamente da Irving, denota i poli geomagnetici che risulterebbero in base alla declinazione e inclinazione medie della magnetizzazione in un singolo sito di osservazione, secondo il procedimento descritto in 1.9. La figura mostra chiaramente che i punti si addensano, con una certa dispersione, attorno al polo geografico e non attorno all'attuale polo geomagnetico. È interessante notare che la dispersione presentata da questi poli paleomagnetici

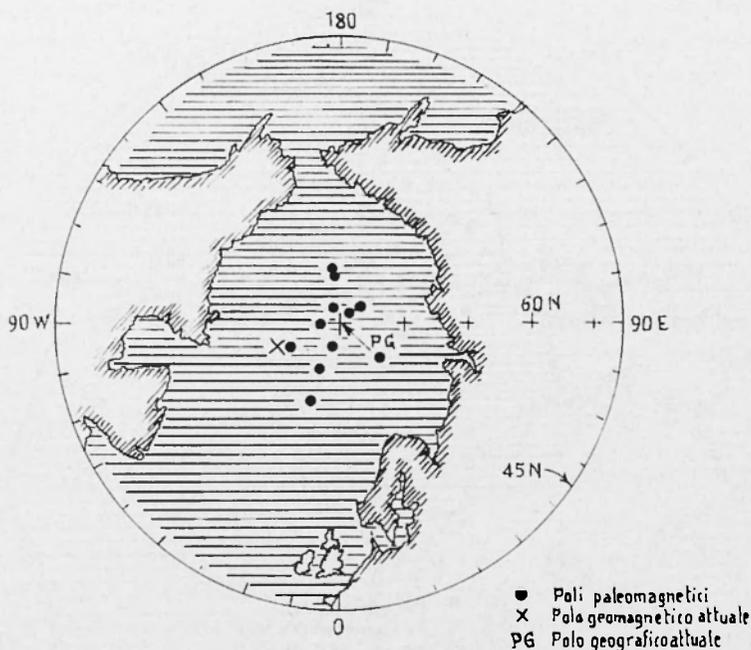


Fig. 2.6 - Da Irving (1964) (Per gentile concessione dell'Editore).

non è molto maggiore di quella dei poli geomagnetici virtuali definiti in 1.9 e rappresentati in fig. 1.8. Se la dispersione della fig. 2.6 rappresenta gli errori complessivi del metodo di misurazione o, come la fig. 1.8, dimostri l'esistenza di un campo irregolare, o infine indichi l'esistenza di variazioni secolari, dato che i campioni si riferiscono a epoche diverse, è difficile stabilire: è molto probabile che essa indichi tutti e tre questi fatti. L'addensamento attorno al polo geografico mostra, come si è detto sopra, che almeno nelle ultime migliaia di anni il campo geomagnetico ha avuto le caratteristiche di un campo

di dipolo assiale, e che l'attuale inclinazione dell'asse del dipolo rispetto all'asse di rotazione rappresenta una fluttuazione temporanea.

Questo risultato sembra confermato dai dati di campioni estratti da formazioni pleistoceniche e plioceniche, vale a dire del Quaternario inferiore e del Terziario superiore. È da notare che i campioni sono stati prelevati in tutti i continenti, anche se più numerosi sono quelli europei e nord-asiatici. I risultati sono rappresentati nella fig. 2.7,

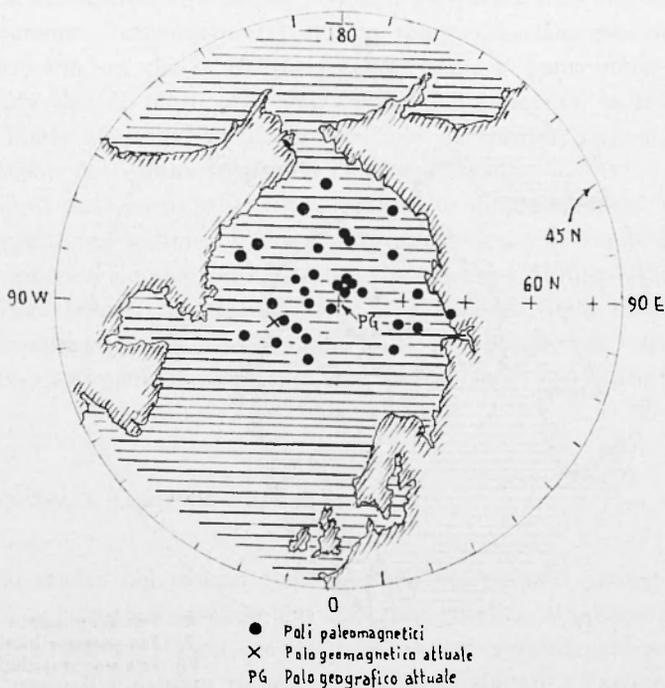


Fig. 2.7 - Da Irving (1964) (Per gentile concessione dell'Editore).

in cui si nota ancora un addensamento attorno al polo geografico, anche se la dispersione è aumentata rispetto alla fig. 2.6. Le cause della dispersione possono essere ancora quelle citate dianzi; in ogni caso è certamente maggiore l'effetto delle variazioni secolari, in quanto è estremamente più lungo l'intervallo di tempo preso in esame. La conclusione che si deduce da questi risultati è importante: tutto fa pensare che nei circa 20 milioni di anni trascorsi dall'inizio del Terziario superiore il campo geomagnetico abbia avuto le caratteristiche

di un dipolo assiale, sia pure soggetto ad anomalie non dipolari e a variazioni secolari.

Le condizioni mutano radicalmente nelle epoche precedenti. Già nel Terziario inferiore la caratteristica dei risultati è una fortissima dispersione dei dati, tanto che non si può più parlare di addensamento dei poli paleomagnetici attorno ad un punto (fig. 2.8). L'interessante è però che la dispersione fra i dati di campioni raccolti sullo stesso

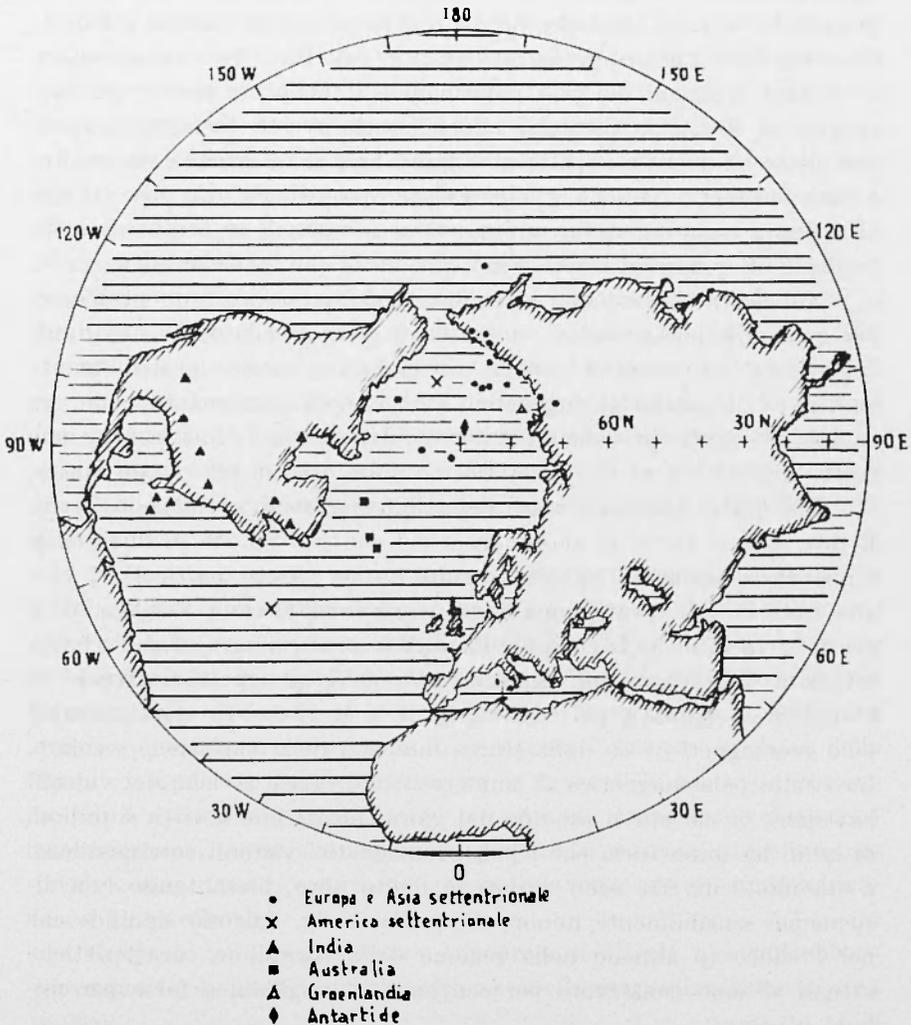


Fig. 2.8 - Da Irving (1964) (Per gentile concessione dell'Editore).

continente è molto minore di quella fra continenti diversi; si può concludere che ogni continente fornisce di per sé risultati consistenti, ma diversi da un continente all'altro. Senza riportare qui le figure che rappresentano i risultati del Mesozoico e del Paleozoico, diremo che in tali ere geologiche la differenza fra i vari continenti aumenta considerevolmente.

Alla luce di tali risultati, la maggior parte dei geofisici si sta accordando sulle seguenti conclusioni: il lungo intervallo di tempo (almeno 20 milioni di anni) durante il quale il campo geomagnetico ha presentato le caratteristiche di un campo di dipolo assiale permette di estrapolare tale rappresentazione fino agli inizi del campo stesso; le diverse posizioni dei poli paleomagnetici nelle ere geologiche precedenti al Terziario indicano allora che la crosta terrestre nel suo complesso ha migrato rispetto ai poli dell'asse di rotazione e che inoltre i vari continenti si sono gradualmente spostati gli uni rispetto agli altri fino a raggiungere la configurazione attuale. È in pratica l'antica teoria di Wegener sulla deriva dei continenti che torna in auge.

Nel nostro lavoro non ci occuperemo di quest'ultimo problema, per quanto importantissimo; a noi basta aver assodato che, nei limiti degli errori sperimentali e delle estrapolazioni (molto probabilmente legittime), il campo geomagnetico si è sempre comportato come un campo di dipolo prevalentemente assiale; questa è una conclusione molto importante ai fini della ricerca sulle origini del campo stesso.

Fin qui ci siamo occupati dei risultati globali su tutta la Terra. È interessante tuttavia accennare a ciò che si è potuto dedurre dalle numerose e accurate misure eseguite in un punto particolare, cioè alle isole Hawaii, praticamente nel centro dell'Oceano Pacifico. Si è già detto in 1.10 che la zona del Pacifico è caratterizzata sia dalla bassa intensità del campo non dipolare (il polo geomagnetico virtuale di Honolulu si trovava nel 1963 a  $79^{\circ}13'N$  e  $73^{\circ}19'W$ , vicinissimo al polo geomagnetico) sia dalla scarsa intensità della variazione secolare. Lo studio paleomagnetico di numerosissime colate laviche dei vulcani hawaiani, la cui età si estende dai giorni nostri fino a circa 5 milioni di anni, ha dimostrato che i poli geomagnetici virtuali corrispondenti a età molto diverse sono variati di molto poco, presentando una dispersione sensibilmente minore di quella di fig. 2.6; ciò significa che nel Pacifico (o almeno nella regione delle Hawaii) le caratteristiche attuali si sono conservate per centinaia di migliaia, e forse per milioni, di anni.

## 2.8. IL PROBLEMA DELL'INVERSIONE DI POLARITÀ DEL DIPOLO TERRESTRE.

La conclusione sul carattere permanentemente dipolare e assiale del campo geomagnetico sembra costituire una base piuttosto sicura per i teorici del campo geomagnetico. Ma, contemporaneamente all'acquisizione dei risultati che hanno condotto alla conclusione stessa, sono stati accumulati molti dati che, senza contraddirla, l'hanno precisata in modo assai interessante.

Si è iniziato dalla scoperta di marcate anomalie negative del campo, prodotte da formazioni di rocce ignee ben localizzate. È noto che i risultati delle prospezioni magnetiche su formazioni la cui intensità di magnetizzazione è più o meno parallela alla direzione del campo geomagnetico, come avviene sempre per la magnetizzazione indotta (tranne che per i casi di forte anisotropia) e spesso per quella residua, sono costituiti da anomalie *positive* più o meno intense, in quanto le formazioni rocciose, a causa del verso della loro magnetizzazione, producono un aumento dell'intensità del campo immediatamente al di sopra di esse. La scoperta di numerose formazioni rocciose caratterizzate da anomalie negative ha fatto perciò pensare a una magnetizzazione di verso opposto a quello del campo terrestre, il che è stato ben presto confermato dallo studio dettagliato della direzione di magnetizzazione dei singoli campioni di roccia. È da notare che queste rocce sono sia di origine magmatica, effusiva o intrusiva, che di origine sedimentaria.

Si è posta a questo punto la questione fondamentale: o il campo geomagnetico presentava in certe epoche (le epoche di formazione di tali rocce), una polarità inversa a quella di oggi, o le rocce, durante la loro formazione o in un'epoca successiva, hanno acquisito una magnetizzazione inversa rispetto a quella del campo applicato. Ambedue queste ipotesi sono fonti di molti problemi, l'una per la fisica della Terra e cosmica in genere, l'altra per la fisica della materia. Siccome la prima ipotesi appare come la più strana, discuteremo dapprima brevemente le teorie avanzate per spiegare la seconda, sottolineando tuttavia che, data la natura del presente lavoro, non potremo addentrarci in particolari.

Esistono fondamentalmente tre processi (Néel) che potrebbero provocare la cosiddetta « autoinversione » della magnetizzazione di una roccia:

1) Un processo basato sull'esistenza di due costituenti ferromagnetici (o ferrimagnetici) diversi,  $A$  e  $B$ , aventi una interazione puramente magnetostatica; se, ad esempio, il costituente  $A$  ha una temperatura di Curie più alta di quella di  $B$ , al raffreddarsi della roccia esso si magnetizza secondo la direzione e il verso del campo; se  $B$  è immerso in  $A$  sotto forma di granuli ellissoidali entro una matrice sferica, può avvenire che il campo *interno* ad  $A$  agente sui granuli di  $B$  sia, a causa del fattore di smagnetizzazione, opposto al campo esterno; continuando  $T$  a diminuire, al passaggio della temperatura di Curie di  $B$  questo si magnetizza allora in verso opposto ad  $A$ ; se infine l'intensità di magnetizzazione di  $B$  aumenta, al diminuire della temperatura, in misura maggiore di quella di  $A$ , a temperatura ambiente può prevalere nella miscela la magnetizzazione di  $B$ , appunto opposta al campo esterno. Un modello simile al precedente è costituito da una serie di lamine affiancate, parallele e alternate di  $A$  e di  $B$  nella direzione del campo magnetico applicato; sulle lamine di  $B$  agisce, oltre al campo esterno, anche il campo prodotto dalla magnetizzazione delle lamine di  $A$  che, per semplici ragioni magnetostatiche (configurazione delle linee di forza prodotte da queste ultime, che si comportano come dipoli di momento parallelo al campo) è opposto ad essa e al campo esterno; il ragionamento procede poi come nel primo modello.

2) Un processo ancora a due costituenti  $A$  e  $B$  in cui una magnetizzazione antiparallela fra i due potrebbe nascere per una azione atomica di scambio alla Heisenberg al limite di separazione fra i due costituenti, in determinate configurazioni dei reticoli cristallini; anche qui, in date condizioni, può prevalere la magnetizzazione opposta al campo magnetico esterno.

3) Un processo a costituente unico, ma caratterizzato da due sottospecie di reticoli cristallini con particolari interazioni di scambio antiparallele, con una delle direzioni prevalente al diminuire della temperatura. Nel processo a costituente unico può essere compresa anche l'ipotesi (Néel, Verhoogen) di un'autoinversione prodotta da una migrazione di cationi in punti preferiti del reticolo cristallino; ciò ovviamente porterebbe il fenomeno dell'autoinversione a prodursi in epoca diversa da quella di formazione della roccia.

Mentre si andavano elaborando le teorie ora accennate, nel 1952 veniva scoperta una roccia che presentava con certezza il fenomeno dell'autoinversione. Si tratta della dacite del Monte Haruna, un vul-

cano spento del Giappone. La sua direzione di magnetizzazione non è perfettamente opposta al campo magnetico terrestre attuale, formando un angolo di  $135^\circ$  con esso; tuttavia, sottoposta in laboratorio al processo di termomagnetizzazione in un campo di 0,5 gauss, essa è ri-

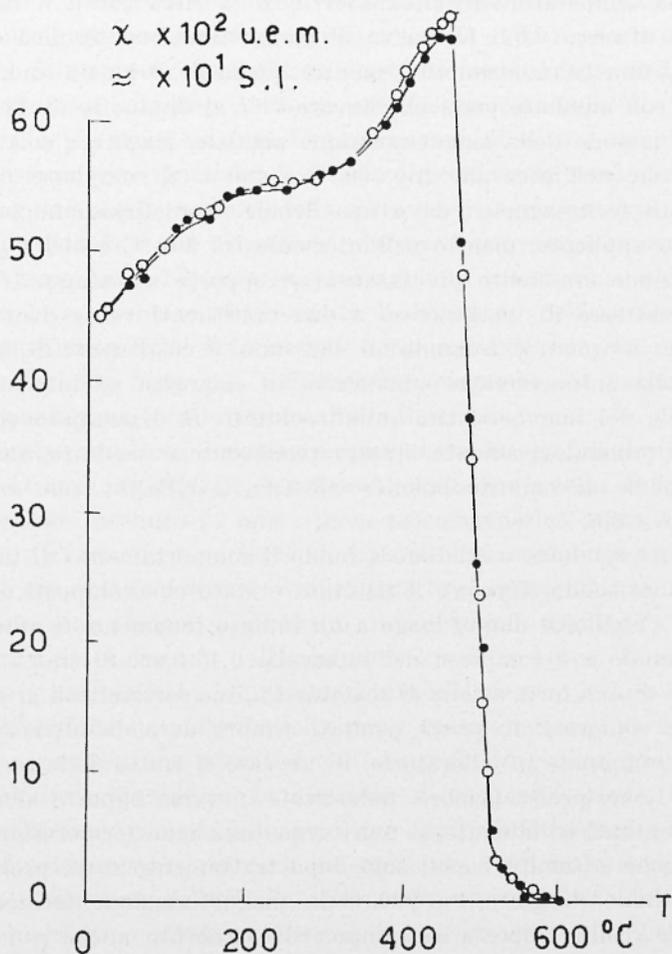


Fig. 2.9 - Da Nagata (1961).

sultata magnetizzata in verso esattamente opposto al campo applicato. Le prove termiche di stabilità chimica sono risultate positive; indice di questo è, ad esempio, la fig. 2.9, che dà l'andamento della suscettività con la temperatura in un campo di 1,35 gauss sia durante

il riscaldamento che durante il raffreddamento: la coincidenza dei punti è indiscutibile. La curva è però di tipo complesso: essa indica la presenza di due costituenti ferromagnetici aventi due diversi punti di Curie, l'uno a circa 280 °C, l'altro verso i 450 °C. Nagata e coll. sono riusciti a separare, con metodi termomagnetici, i due costituenti *A* (a una temperatura di circa 450°) e *B* (a circa 230°); il rapporto *B/A* era di circa 0,02. La curva di magnetizzazione termica di *A* è quella di una titanomagnetite, mentre quella di *B* ha un andamento diverso, con aumento pressoché lineare di *I* al diminuire di *T*. Applicando il metodo della magnetizzazione parziale, Nagata e coll. hanno trovato che nell'intervallo fra 500 °C e 400 °C il complesso dei due costituenti ferrimagnetici dava una debole magnetizzazione parallela al campo applicato, mentre nell'intervallo fra 300 °C e 200 °C la magnetizzazione era molto più intensa ed opposta al campo. L'ipotesi che si trattasse di un processo a due costituenti venne ben presto scartata, in quanto, isolando al massimo il costituente *B*, il fenomeno della autoinversione aumentava in chiarezza ed intensità; responsabile del fenomeno era quindi soltanto *B*. Esaminato chimicamente e mineralogicamente, questo costituente è risultato una soluzione solida di ematite-ilmenite  $x\text{FeTiO}_3 \cdot (1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ , con *x* molto prossimo a 0,5.

Ciò ha condotto a studiare a fondo il comportamento di tale tipo di soluzioni solide (Uyeda); il risultato è stato che composti del tipo  $x\text{FeTiO}_3 \cdot (1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$  danno luogo a un intenso fenomeno di autoinversione quando *x* è compreso nell'intervallo 0,45-0,60. Si tratta probabilmente di una forte azione di scambio fra due sottoreticoli cristallini.

Una conferma di questi risultati sembra data da altri due casi di rocce esaminate in laboratorio: in un caso si tratta delle rocce dell'Allard Lake, presso Quebec, polarizzate in verso opposto al campo, ma presentanti in laboratorio una magnetizzazione termoresidua normale, anche se molto bassa; solo dopo trattamento assai prolungato (un centinaio di giorni) a 900 °C la magnetizzazione termoresidua artificiale risulta opposta al campo. Si è stabilito anche qui che si tratta di un costituente della serie ematite-ilmenite, però con un contenuto in ilmenite del 15-25%. Il secondo caso concerne anch'esso una roccia (dei monti Adirondack, nello stato di New York), contenente una soluzione solida di ematite-ilmenite, che presenta in laboratorio il fenomeno dell'autoinversione.

Anche la pirrotite presenta casi di autoinversione; nella biblio-

grafia delle ricerche paleomagnetiche ne sono segnalati finora tre o quattro casi, i quali però sono piuttosto complessi e hanno bisogno, per essere messi nel dovuto rilievo, di un trattamento termico particolare.

A tutta prima si potrebbe pensare che i risultati sperimentali ora citati e le ricerche teoriche avrebbero deciso a favore del fenomeno della autoinversione delle rocce magnetizzate e di conseguenza della stabilità del campo geomagnetico. Resta tuttavia il fatto che, mentre i casi di rocce contenenti la serie ematite-ilmenite nelle dovute proporzioni, o pirrotite, sono relativamente rari, di tutti i campioni esaminati, sia di rocce ignee che di rocce sedimentarie, la metà circa hanno una magnetizzazione normale e la metà una magnetizzazione opposta al campo attuale, e che di tutte le migliaia di prove di termomagnetizzazione eseguite in laboratorio, praticamente solo la dacite di Monte Haruna ha presentato chiaramente il fenomeno dell'autoinversione. Importantissimo è poi il fatto delle rocce sedimentarie con magnetizzazione inversa, fatto ben difficilmente spiegabile con argomenti simili a quelli usati per la serie ematite-ilmenite.

Almeno una cosa è comunque accertata da quanto detto finora, ed è l'estrema importanza di un profondo esame critico di ogni dato sperimentale ottenuto in una ricerca paleomagnetica volta al fine di studiare l'eventuale inversione di polarità del campo geomagnetico.

Ciò che abbiamo cercato di illustrare brevemente fin qui in questo paragrafo sono i criteri e gli esami di laboratorio tendenti a provare l'esistenza del fenomeno dell'autoinversione nelle rocce. È necessario ora descrivere i criteri e le prove atti invece a mettere in luce un'eventuale inversione di polarità del campo geomagnetico. Per il seguito è utile aprire ora una parentesi allo scopo di chiarire un problema di nomenclatura riguardante la direzione di magnetizzazione. Come si è detto, l'attuale campo geomagnetico è approssimativamente il campo di un dipolo centrale assiale il cui momento (vettoriale) è *opposto* al momento angolare della Terra. Seguendo un suggerimento di Run-corn, chiameremo allora *negativa* la magnetizzazione che nelle rocce è parallela al campo attualmente esistente nel punto in cui si trova la roccia, *positiva* la magnetizzazione opposta al campo. Estendendo questa convenzione alle ere geologiche, saranno indicate come negative le magnetizzazioni il cui verso è diretto a un polo paleomagnetico situato nell'attuale emisfero nord, anche se nel Cambriano e nel Precambriano possono sussistere varie incertezze, in quanto il polo paleo-

magnetico di tali periodi si trova in regioni poste attualmente attorno all'equatore. Lo stesso criterio verrà usato per la polarità del campo: la polarità attuale verrà quindi considerata negativa.

Tornando ai criteri utilizzati per stabilire l'esistenza di inversioni del campo terrestre, è innanzi tutto ovvio che la polarità del campo influenza contemporaneamente tutta la Terra; ogni inversione di polarità deve quindi ritrovarsi nei campioni di rocce coevi prelevati in tutte le regioni del globo. Il principio di questo criterio è molto semplice, ma nella pratica possono nascere varie complicazioni, in quanto, come ogni geologo sa, notevoli sono a volte le difficoltà di correlare cronologicamente stratificazioni in regioni lontane fra loro (e spesso anche vicine). Comunque le possibilità di una correlazione cronologica abbastanza precisa esistono e il criterio è quindi applicabile; si è recentemente cercato, con successo crescente, di datare i reperti radiometricamente, in modo da ottenere una datazione assoluta.

Un secondo criterio è quello della omogeneità della magnetizzazione: la magnetizzazione termoresidua di una massa magmatica ha avuto luogo in un campo magnetico uniforme, e quindi, nei limiti dovuti alle variazioni fisiche e chimiche che possono essere intervenute dopo la formazione della roccia, anche la magnetizzazione di tutta l'unità rocciosa deve essere omogenea. Una magnetizzazione opposta da punto a punto senza sistematicità farebbe invece pensare al fenomeno dell'autoinversione.

Un altro criterio molto importante è quello dello studio delle zone di contatto. Quando una colata lavica o una intrusione magmatica attraversa il mezzo preesistente, si forma in questo una zona di contatto a elevata temperatura, nella quale durante il successivo raffreddamento si produce nei minerali ferrimagnetici eventualmente presenti nel mezzo una nuova magnetizzazione termoresidua. In generale lava e intrusione magmatica hanno composizione mineralogica e chimica diversa dal mezzo circostante; consideriamo allora che cosa dovrebbe avvenire nelle due ipotesi: A) il campo geomagnetico è stabile, e la magnetizzazione positiva è dovuta esclusivamente al fenomeno dell'autoinversione; B) l'autoinversione esiste, ma è estremamente rara, e la magnetizzazione positiva è dovuta quasi sempre a una inversione di polarità del campo.

Ipotesi A - Da quanto detto a pag. 69, in questa ipotesi la metà circa delle rocce ignee presenta il fenomeno dell'autoinversione. Ora si possono dare due casi: 1) il mezzo preesistente non presenta auto-

inversione; 2) il mezzo preesistente presenta il fenomeno dell'autoinversione. Nel caso 1), se lava o intrusione magmatica hanno componenti ferrimagnetici che a loro volta non presentano autoinversione, nella zona di contatto il mezzo preesistente sarà magnetizzato nello stesso verso della lava o della intrusione (ovviamente con magnetizzazione negativa), se invece queste danno luogo ad autoinversione le magnetizzazioni saranno opposte; nel caso 2) le magnetizzazioni saranno opposte quando la lava non presenta autoinversione, dello stesso verso quando essa invece la presenta. In media la metà delle zone di contatto avrà polarità dello stesso verso di quella della lava o della intrusione, e la metà polarità opposta.

Ipotesi B - In questo caso il fenomeno dell'autoinversione sarà estremamente raro, sia nella lava che nel mezzo preesistente. La zona di contatto avrà allora quasi sempre la stessa polarità della lava.

Un quarto criterio infine è quello della ricerca delle zone di transizione. Se è esistita un'epoca in cui il campo aveva una certa polarità, seguita da un'altra epoca caratterizzata da polarità opposta, sarà possibile trovare, inframezzate fra le formazioni magnetizzate in corrispondenza a queste polarità, alcune formazioni la cui magnetizzazione deve corrispondere al periodo di transizione fra una polarità e l'altra. Non è facile prevedere quale possa essere questa magnetizzazione di transizione, in quanto non si conosce affatto il processo col quale, nella ipotesi ammessa della inversione di polarità del campo, tale inversione è avvenuta: il momento di dipolo potrebbe essersi « materialmente » rovesciato di 180°, dando luogo a poli geomagnetici successivamente diversi, oppure esso potrebbe essere diminuito di intensità fino ad annullarsi per poi riacrescere in verso opposto; è da tener presente, in questo caso, la probabilità che all'epoca di momento nullo il campo geomagnetico non fosse affatto nullo, per quanto di piccola intensità, a causa della presenza dei termini non dipolari. Uno degli scopi della ricerca delle zone di transizione è appunto, oltre alla conferma dell'esistenza del fenomeno della inversione del campo, lo studio delle modalità del processo di inversione.

Alla luce dei criteri sopra descritti, i dati sperimentali finora raccolti indicano quanto segue: *a*) frequenti inversioni di magnetizzazione si presentano nelle formazioni del Pleistocene inferiore e più antiche contemporaneamente in tutti i continenti, indipendentemente dal tipo di roccia, sia effusiva che intrusiva, sia acida che basica, sia (e questo è importante) sedimentaria; *b*) per quanto riguarda le zone di contatto,

nel 97% dei casi le polarità del corpo lavico e della zona ricotta del mezzo attraversato coincidono; e) per quanto in pochi casi, sono state individuate piuttosto chiaramente delle zone di transizione, dallo studio delle quali sembra che le transizioni stesse avvengano con una rotazione dell'asse del dipolo, accompagnata, come si vedrà più avanti, da una diminuzione di intensità del suo momento magnetico. Tali indicazioni sono evidentemente a favore della ipotesi delle inversioni di polarità del campo geomagnetico.

Venendo a risultati più particolareggiati, è notevole l'accordo fra parecchi Autori su di una inversione di polarità del campo verificatasi verso l'inizio del Quaternario (Pleistocene inferiore); essa sarebbe l'ultima in ordine di tempo, consistente in una transizione da una polarità positiva a una negativa (quella attuale). L'accordo si estende anche alla conclusione che nelle epoche precedenti del Terziario le inversioni di polarità sono state abbastanza numerose, anche se non è sempre facile stabilire mediante criteri di cronologia relativa la coincidenza di età fra rocce caratterizzate da magnetizzazione positiva situate in regioni diverse come Francia, Islanda, Russia. La datazione radioattiva, eseguita col metodo K-Ar, ha tuttavia permesso notevoli progressi, conducendo a risultati molto interessanti. Dato che la situazione in questo campo è in rapida evoluzione, conviene descriverla facendo una breve storia dello sviluppo delle ricerche negli ultimi dieci anni.

Da campioni raccolti negli Stati Uniti, nelle isole Hawaii, nelle isole Pribilof, all'isola Galapagos, all'isola Réunion, in Africa e in Europa si è concluso dapprima che da circa  $4,5 \cdot 10^6$  anni or sono si sono alternate varie epoche, ciascuna caratterizzata da una ben determinata polarità del campo (per comodità di riferimento a ognuna di esse è stato dato il nome di uno scienziato che si è particolarmente segnalato nello studio del campo geomagnetico). Procedendo a ritroso nel tempo a partire da oggi, si ha innanzi tutto l'epoca di Brunhes, l'attuale, di polarità negativa (o normale), il cui inizio si fa risalire a  $0,7 \cdot 10^6$  anni; ciò concorda abbastanza bene con quanto detto sopra sulla inversione alla base del Quaternario. Prima di questa si trova l'epoca di polarità positiva di Matuyama, estendentesi fino a circa  $2,5 \cdot 10^6$  anni fa. Essa ha avuto inizio dopo una nuova inversione da polarità negativa (analoga all'attuale), polarità la cui durata si è estesa fino a circa  $3,3 \cdot 10^6$  anni fa (epoca normale di Gauss). Antecedentemente a questa si trova l'epoca di polarità positiva di Gilbert, che si estende almeno fino a  $4,5 \cdot 10^6$  anni fa.

Col progressivo aumentare del numero delle rocce studiate, si è successivamente scoperto che queste epoche, della durata dell'ordine di 1-2 milioni di anni, in realtà non rappresentano intervalli di tempo « statici » dal punto di vista della polarità: ognuna di esse presenta delle interruzioni, costituite dai cosiddetti « eventi » di inversione rispetto alla polarità caratteristica dell'epoca, eventi della durata dell'ordine di  $10^4$ - $10^5$  anni. Ciascun evento è stato denominato secondo la località in cui per la prima volta esso è stato rilevato. Forse è ancora presto per accettare come definitivamente accertato ogni evento proposto; tuttavia vi sono buone ragioni per considerare come probabili tre eventi di polarità normale (negativa) durante l'epoca « rovesciata » di Matuyama: l'evento cosiddetto Jaramillo, a circa  $0,9 \cdot 10^6$  anni, l'evento Gilsà ( $1,7 \cdot 10^6$  anni), l'evento (doppio) Olduvai ( $2 \cdot 10^6$  anni); due eventi di polarità positiva durante l'epoca normale di Gauss, Kaena a  $2,9 \cdot 10^6$  anni e Mammoth a  $3,0 \cdot 10^6$  anni, e altri due eventi negativi durante l'epoca di Gilbert (Cochiti a  $3,8 \cdot 10^6$  anni e Nunivak a  $4,1 \cdot 10^6$  anni).

In realtà questo progressivo spezzettamento delle quattro grandi epoche di polarità sopra definite fa perdere significato a tale suddivisione a larga scala; la situazione del campo geomagnetico negli ultimi cinque milioni di anni appare piuttosto caratterizzata da un susseguirsi di una ventina di periodi a polarità opposte, divisi fra loro da brevissimi intervalli di transizione. La durata dei singoli periodi è variabile in uno spettro piuttosto vasto: si va dai  $7 \cdot 10^5$  anni del periodo attuale (tuttora in corso) ai  $2 \cdot 3 \cdot 10^4$  anni degli « eventi » Olduvai. Per quanto riguarda il tempo necessario a una inversione, si può tentarne una valutazione dal rapporto fra il numero di campioni con evidente magnetizzazione di transizione e il numero di campioni aventi magnetizzazione corrispondente a una polarità ben definita. Questo tempo sarebbe dell'ordine dei 5000 anni (per la precisione 4600 anni secondo Cox e Dalrymple). Lo spettro di durata dei vari periodi di polarità e la brevità del tempo di inversione sono elementi che devono essere tenuti presenti dal teorico che cerca di approfondire il problema dell'origine del campo geomagnetico.

Come sarà necessario sottolineare anche più avanti, le conclusioni sulla realtà di queste numerose inversioni di polarità del campo geomagnetico si basano sostanzialmente sul primo dei quattro criteri descritti a pag. 70 e 71, e precisamente sulla uguaglianza della data di origine delle rocce aventi lo stesso segno di magnetizzazione in varie regioni della Terra. Esistono tuttavia altre indicazioni che tendono

a confermare quelle conclusioni; esse sono basate sul fenomeno dell'espandimento dei fondi oceanici.

Le prospezioni magnetiche sugli oceani hanno rivelato l'esistenza di caratteristiche anomalie magnetiche nei pressi delle creste oceaniche sottomarine: si tratta di strisce magneticamente anomale di varia larghezza, parallele a una cresta, poste simmetricamente ai due lati della cresta stessa e di segno alternativamente positivo e negativo. Tali anomalie vengono interpretate nel modo seguente: una fuoriuscita di magma da un lungo tratto della cresta dà luogo ad un filone di lava magnetizzata nel verso del campo esistente all'epoca della eruzione; per espandimento laterale questa lava si allontanerà d'ambo le parti della cresta, e sarà sostituita da una nuova lava effusa in epoca successiva, che a sua volta andrà a formare due strisce laterali in progressivo allontanamento. La lava effusa in presenza di un campo magnetico avente polarità uguale all'attuale darà luogo ad anomalie positive, mentre quella magnetizzata in un campo a polarità opposta produrrà anomalie negative. Il segno delle anomalie rappresenta quindi la polarità del campo, mentre la distanza fra le strisce di anomalie e la cresta centrale è una misura dell'età di quel periodo di polarità. La scala dei tempi che così si ottiene non è una scala assoluta, poiché non si conosce a priori la velocità di espandimento del fondo marino; ma confrontandola con la scala cronologica ottenuta dalle misure paleomagnetiche mediante il metodo potassio-argon per gli ultimi 5 milioni di anni (limite di validità del metodo K-Ar), si ottiene un sorprendente accordo assumendo per la velocità di espandimento un valore di 1-5 cm all'anno. Ciò ha incoraggiato vari Autori ad estendere al di là dei 5 milioni di anni la ricerca delle inversioni di polarità del campo geomagnetico mediante lo studio delle anomalie magnetiche sottomarine; sembra di poter concludere da questa ricerca che fino a 10 milioni di anni fa il campo geomagnetico ha continuato a presentare polarità alternate con la stessa frequenza e durata dei primi 5 milioni di anni.

Per precisare la validità delle indicazioni fornite dall'ipotesi sull'espandimento dei fondi oceanici, è opportuno ricordare che tale ipotesi è ormai generalmente accettata dai geologi *anche* perché corroborata dai risultati paleomagnetici; essa non è quindi completamente indipendente dall'ipotesi delle inversioni del campo geomagnetico, della quale dovrebbe essere una conferma. Possiamo quindi affermare solo che le due ipotesi si sorreggono a vicenda, costituendo un insieme coerente e soddisfacente.

Alla luce di quanto sopra detto è in certo modo sorprendente il fatto che, mentre nei tempi « recenti » (Quaternario e Terziario) si ha il relativamente rapido alternarsi di polarità dianzi descritto, e qualche accenno a un fenomeno simile sembra essere indicato dai dati del Triassico inferiore (inizio del Mesozoico), tutte le rocce finora studiate del Carbonifero superiore e del Permiano (fine Paleozoico) presentano una polarità uniformemente positiva; è il cosiddetto periodo Kimiano, della durata di  $5 \cdot 10^7$  anni, che rappresenterebbe quindi un lungo intervallo di staticità del campo geomagnetico. Se questo risultato dipenda dal relativamente scarso numero di campioni studiato per tali periodi non è facile dire, ma elementari considerazioni di probabilità tendono ad escludere questa spiegazione.

Come si è detto dianzi, la sequenza di inversioni di polarità del campo geomagnetico di cui si è parlato per gli ultimi 5 milioni di anni viene accettata come reale in base al criterio della contemporaneità degli effetti su tutta la Terra. Tale conclusione appare decisamente attendibile, ma è necessario che il criterio venga sempre rigorosamente applicato, perché negli ultimi anni sono affiorate alcune nuove difficoltà per l'ipotesi dell'inversione del campo, a favore di quella dell'autoinversione della magnetizzazione delle rocce. Verso il 1965, infatti, accurati studi delle rocce magnetizzate hanno permesso di notare sistematiche differenze chimiche e strutturali fra rocce con magnetizzazione negativa e rocce con magnetizzazione positiva; ciò sembra indicare chiaramente la sistematica esistenza del processo di autoinversione, perché è del tutto inverosimile una coincidenza casuale fra stato chimico della roccia e polarità del campo geomagnetico. Il caso forse più interessante, che dimostra come il problema presenti alle volte difficoltà sconcertanti, è quello dei basalti del Columbia Plateau, negli Stati Uniti. 110 campioni, raccolti in undici siti diversi, hanno presentato magnetizzazioni negative e positive, ed è stata rilevata una marcata correlazione fra il verso di magnetizzazione e lo stato di ossidazione: all'aumentare del grado di ossidazione aumenta nettamente la percentuale di campioni aventi magnetizzazione positiva. Come si è detto, ciò appare spiegabile solo col processo di autoinversione; la difficoltà nasce dal fatto che nella formazione in esame si realizzano ben due dei criteri rivelatori delle inversioni del campo: vi si trovano infatti cinque zone di contatto a magnetizzazione positiva uguale a quella della lava soprastante, e una zona di transizione. I campioni prelevati da questa ultima zona presentano anch'essi la correlazione tra magnetizzazione e grado di ossidazione: questo aumen-

ta man mano che si passa gradualmente dalla magnetizzazione negativa a quella positiva.

Una spiegazione dei fatti ora descritti non appare facile; tutto ciò che si può affermare è che questi nuovi dati sperimentali mostrano una volta di più come sia necessaria un'estrema cautela nel considerare i singoli casi specifici di magnetizzazione positiva come prove dell'esistenza di una inversione del campo geomagnetico.

## 2.9. INTENSITÀ DEL CAMPO GEOMAGNETICO NEL PASSATO.

Un altro dato che interessa ai fini della spiegazione dell'origine del campo geomagnetico è la variazione della sua intensità nel tempo. Si comprende facilmente che le difficoltà di una tale determinazione sono maggiori di quelle della determinazione della sola direzione, se non altro per la possibile smagnetizzazione di tipo viscoso durante le ere geologiche (smagnetizzazione della stessa natura di quella cui è soggetto qualsiasi corpo magnetizzato nel corso del tempo).

Il principio della misura si basa sulla linearità della intensità di magnetizzazione termoresidua in funzione del campo agente, cioè sul fatto (2.3) che per campi poco intensi l'intensità della magnetizzazione termoresidua è proporzionale al campo applicato. Misurando allora il momento  $M_n$  della magnetizzazione naturale di un campione e facendo l'ipotesi che esso sia di sola origine termoresidua acquisita in un campo di intensità  $F$ , si riscalda il campione in esame al di sopra del punto di Curie e lo si lascia poi raffreddare in un campo di intensità  $F_a$ , ottenendo un momento magnetico  $M_a$ . Dalla proprietà di linearità si ha allora la relazione

$$F = \frac{M_n}{M_a} F_a, \quad [2.2]$$

che si può anche scrivere (vedi 2.2 e 2.3) nella forma

$$F = \frac{Q_n}{Q_T(a)} F_a. \quad [2.2']$$

Uno dei primi risultati in questa ricerca è quello di Königsberger (1938), secondo cui dal Paleozoico al Quaternario il rapporto  $Q_n/Q_T$  (dove  $Q_T$  è ottenuto nel campo terrestre attuale) è variato da circa 0,1 a 1; ciò può indicare sia che il campo magnetico terrestre nel Paleozoico aveva una intensità pari a un decimo di quella attuale, sia,

più probabilmente, che la roccia più antica si è smagnetizzata in misura maggiore di quella più recente. Comunque questo risultato sembrerebbe escludere una intensità del campo nettamente maggiore nel passato geologico che ai tempi attuali.

Uno degli inconvenienti del metodo ora descritto consiste nel pericolo, tutt'altro che ipotetico, che durante il riscaldamento in laboratorio si producano delle alterazioni chimiche irreversibili nei minerali ferromagnetici, e di conseguenza  $Q_T$  (o  $M_a$ ) non sia direttamente confrontabile con  $Q_n$  (o  $M_n$ ); un altro pericolo è che alterazioni chimiche si siano prodotte durante la storia della roccia, in modo da dar luogo a una magnetizzazione residua chimica che renderebbe invalida l'applicazione della [2.2] o [2.2']. Per ovviare a questi inconvenienti, i Thellier hanno ideato un metodo fondato sulla proprietà additiva della magnetizzazione termoresidua; come si ricorderà (vedi 2.3 pag. 54), questa proprietà consiste nel fatto che la magnetizzazione termoresidua acquisita durante il raffreddamento in un campo applicato solo in un determinato intervallo di temperatura è indipendente da quella acquisita applicando il campo in intervalli di temperatura diversi, e che la magnetizzazione totale (cioè quella ottenuta applicando il campo dalla temperatura di Curie alla temperatura ambiente) è la somma di quelle ottenute negli intervalli di temperatura parziali. Se ora si riscalda il campione di un certo incremento di temperatura  $\Delta T$ , una parte della sua magnetizzazione viene annullata; raffreddando nello stesso intervallo di temperatura in un campo magnetico  $F_a$ , il campione acquista una certa magnetizzazione parziale  $M_{a\Delta T}$ , per la quale possiamo ritenere valida la [2.2]. Il procedimento si ripete per diversi intervalli di temperatura, e se la [2.2] applicata a ciascuno di questi fornisce lo stesso risultato per  $F$ , è praticamente certo che nel campione in esame non si sono prodotte durante il procedimento in laboratorio alterazioni chimiche irreversibili. Ciò rende attendibile l'ipotesi che la magnetizzazione originaria fosse di tipo termoresiduo e non chimico; il valore di  $F$  può allora essere assunto con sufficiente attendibilità come il valore del campo all'epoca in cui la roccia si è formata. Benché anche questo metodo abbia qualche inconveniente, soprattutto a causa di un'eventuale non linearità nella relazione fra la magnetizzazione e il campo agente, non si sono trovati finora procedimenti migliori per cercare di valutare l'intensità del campo geomagnetico nel passato.

Per quanto riguarda i risultati, a parte i dati di Königsberger che si estendono fino al Paleozoico, quelli ottenuti col metodo di

Theilier riguardano soprattutto intervalli di tempo archeologici, estendendosi però anche fino al Plio-Pleistocene, con risultati saltuari in epoche precedenti. È interessante notare che i risultati archeologici di Theilier si raccordano abbastanza bene con i risultati delle misure

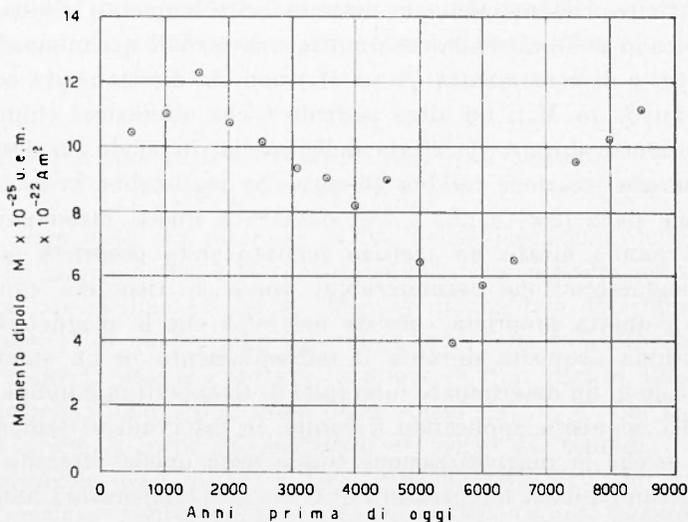


Fig. 2.10 -- Da Cox (1969).

dirette degli ultimi 130 anni, nel senso che indicano un progressivo aumento del momento del dipolo terrestre, andando a ritroso nel tempo, fino ad almeno 2000 anni fa; sembra però che questa variazione faccia parte di un ciclo periodico, come si può vedere dalla fig. 2.10. Dai risultati riferentisi a epoche precedenti (fino al Terziario), appare che l'intensità del campo è rimasta dell'ordine di grandezza di quello attuale.

Un fatto interessante è costituito dai risultati ottenuti su campioni relativi a epoche di transizione di polarità, che risalgono al Miocene e ad ere precedenti (Triassico e Giurassico). Come si è accennato a pag. 72, vi sono indicazioni che durante questi periodi l'intensità del campo è diminuita sensibilmente, fino al 20% del valore attuale. Non è chiaro se ciò significhi la scomparsa del campo di dipolo con la sopravvivenza del solo campo non dipolare, o se invece ambedue i campi siano diminuiti proporzionalmente, con rapide variazioni di direzione del dipolo. Occorreranno numerosi e pazienti studi in questo senso per accertare il tipo di fenomeno.

## Ipotesi sull'origine del campo geomagnetico

### 3.1. TEORIE ANTICHE.

Riassumiamo brevemente le caratteristiche del campo geomagnetico finora studiate. Esso, misurato sulla superficie terrestre, è un campo prevalentemente di dipolo, di momento  $M = 8 \cdot 10^{25}$  u.e.m. ( $8 \cdot 10^{22}$  Am<sup>2</sup>), ma con numerose irregolarità; l'asse del dipolo è di poco inclinato rispetto all'asse di rotazione terrestre. Il campo presenta delle variazioni, sia nel momento del dipolo sia nella porzione irregolare, che sono molto rapide rispetto a qualsiasi processo geologico. Il campo irregolare è soggetto a una deriva verso ovest dell'ordine di 0,2° all'anno. Infine, il campo di dipolo sembra presentare delle inversioni di polarità in un tempo brevissimo dal punto di vista geologico e con una notevole frequenza.

Queste caratteristiche rendono del tutto inattendibili le teorie che fino a una trentina di anni fa erano state avanzate per spiegare l'origine del campo. La più spontanea (e quindi la prima in ordine di tempo) è quella di una magnetizzazione uniforme della Terra. Dal valore del momento magnetico e da quello del volume terrestre si ottiene una intensità di magnetizzazione media pari a circa  $8 \cdot 10^{-3}$  u.e.m. cm<sup>-3</sup> ( $80$  Am<sup>-1</sup>). Occorre tuttavia osservare che, per il gradiente termico nell'interno della crosta terrestre, già a 25 km di profondità la temperatura è superiore alla temperatura di Curie del ferro; non è noto con precisione quanto influisca la pressione sulla temperatura di Curie, ma esperienze di laboratorio fanno pensare che tale influenza sia piuttosto piccola. Se dunque fosse ferromagnetico solo uno strato di crosta di 25 km di spessore, l'intensità di magnetizzazione media sarebbe dell'ordine di 8 u.e.m. cm<sup>-3</sup> ( $8 \cdot 10^3$  Am<sup>-1</sup>), valore assolutamente inaccettabile data la composizione delle rocce cristalline. Tale ipotesi inoltre non spiega né la deriva occidentale né le inversioni di polarità del campo.

Un'altra teoria è basata sull'ipotesi della separazione delle cariche elettriche negative (che si distribuirebbero sulla superficie terrestre) da quelle positive (localizzate all'interno della Terra) e sulla rotazione terrestre; per ottenere un campo magnetico pari a quello misurato, la separazione delle cariche dovrebbe essere tale da creare nell'interno della Terra un campo elettrico eccessivamente intenso. Anche una teoria basata sull'effetto Barnett dà un campo di valore  $10^8$  volte troppo piccolo.

Una teoria, cosiddetta «fondamentale», è stata avanzata da Blackett (1947): in base a una modificazione delle leggi dell'elettromagnetismo, ogni corpo rotante produrrebbe un campo magnetico la cui intensità presenterebbe una determinata relazione con la velocità di rotazione. Questa teoria, che darebbe ragione non solo del campo magnetico della Terra, ma anche di quello del Sole e delle stelle, è caduta sia in base a una finissima esperienza eseguita dallo stesso Blackett, sia in base a numerose recenti determinazioni di campi magnetici stellari nonché alle constatate inversioni di polarità di molti di tali campi.

Rimane come ultima risorsa l'ipotesi dell'esistenza di opportune correnti elettriche nell'interno della Terra. Ma per poter affermare qualche cosa di attendibile su queste correnti occorre conoscere con sufficiente esattezza le principali proprietà dell'interno della Terra, soprattutto per quanto riguarda la conducibilità elettrica  $\sigma$ .

### 3.2. PROPRIETÀ ELETTRICHE DELL'INTERNO DELLA TERRA.

La struttura generale dell'interno della Terra è stata messa in luce dagli studi di sismologia. Al di sotto di una crosta dello spessore di circa 30 km, esiste una regione solida, il *mantello*, costituito essenzialmente da olivina (silicati di ferro e magnesio), fino a una profondità di circa 2900 km. Nella crosta come nel mantello la pressione e la temperatura aumentano con la profondità, influenzando il valore della conducibilità elettrica  $\sigma$ , che sarebbe di circa  $10^{-12}$  u.e.m. ( $10^{-1}$  ohm $^{-1}$ . m $^{-1}$ ) a 500 km di profondità, e di circa  $10^{-9}$  u.e.m. ( $10^2$  ohm $^{-1}$ . m $^{-1}$ ) alla base del mantello. Al di sotto del mantello vi è il *nucleo*, con raggio  $R_n$  di 3500 km; esso è allo stato fluido, come rivela la mancata trasmissione delle onde elastiche trasversali, ed è presumibilmente costituito da ferro e nichel. La conducibilità elettrica del nucleo do-

vrebbe essere attorno a  $3 \cdot 10^{-6}$  u.e.m. ( $3 \cdot 10^{50} \text{ohm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ), con l'incertezza di un fattore 3. Tutto lascia pensare che il nucleo fluido racchiuda un corpo centrale solido di raggio compreso fra 1300 e 1400 km. Per la elevata temperatura, la permeabilità  $\mu$  si può assumere uguale a 1 u.e.m. ( $4 \pi \cdot 10^{-7}$  S.I.) in tutto il nucleo.

Essendo la conducibilità del mantello praticamente trascurabile rispetto a quella del nucleo, sembra quanto mai probabile che eventuali correnti elettriche fluiscano in quest'ultimo. Si potrebbe allora supporre che il campo geomagnetico sia dovuto a un sistema di correnti innescato in epoca assai remota e decadente esponenzialmente nel tempo. Si può tuttavia dimostrare che il momento di un dipolo dovuto a un sistema di correnti di questo tipo decade con una costante di tempo data da

$$\tau = \frac{\mu_0 \sigma R_n^2}{\pi^2} = 1,5 \cdot 10^4 \text{ anni.}$$

(Per le armoniche superiori il tempo di decadimento è ancora più breve). È quindi evidente, dai risultati paleomagnetici, che il campo geomagnetico non può essere prodotto da un sistema di correnti liberamente decadente nel tempo; e anche se lo si volesse ammettere, il problema dell'origine del campo sarebbe semplicemente spostato, perché si tratterebbe di spiegare come tale sistema di correnti si è originato. È ovvio inoltre che un sistema di correnti del genere non spiega le frequenti inversioni di polarità del campo e nemmeno il fatto (2.9) che l'intensità del campo geomagnetico è rimasta pressoché costante almeno dal Paleozoico in poi.

### 3.3. DINAMO AD AUTOECCITAZIONE; MODELLO MECCANICO.

Occorre dunque supporre che le correnti vengano continuamente alimentate da qualche opportuno processo. Si è supposto (Elsasser, Runcorn) che esse vengano prodotte da forze elettromotrici termoelettriche, ma si è potuto dimostrare che le differenze di potenziale dovute a processi di questo genere nell'interno della Terra sono troppo deboli. Si è quindi dovuto riconoscere che il sistema di correnti generatore del campo ha origine in un processo di induzione elettromagnetica dovuto a moti della materia fluida conduttrice del nucleo in un campo magnetico preesistente, il quale, generando per induzione

correnti elettriche adeguate, ne viene a sua volta alimentato. Per non spostare nuovamente il problema sull'origine di questo campo persistente, occorre supporre un processo di induzione elettromagnetica avente l'origine da un campo casuale, anche molto debole, che produca, almeno sulla superficie della Terra e nello spazio circostante, un campo di dipolo assiale. Si tratterebbe quindi di una dinamo ad autoeccitazione.

Un modello meccanico di un processo del genere può essere rappresentato dal sistema di fig. 3.1, costituito da un disco conduttore  $D$  rotante attorno ad un asse centrale e connesso a mezzo di due contatti striscianti  $S_1$  e  $S_2$  a una spira circolare  $C$  coassiale con esso. Se esiste un campo magnetico  $B$  parallelo all'asse di rotazione e simmetrico

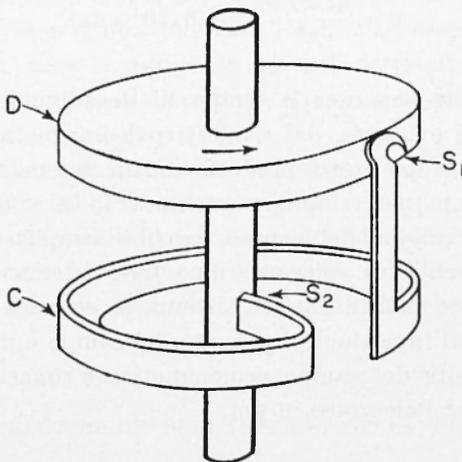


Fig. 3.1 - Da Hide (1961) (Per gentile concessione dell'Autore e dell'Editore).

rispetto a questo, di intensità comunque bassa, il campo elettrico radiale  $E = vB$ , dove  $v$  è la velocità di un punto qualsiasi del disco, produce una corrente elettrica che, fluendo nella spira, aumenta l'intensità di  $B$ , e il processo di induzione può così continuare. Lo studio quantitativo del funzionamento del sistema si imposta nel modo seguente. La differenza di potenziale  $V$  tra i contatti striscianti si ottiene integrando rispetto alla direzione radiale  $r$  il campo elettrico  $vB$  tra il raggio  $b$  del mozzo materializzante l'asse del disco e il raggio  $a$  del disco stesso:

$$V = \int_b^a r B dr.$$

Se  $\omega$  è la velocità angolare del disco, si ha  $r = \omega r$ , da cui

$$V = \omega \int_b^a B r dr.$$

Chiamando  $L$  il coefficiente di autoinduzione e  $R$  la resistenza dell'intero circuito si ha l'equazione per l'intensità di corrente  $i$

$$L \frac{di}{dt} + R i = \omega \int_b^a B r dr \quad [3.1]$$

Indichiamo con  $G$  la coppia meccanica (costante) che tiene in rotazione il disco; la corrente  $i$  che passa (radialmente) in questo genera tuttavia una coppia elettromagnetica resistente. Se infatti in un punto a distanza  $r$  dall'asse consideriamo una sezione infinitesima normale alla direzione radiale, attraverso cui passi la corrente  $di$ , in quel punto agisce la forza elementare  $dF = di dr B$  avente verso opposto a  $v$  e momento elementare rispetto all'asse di  $B r dr$ ; tenendo conto che  $B$  è simmetrico rispetto all'asse, si trova per il momento totale della

coppia elettromagnetica resistente il valore  $i \int_b^a B r dr$ . Abbiamo perciò l'equazione

$$I \frac{d\omega}{dt} = G - i \int_b^a B r dr \quad [3.2]$$

dove  $I$  è il momento d'inerzia del disco.

Se ora consideriamo il campo  $B$  come prodotto dalla corrente  $i$  che passa nella spira, troviamo che esiste un accoppiamento tra la spira e il disco. Il flusso di  $B$  attraverso il disco è dato da

$$\Phi = 2 \pi \int_b^a B r dr;$$

esso sarà proporzionale a  $i$ , con costante di proporzionalità (coefficiente di mutua induzione) che chiameremo  $2\pi M$ . Si avrà allora

$$\int_b^a B r dr = i M.$$

Le equazioni [3.1] e [3.2] si scriveranno allora

$$L \frac{di}{dt} + R i = M i \omega \quad [3.3]$$

$$I \frac{d\omega}{dt} = G - M i^2 \quad [3.4]$$

Se il disco viene messo in moto con una certa velocità angolare iniziale  $\omega_0$  e corrente  $i_0$ , velocità angolare e corrente (e quindi campo magnetico) in ogni istante sono dati dalla soluzione delle [3.3] e [3.4] con queste condizioni iniziali. Si dimostra che esiste uno stato stazionario con  $\omega_c$  e  $i_c$  date da (vedi rispettivamente la [3.3] e la [3.4])

$$\omega_c = \frac{R}{M} \quad ; \quad i_c = \sqrt{\frac{G}{M}},$$

se la velocità angolare iniziale  $\omega_0$  e la corrente iniziale  $i_0$  hanno proprio i valori  $\omega_c$  e  $i_c$ . Se esse hanno un valore diverso,  $\omega$  e  $i$  oscillano in modo complicato attorno ai valori stazionari.

Per scoprire l'origine del campo geomagnetico occorre cercare nel nucleo fluido della Terra un sistema di moti e di correnti che abbia una certa analogia col modello meccanico ora descritto. Tuttavia, prima di dare qualche breve cenno sulle soluzioni proposte, è opportuno fare qualche considerazione sui campi magnetici e sui fondamenti della magnetoidrodinamica.

### 3.4. CAMPI TOROIDALI E CAMPI POLOIDALI.

Come è noto, il vettore induzione magnetica  $\mathbf{B}$  è sempre solenooidale; questa proprietà permette di esprimerlo in termini di un vettore  $\mathbf{A}$ , detto potenziale vettore:

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}.$$

A sua volta  $\mathbf{A}$  può venire espresso in termini di due funzioni scalari del punto  $T$  e  $S$ :

$$\mathbf{A} = T \mathbf{r} + \text{grad } S A \mathbf{r} \quad [3.5]$$

dove  $\mathbf{r}$  è il raggio vettore (caratterizzato dalla proprietà  $\text{rot } \mathbf{r} = 0$ ).

$\mathbf{B}$  si compone così di due differenti specie di campo; una è data da

$$\mathbf{B}_T = \text{rot } T \mathbf{r} = \text{grad } T A \mathbf{r}. \quad [3.6]$$

L'ultima espressione si ricava dalla uguaglianza vettoriale

$$\text{rot } T \mathbf{r} = T \text{rot } \mathbf{r} + \text{grad } T A \mathbf{r} \quad [3.7]$$

e dal fatto che  $\text{rot } \mathbf{r} = 0$ .

Il campo  $\mathbf{B}_T$  prende il nome di *campo toroidale* e, come si vede dalla [3.6], esso è sempre normale a  $r$ , giace cioè su di una superficie sferica  $|r| = \text{cost}$ .

Dalla uguaglianza [3.7] (sempre ricordando che  $\text{rot } \mathbf{r} = 0$ ) si ha che il secondo termine del secondo membro della [3.5] è dato da

$$\text{grad } S A \mathbf{r} = \text{rot } S \mathbf{r}.$$

Ne risulta allora la seconda specie di campo,  $\mathbf{B}_P$

$$\mathbf{B}_P = \text{rot}^2 S \mathbf{r},$$

detta *campo poloidale*; essa possiede una componente radiale.

Anche il campo geomagnetico si può decomporre in una parte toroidale e una parte poloidale, ma si può dimostrare che la parte toroidale è nulla in un mezzo isolante; giacendo inoltre su di una superficie sferica, si può anche dimostrare che essa è nulla all'esterno della superficie terrestre (mezzo isolante) e sulla superficie stessa. Ciò che noi possiamo misurare è in realtà solo la parte poloidale del campo geomagnetico, e questa parte ha appunto, con buona approssimazione, il carattere di un campo di dipolo assiale.

### 3.5. EQUAZIONI FONDAMENTALI DELLA MAGNETOIDRODINAMICA.

Qualunque processo di induzione nel nucleo terrestre, provocato dal moto del fluido in un campo magnetico, va trattato con i metodi

della magnetoidrodinamica, dei cui fondamenti si darà ora un breve cenno. Le nostre considerazioni verranno senz'altro riferite al nucleo terrestre, caratterizzato da un moto di rotazione con velocità angolare  $\Omega$ . L'equazione del moto, se  $v$  è la velocità delle particelle di materia relativa a un sistema di riferimento rotante col nucleo, è sostanzialmente l'equazione di Navier-Stokes della idrodinamica, nella quale fra le forze agenti compare anche la forza ponderomotrice dovuta alla corrente elettrica nel campo magnetico

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p - 2 \Omega \wedge v + \nu \nabla^2 v + F + \frac{1}{c} J \wedge B \quad [3.8]$$

in cui  $p$  è la pressione idrostatica,  $\nu$  il coefficiente di viscosità cinematica,  $\rho$  la densità del fluido,  $F$  il complesso delle forze di volume per unità di massa (esclusa la forza ponderomotrice) agenti sulla materia,  $J$  la densità di corrente. Il secondo termine del secondo membro rappresenta l'accelerazione di Coriolis, mentre l'ultimo termine rappresenta la forza ponderomotrice sull'unità di massa.

Nell'applicazione delle equazioni di Maxwell ai processi aventi luogo nel nucleo terrestre si potrà senz'altro trascurare la corrente di spostamento. Si scriverà allora

$$\text{rot } E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad \text{rot } B = \mu J, \quad \text{div } B = 0. \quad [3.9]$$

Nel fluido conduttore avente conducibilità elettrica  $\sigma$ , in moto con velocità  $v$  nel campo di induzione magnetica  $B$  e in un campo elettrico  $E$ , la densità di corrente è

$$J = \sigma E + \sigma v \wedge B. \quad [3.10]$$

Queste equazioni sono caratteristiche della magnetoidrodinamica, in quanto gli ultimi termini dei secondi membri della [3.8] e della [3.10] rappresentano l'accoppiamento fra il moto  $v$  e il campo  $B$ .

Dalle equazioni vogliamo ora eliminare  $E$ . Se  $\sigma$  è uniforme in tutto il fluido si potrà scrivere dalla [3.10]

$$\frac{\text{rot } J}{\sigma} = \text{rot } E + \text{rot } (v \wedge B)$$

da cui, per le due prime delle [3.9] (se anche  $\mu$  è uniforme in tutto il fluido)

$$\frac{1}{\mu\sigma} \operatorname{rot}^2 \mathbf{B} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \operatorname{rot} (\nu \wedge \mathbf{B}).$$

Applichiamo al primo membro di questa equazione l'eguaglianza vettoriale

$$\operatorname{rot}^2 \mathbf{B} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B} \quad (*)$$

ricordando la terza delle [3.9]. Avremo allora

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu\sigma} \nabla^2 \mathbf{B} + \operatorname{rot} (\nu \wedge \mathbf{B})$$

che potremo anche scrivere

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nu_m \nabla^2 \mathbf{B} + \operatorname{rot} (\nu \wedge \mathbf{B}) \quad [3.11]$$

dove  $\nu_m = \frac{1}{\mu\sigma}$  prende il nome di *viscosità magnetica*.

Le [3.8]-[3.11] sono le equazioni fondamentali della magnetoidrodinamica; esse si possono applicare al problema della dinamo ad auto-eccitazione nel nucleo terrestre risolvendole con determinate condizioni al contorno. La soluzione esatta comporta tuttavia difficoltà matematiche enormi, che hanno reso e rendono ancora problematica una teoria sull'origine del campo geomagnetico e delle sue variazioni secolari.

Facciamo alcune utili considerazioni sull'ordine di grandezza dei vari termini. Scriviamo la [3.10] nella forma seguente, mediante la seconda delle [3.9]:

$$\nu_m \operatorname{rot} \mathbf{B} = \mathbf{E} + \nu \wedge \mathbf{B}. \quad [3.12]$$

Introduciamo le grandezze  $L$ ,  $V$ ,  $T$ , che rappresentano gli ordini di grandezza delle lunghezze, velocità e tempo nei processi in esame. Dalla prima delle [3.9] si ha, ricordando che l'operatore  $\operatorname{rot}$  è sostanzialmente una derivata spaziale,

$$\frac{E}{L} = \frac{B}{T} \quad ; \quad E = \frac{L B}{T} = V B.$$

---

(\*) Ricordiamo che con la notazione  $\nabla^2 \mathbf{B}$  (e ciò vale anche per la  $\nabla^2 \nu$  della [3.8]) si indica il vettore  $i \nabla^2 B_x + j \nabla^2 B_y + k \nabla^2 B_z$ , dove  $i$ ,  $j$  e  $k$  sono rispettivamente i versori degli assi  $x$ ,  $y$ ,  $z$ .

Il secondo membro della [3.12] è dunque dell'ordine di  $V B$ ; il primo membro è invece dell'ordine di  $\frac{\nu_m B}{L}$ . Il rapporto fra il primo e il secondo membro è allora dell'ordine di  $\frac{\nu_m}{LV}$ ; introducendo il numero adimensionato  $R_m = \frac{LV}{\nu_m}$ , si può dire che il primo membro ha l'ordine di grandezza  $\frac{1}{R_m}$  rispetto al secondo.  $R_m$  viene chiamato *numero di Reynolds magnetico*; se esso è molto grande, il primo membro della [3.12] è trascurabile rispetto al secondo.

Una interpretazione fisica di  $R_m$  è la seguente. Se nella [3.11] poniamo  $\nu = 0$ , si ottiene

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nu_m \nabla^2 B \quad [3.11a]$$

che ha la forma di una equazione della diffusione; in altre parole, in un determinato punto dello spazio  $B$  decade esponenzialmente con una costante di tempo  $\tau$  che si ricava dalla [3.11a] trasformandola nella forma, ottenuta considerando gli ordini di grandezza,

$$\frac{B}{\tau} = \nu_m \frac{B}{L^2}$$

da cui

$$\tau = \frac{L^2}{\nu_m} = \frac{R_m L}{V} = R_m T$$

e infine

$$R_m = \frac{\tau}{T}.$$

$T$  è l'ordine di grandezza del tempo impiegato da una particella del fluido a percorrere un tratto  $L$  pari alle dimensioni del fluido stesso. Un valore di  $R_m$  grande sta allora a significare che il tempo di decadimento di un campo (o di un sistema di correnti) è grande rispetto al tempo in cui il conduttore si può meccanicamente deformare; in altre parole, il fluido può muoversi e deformarsi in misura notevole mentre il campo varia poco.

## 3.6. CAMPI MAGNETICI CONGELATI.

Vediamo una importante conseguenza di questa situazione. Trasformiamo la prima delle [3.9] applicando ad essa il teorema di Stokes: si avrà

$$\int \frac{\partial B_n}{\partial t} dS = - \int \mathbf{E} \times d\mathbf{l} \quad [3.13]$$

dove l'integrale a primo membro è esteso a una superficie  $S$  fissa, e quello a secondo membro a tutto il contorno di questa superficie. Poiché questa è appunto fissa nello spazio, si potrà scrivere nel primo membro l'operatore derivata fuori dal segno di integrale,  $\frac{\partial}{\partial t} \int B_n dS$ .

Supponiamo ora che la superficie, muovendosi col fluido, si sposti di un tratto  $d\mathbf{r} = \mathbf{v}dt$ . Questo stato di cose è illustrato in fig. 3.2, in cui è rappresentata una superficie cilindrica infinitesima, avente per base la superficie e per superficie laterale quella tracciata dal contorno di

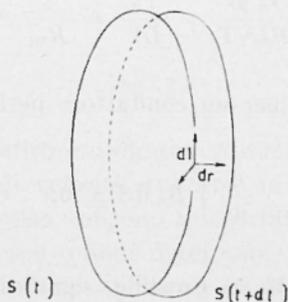


Fig. 3.2

questa, supposta ora spostata di un tratto  $d\mathbf{r}$ . Il flusso di  $\mathbf{B}$  uscente da questa superficie laterale è dato da

$$\int (\mathbf{dr} \wedge d\mathbf{l}) \times \mathbf{B}$$

che si può scrivere

$$\int (\mathbf{B} \wedge d\mathbf{r}) \times d\mathbf{l} = - \int (d\mathbf{r} \wedge \mathbf{B}) \times d\mathbf{l} = - dt \int (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \times d\mathbf{l}.$$

Si avrà allora

$$\frac{d}{dt} \int B_n dS = \frac{\partial}{\partial t} \int B_n dS - \int (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \times d\mathbf{l}, \quad [3.14]$$

dove la derivata totale a primo membro sta a indicare che si tratta della variazione di flusso attraverso a una superficie non più fissa nello spazio ma in moto con velocità  $\mathbf{v}$ .

D'altra parte dalla [3.13] e dalla [3.12] si ha

$$\frac{\partial}{\partial t} \int B_n dS = \int (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \times d\mathbf{l} - v_m \int \text{rot } \mathbf{B} \times d\mathbf{l};$$

introducendo questo nella [3.14]

$$\frac{d}{dt} \int B_n dS = -v_m \int \text{rot } \mathbf{B} \times d\mathbf{l}. \quad [3.15]$$

Il rapporto fra l'ordine di grandezza del secondo membro della [3.15] e quello del primo membro è

$$\frac{v_m B}{BL^2/T} = \frac{v_m}{LV} = \frac{1}{R_m}.$$

Se  $R_m$  è molto grande (per un conduttore perfetto  $R_m = \infty$ ) si avrà infine

$$\frac{d}{dt} \int B_n dS \cong 0. \quad [3.16]$$

L'integrale [3.16], dedotto da Cowling, significa che in un conduttore perfetto il flusso di  $\mathbf{B}$  uscente da una superficie in moto è costante; ciò vuol dire che le linee di forza si muovono solidalmente col fluido, esse sono cioè « congelate » nel fluido. Se il conduttore non è perfetto ( $R_m$  finito) vi sarà una specie di scivolamento delle linee di forza rispetto al liquido.

Vediamo quali sono le condizioni nel nucleo terrestre. Tenendo conto del fattore di incertezza cui si è accennato in 3.2, si può assumere per la conducibilità il valore di  $10^6 \text{ ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$ ;  $\mu$  è presumibilmente uguale a  $\mu_0$  cioè  $4\pi \cdot 10^{-7}$ . Si avrà allora  $v_m \approx 1$ . Per  $L$  possiamo assumere il valore di  $3 \cdot 10^6 \text{ m}$ , mentre un limite inferiore per  $V$  si può dedurre dalla deriva occidentale, ammettendo che questa, come si dirà

in 3.9, sia dovuta a una differenza fra la velocità angolare di rotazione del nucleo e quella della crosta e del mantello. La velocità di deriva è di  $0,2^\circ$  all'anno, pari a  $1,1 \cdot 10^{-10}$  rad/sec, per cui la velocità relativa fra la superficie del nucleo (avente raggio 3500 km) e la base del mantello è  $4 \cdot 10^{-4}$  m; si tratta di un limite inferiore della velocità della materia fluida nel nucleo, in quanto questa è *almeno* pari alla velocità deducibile dalla deriva occidentale. Il valore di  $R_m$  risulta allora circa  $10^3$ . Si può perciò considerare praticamente valida la [3.16].

Cerchiamo di vedere che cosa significhi in concreto l'integrale di Cowling. Per quanto sopra detto esso afferma che le linee di forza possono essere deformate dal moto del fluido; un esempio estremamente semplice e schematico di una tale deformazione è dato in fig. 3.3.

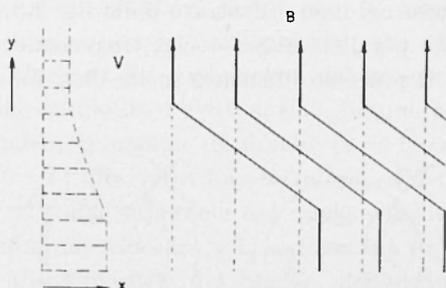


Fig. 3.3

Se il campo magnetico è uniforme in direzione  $y$ , mentre il fluido si muove con campo di velocità uniforme in direzione  $x$ , le linee di forza del campo magnetico vengono trasportate lateralmente in modo uniforme, e non risultano quindi deformate. Supponiamo ora che il campo di velocità del fluido abbia un profilo quale quello indicato nella fig. 3.3; nella zona dove la velocità è maggiore le linee di forza vengono trascinate in misura maggiore, e quindi esse si deformano dando luogo a una componente del campo secondo  $x$ , mentre la componente secondo  $y$  rimane immutata. L'energia del campo magnetico è aumentata, e ciò è potuto avvenire solo a spese dell'energia cinetica del fluido. Si comprende quindi come esista una mutua interazione fra il moto del fluido conduttore e il campo magnetico in cui esso è immerso.

Questa conseguenza dell'integrale di Cowling ha condotto ad un importante risultato, che è comune alla maggior parte delle teorie dinamo del campo geomagnetico. Queste presuppongono l'esistenza di

moti convettivi nel nucleo fluido, con zone in cui la materia sale dall'interno del nucleo verso il mantello e zone in cui essa discende verso il nucleo centrale solido. Su questi moti ha una notevole influenza la rotazione terrestre; infatti, per la conservazione del momento della quantità di moto (rispetto all'asse terrestre) o, ciò che è equivalente, per la forza di Coriolis, la velocità angolare delle particelle di materia che salgono dall'interno verso l'esterno diminuisce, e con essa la loro velocità trasversale, e viceversa accade per le particelle che discendono. Il profilo di velocità lungo un raggio della sfera terrestre nell'interno del nucleo risulta molto simile a quello schematizzato in fig. 3.3. Se allora esiste un campo magnetico avente una componente normale al campo di velocità trasversale, cioè una componente nei piani meridiani (si potrebbe trattare anche di un campo puramente poloidale), esso viene deformato nel modo illustrato dalla fig. 3.3, con la creazione di una componente parallela alla velocità trasversale; la deformazione continua secondo il processo illustrato in fig. 3.4, fino alla formazione

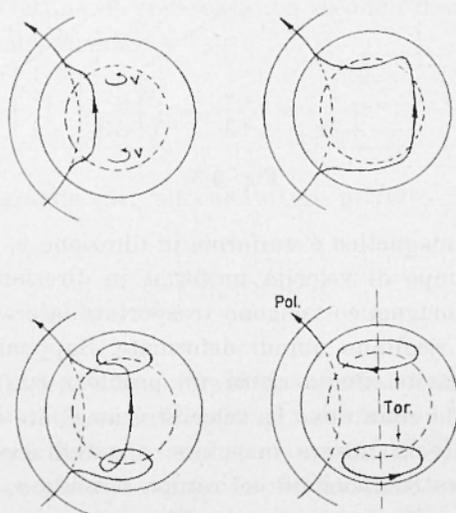


Fig. 3.4

di un campo toroidale interno al nucleo terrestre, la cui intensità, che dipende dall'energia dei moti convettivi, può raggiungere valori molto elevati rispetto al campo che si misura sulla superficie terrestre; secondo vari Autori l'intensità è dell'ordine di alcune centinaia di gauss (alcuni centesimi di  $T$ ). In alcune teorie questo campo toroidale

è di importanza essenziale per i processi di induzione elettromagnetica che danno luogo alla dinamo terrestre.

### 3.7. LA DINAMO TERRESTRE.

Prima di proseguire, è utile tentare una valutazione dell'intensità del campo magnetico alla superficie del nucleo. Da quanto si è detto in 3.4 il campo che noi misuriamo sulla superficie della Terra è un campo poloidale; dobbiamo inoltre concludere dalle considerazioni fatte in questo capitolo che l'origine del campo va cercata nel nucleo e che di conseguenza la [1.2], da cui viene dedotta la [1.10], è valida all'esterno di una sfera avente il raggio pari al raggio del nucleo  $R_n$  (se si trascura la magnetizzazione della crosta, che dà luogo ai termini di grado  $n$  assai elevato). La dipendenza del potenziale  $V$  da  $1/r^{(n+1)}$  e dell'intensità del campo da  $1/r^{(n+2)}$  si può dunque estendere fino alla superficie del nucleo; il campo di dipolo ( $n = 1$ ), che è dell'ordine di 0,5 gauss ( $5 \cdot 10^{-5} T$ ) alla superficie terrestre, sarà quindi dell'ordine di 3 gauss ( $3 \cdot 10^{-4} T$ ) alla superficie del nucleo, mentre i campi corrispondenti ai termini superiori ( $n > 1$ ) aumentano in misura maggiore, pur rimanendo, alla superficie del nucleo, dell'ordine del decimo di quello di dipolo. Il campo poloidale alla superficie del nucleo è dunque dell'ordine di 4 gauss ( $4 \cdot 10^{-4} T$ ).

Fatta questa premessa, ricapitoliamo i requisiti essenziali a un processo dinamo che abbia una qualche analogia col modello meccanico del disco rotante: sono necessari i moti del fluido nel nucleo terrestre, è necessaria l'esistenza di un campo magnetico iniziale, sia pure casuale, infine devono sussistere certe determinate condizioni nelle relazioni tra i moti e il campo magnetico.

Per quanto riguarda i moti del fluido, si è detto sopra che varie teorie presuppongono l'esistenza di moti convettivi; diverse sono tuttavia le sorgenti di energia che sono state proposte per essi. Si è ricercato se il rallentamento nella rotazione del mantello dovuto all'attrito di marea o se la nutazione terrestre potessero essere cause dei moti, ma si è trovato che gli effetti di queste azioni sono esigui. Bullard e Elsasser sembrano favorevoli all'ipotesi che i moti siano dovuti a convezione termica avente come sorgente di energia la radioattività nel nucleo fluido e nel nucleo centrale solido; Urey non ritiene sufficiente tale sorgente di energia, e propone l'ipotesi di un «goccio-

lamento » continuo di atomi di ferro dal mantello nel nucleo, che potrebbero giustificare l'agitazione del fluido nel nucleo stesso. Recentemente altri Autori, in modo particolare Malkus, hanno invocato la precessione terrestre come causa dei moti necessari al processo dinamico. Attualmente la questione è ancora completamente aperta.

Quanto al campo magnetico iniziale, è abbastanza naturale supporre, data l'universalità e l'estensione dei campi magnetici cosmici, che fin dall'inizio della sua esistenza la Terra sia stata influenzata da un campo esterno o addirittura sia stata la sede di un campo interno momentaneo.

Restano le condizioni per le relazioni tra i moti e il campo magnetico. Occorre considerare che, per produrre un campo magnetico avente le caratteristiche del campo terrestre quale noi lo conosciamo, è necessario un processo che *a*) rigeneri continuamente il campo di dipolo, *b*) sia tuttavia limitato, nel senso che il campo generato non aumenti indefinitamente ma raggiunga un valore stabile (o quasi stabile), nel quale stato l'equazione [3.11] si scrive

$$\nu_m \nabla^2 \mathbf{B} + \text{rot} (\nu \mathbf{A} \mathbf{B}) = 0. \quad [3.11b]$$

La condizione *b*) è facilmente realizzabile ove si tenga conto che nella [3.11] il primo termine del secondo membro rappresenta, come si potrebbe facilmente dimostrare, la dissipazione delle correnti elettriche, e quindi del campo  $\mathbf{B}$ , per effetto Joule ( $\nu_m$  dipende dalla conducibilità elettrica  $\sigma$ ); basta che questo termine abbia una relazione opportuna col termine  $\text{rot} (\nu \mathbf{A} \mathbf{B})$  che rappresenta il campo elettrico di induzione, per soddisfare la condizione. La condizione *a*) rappresenta il vero problema dell'origine del campo geomagnetico (nonché dei campi magnetici solare e stellari), la cui soluzione è stata a lungo scoraggiata da un importante teorema, dovuto anch'esso a Cowling (1934).

Questo teorema, che nella enunciazione di Cowling è rigorosamente dimostrabile, viene espresso dai vari Autori in vari modi, alcuni dei quali equivalenti alla enunciazione originale, altri estensivi e quindi non strettamente provati anche se probabili. Cowling ha dimostrato che un campo magnetico simmetrico rispetto a un asse non può essere mantenuto per effetto dinamico da un moto anch'esso simmetrico; in altre parole, come affermano Hide e Roberts, la [3.11b] non ha soluzioni in cui  $\mathbf{B}$  e  $\nu$  abbiano simmetria assiale. Parafrasando opportunamente, ma un po' estensivamente, l'enunciato di Cowling, il teorema è stato formulato affermando che un moto poloidale (toroidale) che

agisca su di un campo magnetico poloidale (toroidale) non dà luogo a una dinamo stazionaria. Secondo Elsasser, il teorema di Cowling si può rigorosamente enunciare affermando che, se si assumono le linee di forza del campo magnetico e le traiettorie delle particelle in moto confinate in piani meridiani, non può esistere una dinamo stazionaria; Elsasser aggiunge che è probabile che ciò sia un caso particolare di un fatto generale (non però provato rigorosamente) per cui non sarebbe possibile un processo dinamo quando il moto del fluido è bidimensionale, cioè le particelle rimangono sempre su di una data superficie.

Da questi vari enunciati risulta chiaro che per poter ottenere una dinamo stazionaria è necessario che i moti abbiano un notevole grado di asimmetria; è probabile che nella Terra questa possa essere dovuta alla forza di Coriolis, che nella equazione del moto [3.8] assume allora importanza essenziale. Del resto, il fatto che l'asse del dipolo terrestre risulta così strettamente legato all'asse di rotazione indica che la forza di Coriolis, cioè l'unico termine che introduce nelle equazioni della magnetoidrodinamica applicate al nostro problema la velocità di rotazione terrestre, deve avere una parte fondamentale nella teoria del campo geomagnetico.

Per cercare di giungere a questa teoria sono state scelte due vie, che potremmo chiamare la via « cinematica » e la via « dinamica ». Nella via cinematica (Bullard) si assume, per risolvere la [3.11b], un campo di velocità  $v$  che possa essere in qualche modo giustificabile. Il campo di velocità di Bullard consiste in un moto convettivo  $v_c$  e in un moto azimutale  $v_\varphi$ , risultante da una rotazione non uniforme (la giustificazione dinamica di quest'ultimo sta, come si è visto precedentemente, nella conservazione del momento della quantità di moto). Il moto  $v_\varphi$  produce, in presenza di un campo magnetico dipolare, un campo magnetico toroidale mediante il processo di distorsione delle linee di forza dianzi descritto; i campi di velocità e i campi magnetici interagirebbero poi fra loro in modo da rigenerare il campo di dipolo. Il campo di velocità, costituito da  $v_c$  e  $v_\varphi$ , sarebbe sufficientemente asimmetrico da permettere appunto il processo dinamo.

Anche assegnando il campo di velocità  $v$ , la soluzione della [3.11b] è estremamente complicata; si tratta in sostanza di un problema di ricerca di autovalori, che fornirebbero i valori della velocità necessari per ottenere un campo di dipolo stazionario. Gli elaboratissimi calcoli eseguiti da Bullard e Gellman hanno condotto, per il

campo toroidale prodotto da  $\nu_{\varphi}$ , a un valore di circa 500 gauss ( $5 \cdot 10^{-2} T$ ); ma è risultato anche che i valori finali di  $\nu_c$  sono pressoché indipendenti da  $\nu_{\varphi}$ , cioè tutto avviene come se il campo toroidale non fosse essenziale al processo dinamo (esso invece è fondamentale, nella teoria di Bullard, per la spiegazione del campo non dipolare e della variazione secolare).

Il procedimento matematico di Bullard e Gellman si basa sullo sviluppo dei campi magnetici e dei campi di velocità in serie di armoniche sferiche, limitandone il grado e l'ordine al valore 4. Una recente estensione di Gibson e Roberts fino al valore 5 ha tuttavia messo in dubbio la validità della teoria, a causa della mancata convergenza della serie. Malgrado ciò il metodo « cinematico » di Bullard è importante perché ha aperto la via verso una teoria dinamo del campo geomagnetico, che pareva molto ristretta dal teorema di Cowling. In seguito Herzenberg (1958) e Backus (1958) hanno indicato due modelli cinematici che, senza contraddire il teorema di Cowling, possono con certezza matematica dare luogo a una dinamo; è tuttavia praticamente impossibile che i due modelli rappresentino situazioni realmente esistenti nel nucleo terrestre, anche se il modello di Herzenberg (due sferette conduttrici rotanti all'interno di una grande sfera, anch'essa conduttrice, a distanza fra loro grande rispetto ai loro raggi) è stato riprodotto in laboratorio da Lowes e Wilkinson, col risultato non solo di un'intensa azione dinamo, ma anche di inversioni di polarità del campo magnetico.

La via « dinamica » è rappresentata sostanzialmente dal processo proposto ed elaborato da Elsasser e da Parker. Anche in questo caso gli sviluppi matematici sono estremamente complessi; se a ciò si aggiunge una notevolissima schematizzazione, introdotta appunto per diminuire le difficoltà matematiche e per supplire alla mancanza di molte conoscenze fisiche, si comprende bene come in questa sede venga cercare di descrivere il processo in modo puramente qualitativo.

Si presuppone l'esistenza nel nucleo terrestre del campo magnetico toroidale prodotto dalla rotazione differenziata; si suppone poi che il moto convettivo sia costituito da « celle » di convezione, cioè da una serie di colonne in cui la materia fluida si sposta radialmente, dal basso verso l'alto o viceversa (modello questo molto simile alla situazione esistente nell'atmosfera terrestre). Alla base di una cella ascensionale si avrà una convergenza di materia fluida, sulla quale agisce la forza di Coriolis; la situazione è analoga a quella relativa

ad un'area ciclonica dell'atmosfera. Considerando per semplicità una colonna di convezione posta nell'emisfero settentrionale lungo l'asse di rotazione terrestre, al moto convettivo ascensionale (radiale) si sovrappone un moto rotatorio in verso antiorario (fig. 3.5a), dando luogo ad un moto elicoidale (fig. 3.5b).

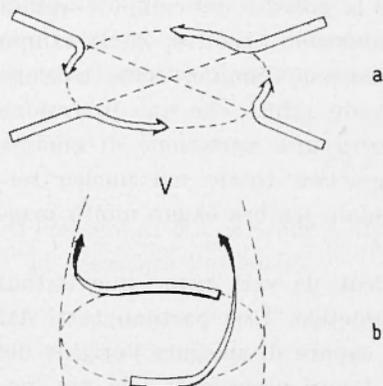


Fig. 3.5

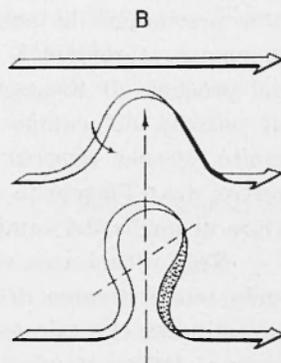


Fig. 3.6

Questo moto interagisce con le linee di forza del campo toroidale, che si supporranno, sempre per semplicità, normali all'asse della colonna; le linee di forza verranno deformate come rappresentato in fig. 3.6 cioè subiranno dapprima un sollevamento e poi una torsione secondo il verso del moto elicoidale della colonna. Se le forze elettrodinamiche sono tali da limitare questa torsione ad un valore di circa  $90^\circ$ , si formeranno delle spire magnetiche chiuse, aventi il piano perpendicolare alle linee originali del campo toroidale, cioè in pratica coincidente con un piano meridiano. Le numerose spire formate dalle varie celle convet-

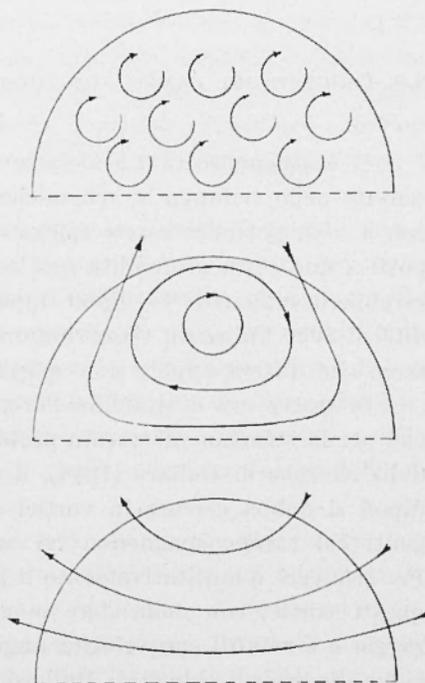


Fig. 3.7

tive potranno poi, attraverso un processo di coalescenza (fig. 3.7), rigenerare le linee di forza del campo poloidale dipolare di partenza.

È importante osservare che nelle teorie ora molto brevemente accennate, mentre viene giustificata la rigenerazione di un campo dipolare, non ne viene in alcun modo precisata la polarità; in altre parole, le suddette teorie non vincolano la polarità del campo e quindi non precludono la possibilità delle inversioni. Inoltre, se il campo magnetico toroidale è essenziale al processo dinamo, come avviene nel processo di Elsasser e Parker, si vede subito che una inversione di polarità del campo dipolare comporta una variazione di energia molto piccola rispetto all'energia magnetica totale nel nucleo terrestre, dove l'intensità del campo toroidale sembra essere molto maggiore di quella del campo dipolare.

Negli ultimi anni sono stati pubblicati da vari Autori nuovi studi sulla teoria dinamo del campo geomagnetico. Essi partono tutti dal presupposto che tale teoria sia l'unica capace di spiegare l'origine del campo, differenziandosi tra loro e dai lavori precedenti solo per ipotesi particolari sui moti nel nucleo o per particolari sviluppi matematici.

### 3.8. ORIGINE DEL CAMPO NON DIPOLARE (« IRREGOLARE »).

Si è accennato in 1.9 al fatto che il campo « irregolare », rappresentato nello sviluppo in armoniche sferiche del potenziale dai termini con  $n > 2$ , potrebbe essere spiegato dalla presenza di dipoli secondari posti a una certa profondità nell'interno della Terra; secondo McNish, sarebbero sufficienti 14 dipoli opportunamente situati, a una profondità di 3000 km circa. Osservando la mappa di fig. 1.5, si deve riconoscere che questa appare una spiegazione soddisfacente.

Si tratta ora di stabilire l'origine di questi dipoli secondari. Anche per la soluzione di questo problema un notevole impulso è venuto dalle ricerche di Bullard (1948), il quale ha supposto che la causa dei dipoli si debba cercare in vortici di materia fluida del nucleo interagenti col campo magnetico ivi esistente (toroidale più poloidale). Per risolvere quantitativamente il problema, Bullard ha rappresentato questi vortici con delle sfere o cilindri conduttori solidi, isolati, di raggio  $a$  e rotanti con velocità angolare  $\omega$  attorno ad un asse di rotazione. Secondo i calcoli di Bullard, se il campo magnetico è parallelo all'asse di rotazione si ha nel corpo rotante una semplice separazione

di cariche, senza correnti elettriche indotte, proprio perché il corpo viene considerato isolato. Se invece il campo magnetico forma con l'asse di rotazione un angolo diverso da zero, nelle sfere e nei cilindri scorrono delle correnti indotte tali da creare un momento magnetico  $m$ , la cui intensità e la cui direzione dipendono dal numero di Reynolds magnetico del corpo rotante,  $R_m = \mu \sigma \omega a^2$  (vedi 3.5). Ad esempio, per la sfera, se  $R_m \ll 1$  il momento  $m$  è perpendicolare sia all'asse di rotazione che al campo magnetico, e la sua intensità è

$$m = \frac{4 \pi R_m B_o a^3}{30 \mu} = \frac{2 \pi \sigma \omega a^5 B_o}{15}.$$

Al crescere di  $R_m$ ,  $m$  tende a divenire antiparallelo al campo magnetico e ad assumere l'intensità

$$m = \frac{2 \pi B_o a^3}{\mu},$$

indipendente da  $R_m$ .

Secondo i calcoli di Bullard, se il vortice si trova al contatto fra il nucleo e il mantello e se il campo (toroidale) ivi esistente è dell'ordine di 500 gauss ( $5 \cdot 10^{-2} T$ ), come da lui stesso desunto (v. 3.7), il raggio della sfera rotante capace di produrre il campo « irregolare » dell'ordine di grandezza di quello misurato sulla superficie della Terra è di circa 200 km.

Il modello di Bullard è tuttavia poco realistico, in quanto non è possibile assimilare il vortice a un corpo rotante *isolato*; esso deve essere invece considerato come immerso in un mezzo conduttore. Ciò modifica notevolmente la situazione, poiché occorre tener conto delle correnti indotte nel mezzo circostante; i calcoli di Herzenberg e Lowes portano al risultato che, per un determinato raggio del corpo rotante, il campo magnetico necessario a indurre un campo « irregolare » della intensità voluta è molto minore di quello calcolato col modello di Bullard.

Nagata e Rikitake hanno costruito una teoria del campo non dipolare (e delle sue variazioni) basata sull'esistenza nel nucleo di un campo toroidale dell'ordine di 300 gauss ( $3 \cdot 10^{-2} T$ ) e di moti convettivi con velocità dell'ordine di  $10^{-4}$  m/sec; l'interazione fra moti e campo toroidale sarebbe appunto all'origine del campo (poloidale ma non dipolare) osservato alla superficie della Terra.

Un'interessante applicazione delle teorie dinamo è la ricerca della soluzione di un problema in un certo senso inverso a quello originario: ammessa l'esistenza del processo dinamo, dalle caratteristiche del campo superficiale e delle sue variazioni si può cercare di dedurre i moti nel nucleo terrestre. Il problema è stato affrontato in due modi diversi da Vestine e coll. e da Rikitake. Vestine parte dalla equazione [3.11], assumendo che il termine dissipativo  $\nu_m \nabla^2 B$  sia trascurabile ed estrapolando i valori del campo magnetico dalla superficie terrestre alla superficie del nucleo. Rikitake parte invece dalla ipotesi sua e di Nagata ora citata che il campo non dipolare sia prodotto dalla interazione fra un intenso campo toroidale nell'interno del nucleo e i moti convettivi, assumendo che il campo non dipolare sia in uno stato stazionario. È assai interessante il fatto che i risultati dei due studi siano approssimativamente gli stessi: l'esistenza di due principali correnti di moti convettivi nel nucleo, una ascendente in corrispondenza dell'Africa e una discendente in corrispondenza del Pacifico centrale.

### 3.9. VARIAZIONI SECOLARI.

Dato il carattere piuttosto complesso delle variazioni secolari, è difficile costruire una teoria unitaria di questo fenomeno. Come abbiamo visto, le variazioni secolari interessano sia il campo di dipolo sia il campo non dipolare. Per il campo di dipolo si ha attualmente una diminuzione continua del momento del dipolo terrestre; dall'espressione di McDonald e Gunst si deduce una diminuzione di  $4.10^{22}$  u.e.m. ( $4.10^{19}$  Am<sup>2</sup>) all'anno. Come si è accennato in 2.9, dalle misure di archeomagnetismo risulta che questa diminuzione durerebbe da almeno 2000 anni, forse con andamento un po' meno rapido di oggi: secondo i dati della fig. 2.10, 2000 anni fa il dipolo terrestre avrebbe avuto un momento magnetico dell'ordine di  $1,3.10^{26}$  u.e.m. ( $1,3.10^{23}$  Am<sup>2</sup>). Come si è anche accennato, questa variazione potrebbe far parte di un ciclo più o meno periodico; il momento di dipolo non sembra essere stato mai decisamente diverso dall'attuale, nemmeno nelle più antiche ere geologiche, e le uniche eccezioni sembrano essere le epoche di transizione di polarità, in cui esso appare nettamente diminuito. Riguardo alla direzione del dipolo, essa sembra precedere verso ovest con velocità angolare fra  $0,04^\circ$  e  $0,06^\circ$  all'anno (1.10). Si ricordi infine (sempre 1.10) il possibile spostamento verso il polo nord, di 2 km/anno, del dipolo centrale; di quest'ultimo fenomeno si attende però conferma.

Le fluttuazioni del dipolo ora ricordate, dedotte sia dalle misure dirette di campo (e compendiate nella Tab. 1) sia mediante i metodi dell'archeomagnetismo, non interessano altro che un «istante» nella vita del campo geomagnetico; allo stato attuale delle nostre conoscenze non possiamo affermare con certezza se tali fluttuazioni abbiano caratterizzato il campo dipolare durante tutta la sua esistenza, anche se ciò appare probabile. È in ogni caso certo che variazioni ben più importanti delle semplici fluttuazioni hanno avuto luogo nel corso delle ere geologiche, stando alle indicazioni delle ripetute inversioni di polarità del campo, e ovviamente si presume che variazioni del genere possano aver luogo anche in futuro; nulla impedisce anzi di supporre che le attuali variazioni siano una fase di una di queste variazioni di scala più vasta.

Sulle variazioni del momento magnetico del dipolo terrestre e soprattutto sulle sue inversioni di polarità la teoria dice ancora molto

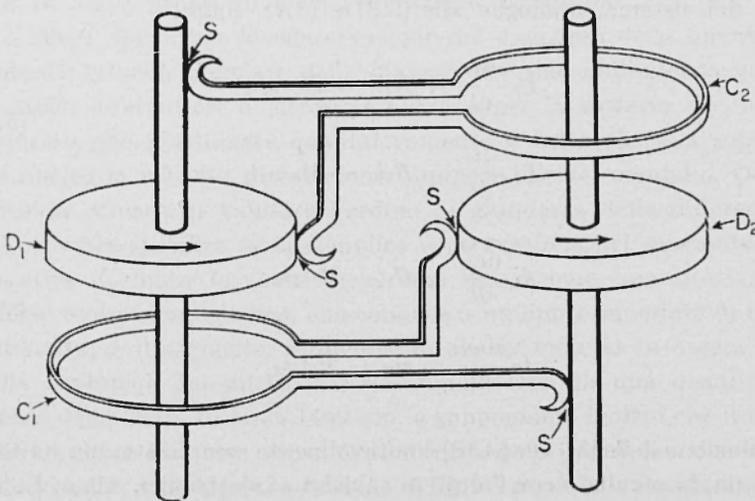


Fig. 3.8 - Da Hide (1961) (Per gentile concessione dell'Autore e dell'Editore).

poco, e ciò è naturale dato lo stato ancora piuttosto incerto delle ipotesi sulla origine stessa del campo di dipolo. Tuttavia, per rendere in certo modo comprensibile un tipo di meccanismo mediante il quale queste variazioni possono aver luogo, ci possiamo rifare al modello meccanico del disco rotante (3.3): si è visto in quella sede che se la velocità angolare e la corrente iniziali non hanno i valori critici  $\omega_c$  e

$i_c$ , la soluzione delle [3.3] e [3.4] rappresenta delle oscillazioni piuttosto complicate attorno a quei valori. Le oscillazioni della corrente comportano naturalmente oscillazioni nel campo magnetico, che sarebbero l'analogo delle fluttuazioni del campo magnetico di dipolo della Terra. Si può tuttavia dimostrare che il modello di disco ora citato non prevede inversioni della corrente, e quindi del campo magnetico (sono possibili solo inversioni della velocità angolare).

Assai interessante agli effetti delle inversioni di corrente e di campo è invece il modello di Rikitake, costituito da due dinamo a disco ognuna delle quali eccita l'altra (fig. 3.8):  $D_1$  e  $D_2$  sono due dischi metallici rotanti con velocità angolari  $\omega_1$  e  $\omega_2$ ; in presenza di un campo magnetico parallelo all'asse,  $D_1$  produce la corrente  $i_1$ , che, fluendo nella spira  $C_2$ , genera un campo magnetico che agisce su  $D_2$ , il quale a sua volta produce la corrente  $i_2$  che scorre nella spira  $C_1$ , producendo un campo che agisce su  $D_1$  aggiungendosi al campo iniziale. Se i dischi sono tenuti in rotazione rispettivamente dalle coppie  $G_1$  e  $G_2$ , le equazioni del sistema, analoghe alle [3.3] e [3.4], sono:

$$L_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 i_1 = M_1 \omega_1 i_2 \quad [3.17]$$

$$L_2 \frac{di_2}{dt} + R_2 i_2 = M_2 \omega_2 i_1$$

$$I_1 \frac{d\omega_1}{dt} = G_1 - M_1 i_1 i_2 \quad [3.18]$$

$$I_2 \frac{d\omega_2}{dt} = G_2 - M_2 i_1 i_2$$

La soluzione delle [3.17] e [3.18] è notevolmente complicata, ma sia Rikitake, sia, in seguito e con l'aiuto di calcolatori elettronici, Allan, Lowes, Somerville, Cook e Roberts, hanno trovato che l'andamento delle correnti è oscillatorio attorno ad uno stato stazionario, ma con ampiezza gradatamente crescente fino ad un rapido passaggio a oscillazioni attorno ad un altro stato stazionario, che può essere caratterizzato da corrente (e quindi da campo magnetico) di verso opposto al precedente.

Con questi modelli meccanici si possono dunque giustificare in modo del tutto plausibile, almeno in linea di principio, le fluttuazioni del momento di dipolo e anche le inversioni di polarità. Quanto questi

modelli possano rispecchiare i meccanismi che in realtà si producono nel nucleo terrestre è tuttavia difficile dire; essi, ad esempio, per intrinseca costituzione non possono spiegare la lenta precessione a ovest dell'asse del dipolo. Di fatto questa non è ancora spiegata da alcuna teoria.

Per quanto riguarda le variazioni del campo non dipolare, ricordiamo che, come si è visto in 1.10, esse sono dovute in buona parte alla deriva occidentale, ma in parte anche alle fluttuazioni di intensità del campo. È opportuno quindi cercare di spiegare separatamente questi due fenomeni.

Siccome la Terra ruota da ovest verso est, la deriva occidentale indica che il nucleo, o almeno la sua zona superiore dove si ritiene abbia origine il campo irregolare, ruota con velocità angolare minore di quella della crosta e del mantello. La spiegazione di questa diversa velocità di rotazione va molto probabilmente cercata (Bullard) nell'esistenza dei moti convettivi nell'interno del nucleo, di cui si è parlato in 3.6 a proposito della generazione del campo toroidale; come si è allora detto, per la conservazione del momento della quantità di moto la velocità angolare della materia che sale dall'interno verso il mantello diminuisce, e viceversa avviene per la materia che scende, e questo può giustificare qualitativamente il fatto che alla superficie del nucleo la velocità di rotazione è minore che nel mantello. Occorre tuttavia cercare di valutare l'ordine di grandezza della differenza di velocità per stabilire se la semplice conservazione del momento della quantità di moto fornisca anche una spiegazione quantitativa. Un calcolo molto semplicistico, che conduce a un limite superiore di questa differenza, è il seguente. Supponiamo che la materia in ascesa parta dalla superficie del nucleo interno solido, cioè da una distanza dal centro della Terra di circa 1400 km, e supponiamo inoltre che il nucleo interno abbia la stessa velocità di rotazione del mantello. Chiamando  $\Omega$  la velocità angolare di rotazione della Terra,  $\omega$  la velocità angolare della materia che dalla superficie del nucleo interno ( $r_i = 1400$  km) ha raggiunto la superficie esterna del nucleo ( $r_n = 3500$  km), la conservazione del momento della quantità di moto si esprime

$$\Omega r_i^2 = \omega r_n^2,$$

da cui

$$\omega = \Omega \left( \frac{r_i}{r_n} \right)^2.$$

La velocità trasversale relativa tra superficie del nucleo e mantello è data da

$$v_n = (\Omega - \omega) r_n \approx 2 \cdot 10^2 \text{ m/sec,}$$

valore estremamente diverso da quello,  $4 \cdot 10^{-1}$  m/sec, dedotto dalla deriva occidentale. Questa diversità non è dovuta alla schematizzazione usata nel calcolo: anche se la materia che giunge alla superficie esterna del nucleo non proviene dalla superficie del nucleo centrale ma da zone più periferiche, cioè se le colonne di convezione hanno un'altezza minore di quella ora assunta, l'ordine di grandezza di  $v_n$  varia poco. Anche la schematizzazione usata da Bullard porterebbe a risultati simili a quello del calcolo semplificato ora riportato: egli ha supposto il nucleo terrestre separato in due parti, rigide e indipendenti, da una superficie sferica di raggio tale ( $0,79 r_n$ ) che le due parti abbiano lo stesso volume, e ha calcolato la variazione del momento della quantità di moto della parte esterna prodotta dall'intercambio della materia tra una parte e l'altra. Ammettendo che la velocità angolare iniziale di tutto il nucleo sia uguale alla velocità angolare della Terra, alla fine del processo la velocità trasversale della superficie della parte esterna rispetto alla velocità del mantello è circa  $1,4 \cdot 10^2$  m/sec.

Questo totale disaccordo fra il valore dedotto sperimentalmente e quello calcolato su base puramente meccanica è dovuto al fatto che il calcolo precedente non tiene conto dei campi magnetici toroidale  $B_\varphi$  e poloidale  $B_\theta$  esistenti nel nucleo e nel mantello (in quest'ultimo naturalmente esiste solo il campo poloidale); secondo le considerazioni di Bullard le forze ponderomotrici fra questi campi producono un accoppiamento elettromagnetico fra nucleo e mantello capace di modificare nettamente lo stato di cose risultante dai calcoli eseguiti su base puramente meccanica. Bullard assume questa volta per  $B_\varphi$  il valore di 40 gauss ( $4 \cdot 10^{-3} T$ ) e per  $B_\theta$  il valore del campo di dipolo estrapolato alla superficie di separazione fra mantello e nucleo, cioè 4 gauss ( $4 \cdot 10^{-4} T$ ); in queste condizioni la velocità relativa fra nucleo e mantello risulta dell'ordine di quella dedotta dalla deriva occidentale.

Quanto al fenomeno cui si è accennato in 1.10, pag. 43 e 44, cioè alla correlazione tra le variazioni nella rotazione terrestre e le variazioni nella deriva occidentale, esso può essere spiegato, secondo Vestine, anche mediante le sole considerazioni meccaniche sulla conservazione del momento della quantità di moto: ad un aumento della

velocità di rotazione della crosta e del mantello corrisponde una diminuzione di velocità di rotazione del nucleo, cioè un aumento della velocità della deriva occidentale, in modo che il momento della quantità di moto totale della Terra rimanga costante. Ciò tuttavia non esclude l'esistenza di coppie elettromagnetiche tra nucleo e mantello: ma nel modello di Bullard sopra citato tali coppie si annullano per una certa particolare relazione fra le velocità di rotazione del nucleo interno, del nucleo esterno e del mantello, relazione che, secondo Vestine, sembra approssimativamente realizzata nel fenomeno delle fluttuazioni della rotazione terrestre. Tale fenomeno potrebbe quindi essere originato da qualche processo molto rapido nel nucleo, il cui effetto si trasmetterebbe al mantello mediante coppie di natura, ad esempio, viscosa, seguendo il principio di conservazione del momento della quantità di moto.

Per quanto riguarda la parte di variazione secolare del campo «irregolare» dovuta alle fluttuazioni di intensità del campo, essa ammonta, come si è detto, a circa  $10 \gamma$  (nT) all'anno; data l'intensità delle grandi anomalie (v. 1.7) la durata media delle configurazioni di isoanomale è dell'ordine di alcune centinaia o del migliaio di anni. La spiegazione di tale variazione appare abbastanza ovvia, dopo l'ipotesi di Bullard (3.8) sull'origine del campo irregolare: i vortici nel nucleo, che per interazione col campo magnetico ivi esistente danno luogo ai grandi sistemi di anomalie in superficie, subirebbero delle variazioni nella loro costituzione (moto, forma ecc.). Ciò che diversi Autori hanno fatto notare è la necessità di localizzare questi vortici nelle regioni più superficiali del nucleo, perché altrimenti, data la elevata conducibilità elettrica di questo, variazioni di periodo di alcune centinaia di anni non potrebbero essere risentite in superficie a causa dello schermo elettromagnetico del nucleo stesso; siamo cioè in presenza di uno «skin-effect» del nucleo terrestre.

Lo schermo elettromagnetico, questa volta però dovuto al mantello, potrebbe spiegare il fatto della esiguità della variazione secolare nella regione dell'Oceano Pacifico: se in questa zona la variazione è stata sistematicamente bassa per vari milioni di anni, come sembrano indicare i dati paleomagnetici (1.10 e 2.7), ciò potrebbe essere appunto dovuto alle caratteristiche fisiche del mantello in corrispondenza della regione, in particolare di una conducibilità elettrica anormalmente elevata.

Recentemente (1966) è stata messa in dubbio da Hide la necessità di tener conto dello skin-effect nel nucleo. Ciò dovrebbe avvenire solo

se esso fosse un conduttore solido come il mantello, per il quale le considerazioni sullo schermo elettromagnetico sono pienamente valide; in realtà la natura fluida del nucleo permette la propagazione di onde magnetoidrodinamiche; l'effetto di sorgenti di perturbazione anche molto profonde può allora giungere alla superficie del nucleo e di lì, se il periodo delle perturbazioni è sufficientemente elevato, può propagarsi per normale effetto elettromagnetico attraverso il mantello fino alla superficie terrestre. Secondo la teoria elaborata da Hide, le onde magnetoidrodinamiche nel nucleo presentano delle particolari caratteristiche di propagazione a causa della rotazione terrestre che, fra l'altro, le rende dispersive; in presenza di un campo magnetico toroidale di 100 gauss ( $10^{-2}T$ ) nel nucleo, queste oscillazioni idromagnetiche, interagendo col campo poloidale del nucleo stesso, danno luogo sulla superficie terrestre a perturbazioni che si accorderebbero con le principali caratteristiche delle variazioni secolari. In particolare, secondo Hide, la deriva occidentale sarebbe dovuta a un'onda magnetoidrodinamica dispersiva che si propaga lentamente verso ovest nel nucleo; il carattere dispersivo si manifesterebbe, ad esempio, nella differenza di velocità di deriva fra il campo « irregolare » e il campo dipolare. Nella teoria matematica di Hide è prevista anche l'esistenza di una onda propagantesi verso est, ma con una frequenza molto elevata rispetto a quella della precedente, in modo che il mantello sarebbe sufficiente a schermare l'effetto magnetico, con la conseguenza che quest'onda non può essere messa in evidenza sulla superficie della Terra. Hide tenta anche di spiegare la scarsa intensità della variazione secolare nel Pacifico, supponendo l'esistenza di particolari caratteristiche topografiche alla superficie di separazione tra nucleo e mantello in questa regione, tali da diminuire l'ampiezza delle onde propagantesi verso ovest. Naturalmente anche la teoria di Hide è ancora largamente in discussione.

#### BIBLIOGRAFIA

- BULLARD E. C., FREEDMAN C., GELLMAN H., NIXON J., 1950. — *The westward drift of the Earth's magnetic field*. « Phil. Trans. Roy. Soc. London A », 243, p. 67.
- CHAPMAN S., BARTELS J., 1951. — *Geomagnetism*. Clarendon Press, Oxford, Vol. II.

- COX A., 1969. - *Geomagnetic Reversals*. « Science », **163**, p. 237.
- COX A., DOELL R. R., 1960. - *Review of Paleomagnetism*. « Bull. Geol. Soc. Amer. », **71**, p. 645.
- ELSASSER W. M., 1955. - *Hydromagnetism. A Review*. « American Journ. of Phys. », **23**, p. 590.
- GAIBAR-PUERTAS C., 1953. - *Variación secular del campo geomagnetico*. Obs. del Ebro, Mem. n. 11.
- HIDE R., 1970. - In *Surfaces and Interiors of Planets and Satellites* (ed. Dollfus). Academic Press, Londra, Cap. 9.
- HIDE R., ROBERTS P. H., 1961. - In *Physics and Chemistry of the Earth*, Vol. 4. Pergamon Press, Londra, Cap. 2.
- IRVING E., 1964. - *Paleomagnetism*. John Wiley & Sons, New York.
- MCDONALD K. L., GUNST R. H., 1967. - *An analysis of the Earth's magnetic field from 1835 to 1965*. ESSA Techn. Rep., Boulder.
- NAGATA T., 1953 e 1961. - *Rock Magnetism*. I e II Ed. Maruzen, Tokyo.
- VESTINE E. H., LAPORTE L., COOPER C., LANGE I., HENDRIX W. C., 1947. - *Description of the Earth's magnetic field and its secular change*. Carnegie Institution Publications (Washington) n. 578.
- VESTINE E. H., 1953. - *On Variations of the geomagnetic field, fluid motions, and the rate of the Earth's rotation*. « Journ. Geoph. Res. », **58**, p. 127.
- YUKUTAKE T., 1962. - *The westward drift of the magnetic field of the Earth*. « Bull. of Earthquake Res. Inst. Tokyo », **40**, p. 1.

## INDICE

<i>Prefazione</i> . . . . .	5
<i>Introduzione</i> . . . . .	7

### Cap. 1. ANALISI DEL CAMPO GEOMAGNETICO

1.1. Dipolo magnetico . . . . .	11
1.2. Elementi del campo geomagnetico . . . . .	12
1.3. Analisi del campo geomagnetico in armoniche sferiche . . . . .	13
1.4. Separazione dei campi di origine interna e di origine esterna . . . . .	20
1.5. Risultati delle principali analisi . . . . .	20
1.6. I termini di primo grado: il dipolo geomagnetico . . . . .	24
1.7. I termini di grado superiore . . . . .	27
1.8. Coordinate geomagnetiche . . . . .	28
1.9. Anomalie magnetiche . . . . .	32
1.10. La variazione secolare . . . . .	36

### Cap. 2. IL PALEOMAGNETISMO

2.1. Costituenti ferrimagnetici delle rocce . . . . .	47
2.2. Magnetizzazione delle rocce . . . . .	49
2.3. Magnetizzazione termoresidua . . . . .	50
2.4. Altri tipi di magnetizzazione . . . . .	56
2.5. Effetti di anisotropia . . . . .	58
2.6. Magnetizzazione per sedimentazione . . . . .	59
2.7. Principali risultati paleomagnetici . . . . .	60
2.8. Il problema dell'inversione di polarità del dipolo terrestre . . . . .	65
2.9. Intensità del campo geomagnetico nel passato . . . . .	76

### Cap. 3. IPOTESI SULL'ORIGINE DEL CAMPO GEOMAGNETICO

3.1. Teorie antiche . . . . .	79
3.2. Proprietà elettriche dell'interno della Terra . . . . .	80
3.3. Dinamo ad autoeccitazione; modello meccanico . . . . .	81
3.4. Campi toroidali e campi poloidali . . . . .	84
3.5. Equazioni fondamentali della magnetoidrodinamica . . . . .	85
3.6. Campi magnetici congelati . . . . .	89
3.7. La dinamo terrestre . . . . .	93
3.8. Origine del campo non dipolare . . . . .	98
3.9. Variazioni secolari . . . . .	100