

## La misura della disomogeneità di magnetizzazione delle rocce (\*)

*(The measure of inhomogeneity of rock-magnetization).*

R. CIALDEA

Ricevuto il 20 Giugno 1967

RIASSUNTO. — Nella presente nota viene mostrato l'uso del magnetometro, precedentemente descritto dall'A., nella misura della disomogeneità di magnetizzazione di un campione di roccia.

A tale scopo si studia anzitutto la forma del segnale generato in questo magnetometro da un dipolo decentrato; poi si schematizza un generico campione di roccia come un campione magnetizzato uniformemente in una certa direzione avente in più un dipolo decentrato non necessariamente parallelo alla sopradetta direzione.

Con questa schematizzazione l'A. introduce una grandezza, chiamata indice di disomogeneità di magnetizzazione, che può dare un'idea delle eventuali disomogeneità di magnetizzazione presentate dal campione.

SUMMARY. — The use of the magnetometer, previous described by the A., in the measure of the magnetization inhomogeneity of a rock sample is shown in the present paper.

At the first it is studied the signal generated in this magnetometer by an off-centre dipole; after it is proposed to reduce a rock sample to a sample uniformly magnetized in a direction with an off-centre dipole no necessary parallel to that direction.

With this scheme the A. introduces a measure, that it named the index of the magnetization inhomogeneity: of course this index can do an idea of the eventual inhomogeneity of the rock sample.

In una precedente nota <sup>(1)</sup> ho descritto un nuovo tipo di magnetometro per le misure magnetiche sulle rocce, destinato al rilevamento

---

(\*) Questa nota è stata presentata al XVI Convegno dell'A. G. I. — Napoli, 22-24 Maggio 1967.

della direzione dell'intensità di magnetizzazione. In essa è riportata la relativa teoria da me elaborata studiando in particolare la forma del segnale generato da un campione di roccia supposta magnetizzata uniformemente in una generica direzione.

Con questo magnetometro, realizzato nell'Istituto Nazionale di Geofisica e già in uso da parecchi mesi, ho osservato che la forma del segnale spesso era analoga a quella teorica, trovata e descritta nella nota citata, ma talvolta, se ne discostava moltissimo. Un primo esame del fenomeno mi fece supporre che tale diverso comportamento era dovuto essenzialmente al fatto che non tutti i campioni prelevati presentavano una magnetizzazione uniforme. Pertanto nella presente nota studierò la forma del segnale che si ottiene con questo magnetometro esaminando una roccia presentante una magnetizzazione disuniforme (2).

Premetto anzitutto le notazioni, in gran parte già adoperate nella nota citata:

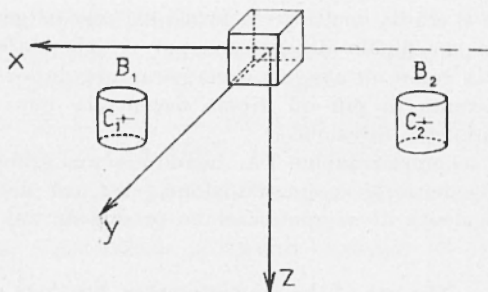


Fig. 1

$O, x, y, z$  : terna ortogonale fissa con l'origine nel centro geometrico del campione nella sua posizione di equilibrio, l'asse  $x$  parallelo alla congiungente i centri  $C_1$  e  $C_2$  delle due bobine  $B_1$  e  $B_2$ , l'asse  $y$  giacente sul piano orizzontale e l'asse  $z$  lungo la verticale (Fig. 1),

$\Omega, \xi, \eta, \zeta$  : terna ortogonale solidale al campione e con l'origine  $\Omega$  coincidente con  $O$  nella sua posizione di equilibrio,

$r$  : raggio delle due bobine,

$l$  : lunghezza del pendolo,

$\alpha$  : angolo formato dall'asse del pendolo in un generico istante con la verticale (Fig. 2),

- $\alpha_0$  : valore massimo (in modulo) di  $\alpha$ ,  
 $\omega = \sqrt{g/l}$ : pulsazione propria del pendolo,  
 $\vec{m}$  : momento magnetico del campione in esame,

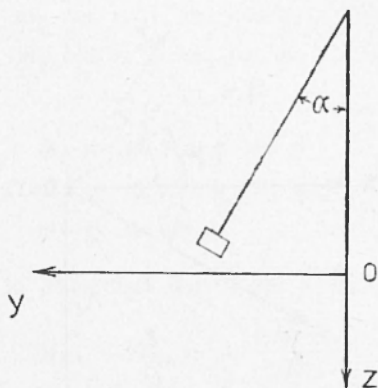


Fig. 2

- $\psi$  : angolo formato dal vettore  $\vec{m}$  con l'asse  $\zeta$  (Fig. 3),  
 $\chi$  : angolo formato dalla componente orizzontale  $m_0$  di  $\vec{m}$  con l'asse  $\eta$  (Fig. 3),

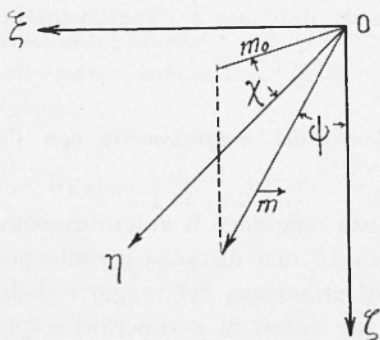


Fig. 3

- $H_1$  e  $H_2$ : valore assunto dalla componente verticale del campo magnetico generato dal campione nei due centri  $C_1$  e  $C_2$  rispettivamente,  
 $\alpha, o, h$  : coordinate di  $C_1$  rispetto alla terna  $O, x, y, z$ ,

$a, o, h$  : coordinate di  $C_2$  rispetto alla terna  $O, x, y, z$ ,

$o, y, z$  : coordinate di  $\Omega$  rispetto alla terna  $O, x, y, z$ ,

$\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$  : angoli formati dall'asse  $\zeta$  rispettivamente con gli assi  $x, y, z$  (Fig. 4),

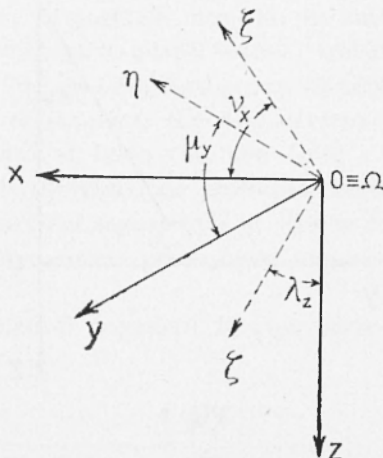


Fig. 4

$\mu_x, \mu_y, \mu_z$  : angoli formati dall'asse  $\eta$  rispettivamente con gli assi  $x, y, z$  (Fig. 4),

$\nu_x, \nu_y, \nu_z$  : angoli formati dall'asse  $\xi$  rispettivamente con gli assi  $x, y, z$  (Fig. 4).

a) *Richiami sulla teoria del magnetometro con l'approssimazione del moto uniforme.*

Il segnale ottenuto raggiunge il valore massimo, quando il centro del campione si trova ad una distanza  $y$  dalla posizione di equilibrio dello stesso ordine di grandezza del raggio  $r$  della bobina. Ciò porta di conseguenza che per valori di  $y$  superiori a quattro-cinque volte  $r$ , il segnale è praticamente nullo. Quindi si può considerare il pendolo in moto solo in questo piccolo intervallo: ed in questo intervallo, se il rapporto  $r/l$  è molto piccolo, il moto può essere approssimato ad un moto uniforme, lungo l'asse  $y$ , con velocità costante  $\frac{dy}{dt} = l \alpha_0 \omega$ .

Questa approssimazione porta una notevolissima semplificazione, in quanto in questo intervallo le tre componenti  $m_x$ ,  $m_y$  e  $m_z$  del mo-

mento magnetico  $m$  possono considerarsi indipendenti dal tempo e precisamente, essendo  $\alpha \simeq 0$ :

$$\begin{aligned} m_x &= m_\xi \cos \nu_x + m_\eta \cos \mu_x + m_\zeta \cos \lambda_x \\ m_y &= m_\xi \cos \nu_y + m_\eta \cos \mu_y + m_\zeta \cos \lambda_y \\ m_z &= m_\xi \cos \nu_z + m_\eta \cos \mu_z + m_\zeta \cos \lambda_z \end{aligned}$$

dove:

$$\begin{aligned} m_\xi &= m \operatorname{sen} \psi \cos \chi \\ m_\eta &= m \operatorname{sen} \psi \operatorname{sen} \chi \\ m_\zeta &= m \cos \psi. \end{aligned} \quad [1]$$

Si ha quindi per la differenza dei campi in  $C_1$  e in  $C_2$ :

$$H_{1,z} - H_{2,z} = - \frac{6 ha m_x}{R^3}, \quad [2]$$

dove

$$R = [a^2 + y^2 + h^2]^{1/2}, \quad [3]$$

e derivando rispetto al tempo la [2] e la [3] ed eliminando la  $\frac{dR}{dt}$

$$\frac{d}{dt} (H_{1,z} - H_{2,z}) = \frac{30 ham_x}{R^6} \frac{dR}{dt} = \frac{30 ham_x}{R^7} \eta l \alpha_0 \omega m_x. \quad [4]$$

Questa approssimazione consiste nel trascurare le potenze dell'angolo  $\alpha$  superiori alla prima, infatti la [5] della citata nota con questa approssimazione diventa:

$$\frac{d}{dt} (H_{1,z} - H_{2,z}) = \frac{e}{2,17 \cdot 10^{-2}} = \frac{30 ha \omega \alpha_0 \eta l}{R^7} m_x$$

che coincide con la precedente [4].

#### b) Campione decentrato e magnetizzato uniformemente.

Si supponga ora un campione, di dimensioni molto piccole e magnetizzato uniformemente, posto nel magnetometro in posizione non perfettamente centrata, cosicchè le sue coordinate rispetto alla terna di riferimento  $\Omega, \xi, \eta, \zeta$  siano

$$\xi = \delta_\xi, \quad \eta = \delta_\eta, \quad \zeta = \delta_\zeta.$$

Le coordinate rispetto alla terna  $O, x, y, z$  ad un generico istante  $t$  saranno così, essendo  $\delta_y$  il valore di  $y$  all'istante zero, quando cioè  $O$  coincide con  $\Omega$ :

$$X = \delta_x \quad Y = \delta_y + vt \quad Z = \delta_z .$$

Le componenti verticali del campo  $H$  generato da questo campione nei centri delle due bobine sono rispettivamente

$$\begin{aligned} H_{1,z} &= \frac{m_z}{R_1^3} - 3 a \frac{(\delta_x - a) m_x + (\delta_y + vt) m_y + (\delta_z - a) m_z}{R_1^5} \\ H_{2,z} &= \frac{m_z}{R_2^3} - 3 a \frac{(\delta_x + a) m_x + (\delta_y + vt) m_y + (\delta_z - a) m_z}{R_2^5} , \end{aligned} \quad [5]$$

dove:

$$\begin{aligned} R_1 &= [(\delta_x - a)^2 + (\delta_y + vt)^2 + (\delta_z - a)^2]^{1/2} \quad e \\ R_2 &= [(\delta_x + a)^2 + (\delta_y + vt)^2 + (\delta_z - a)^2]^{1/2} . \end{aligned} \quad [6]$$

La differenza tra le componenti  $H_z$  è così:

$$\begin{aligned} H_{1,z} - H_{2,z} &= \left( \frac{1}{R_1^3} - \frac{1}{R_2^3} \right) m_z - 3 a \left( \frac{1}{R_1^5} - \frac{1}{R_2^5} \right) \\ &\left[ \delta_x m_x + (\delta_y + vt) m_y + (\delta_z - a) m_z \right] + \left( \frac{1}{R_1^5} + \frac{1}{R_2^5} \right) 3 a^2 m_x . \end{aligned} \quad [7]$$

Ma  $R_2$  si può esprimere in funzione di  $R_1$  e di  $\delta_x$  con uno sviluppo in serie, arrestato al solo primo termine:

$$R_2 = R_1 \left( 1 + \frac{2 a \delta_x}{R_1^2} \right) , \quad [8]$$

e sostituendo questa espressione in [7] si ha:

$$\begin{aligned} H_{1,z} - H_{2,z} &= \frac{6 a}{R_1^5} \left\{ \delta_x m_z - \right. \\ &\left. - \left[ \delta_x m_x + (\delta_y + vt) m_y + (\delta_z - a) m_z \right] \frac{5 a \delta_x}{R_1^2} + a m_x \left( 1 - \frac{5 a \delta_x}{R_1^2} \right) \right\} , \end{aligned} \quad [9]$$

ed ordinando:

$$\begin{aligned} H_{1,z} - H_{2,z} &= \frac{6 a}{R_1^5} \left\{ m_x a \left[ 1 - 5 \frac{a \delta_x}{R_1^2} \right] - 5 \left( \frac{\delta_x}{R_1} \right)^2 - \right. \\ &\left. - 5 m_y a \frac{\delta_x}{R_1^2} (\delta_y + vt) + m_z \delta_x \left[ 1 - \frac{5 a^2}{R_1^2} \left( \frac{\delta_x}{a} - 1 \right) \right] \right\} , \end{aligned} \quad [10]$$

se si trascurano i termini di secondo grado in  $\delta_x$ ,  $\delta_y$  e  $\delta_z$  si ha:

$$H_{1,z} - H_{2,z} = \frac{6a}{R_1^5} \left[ m_x a + m_z \delta_x \left( 1 + \frac{5a^2}{R_1^2} \right) \right] - \frac{30a^2}{R_1^7} \delta_x vt m_y \quad [11]$$

e la f.e.m. ottenuta ai capi delle due bobine:

$$e = \varphi \frac{d(H_{1,z} - H_{2,z})}{dt} = \varphi \left\{ -\frac{30a}{R_1^5} \left( m_x a + m_z \delta_x \left( 1 + \frac{5a^2}{R_1^2} \right) \right) - \right. \\ \left. - \frac{6a}{R_1^5} m_z \delta_x \frac{10a^2}{R_1^3} + \frac{210a^2}{R_1^8} \delta_x vt m_y \right\} \frac{dR_1}{dt} - \frac{30a^2 \delta_x}{R_1^7} m_y v \quad [12]$$

dove  $\varphi$  tiene conto della geometria delle due bobine. Dalla prima delle [6] si ha anche:

$$\frac{dR_1}{dt} = \frac{\delta_y + vt}{R_1} v,$$

che sostituita nella precedente relazione [12] dà:

$$e = -\varphi \frac{30a^2 v}{R_1^7} \left\{ m_x (\delta_y + vt) + m_y \delta_x + m_z \delta_x vt \left( 1 + \frac{7a^2}{R_1^2} \right) \right\}, \quad [13]$$

avendo trascurato il termine  $7 \left( \frac{\delta_y + vt}{R_1} \right)^2$  rispetto ad uno.

Questa f.e.m. è quindi composta di tre termini che ora esamineremo separatamente.

Il primo è:

$$-30 \varphi a^2 v m_x \frac{\delta_y + vt}{R_1} = -30 \varphi a^2 v m_x \frac{y}{R_1^2}, \quad [14]$$

il secondo è:

$$-30 \varphi a^2 v m_y \frac{\delta_x}{R_1}, \quad [15]$$

ed il terzo infine è:

$$-30 \varphi a^2 v m_z \frac{\delta_x}{a} \left( 1 + 7 \frac{a^2}{R_1^2} \right) \frac{y}{R_1^2}. \quad [16]$$

Il primo termine è del tipo della [4], cioè che significa un segnale avente l'andamento della  $f_1$  riportata in Fig. 5, rappresentata da una

funzione dispari rispetto all'istante  $t = -\frac{\delta_y}{v}$  che assume il valore più grande in modulo negli istanti:

$$t_1 = \frac{1}{v} \left( \frac{R_o}{\sqrt{6}} - \delta_y \right) \text{ e } t_2 = \frac{1}{v} \left( 2 \frac{R_o}{\sqrt{6}} - \delta_y \right),$$

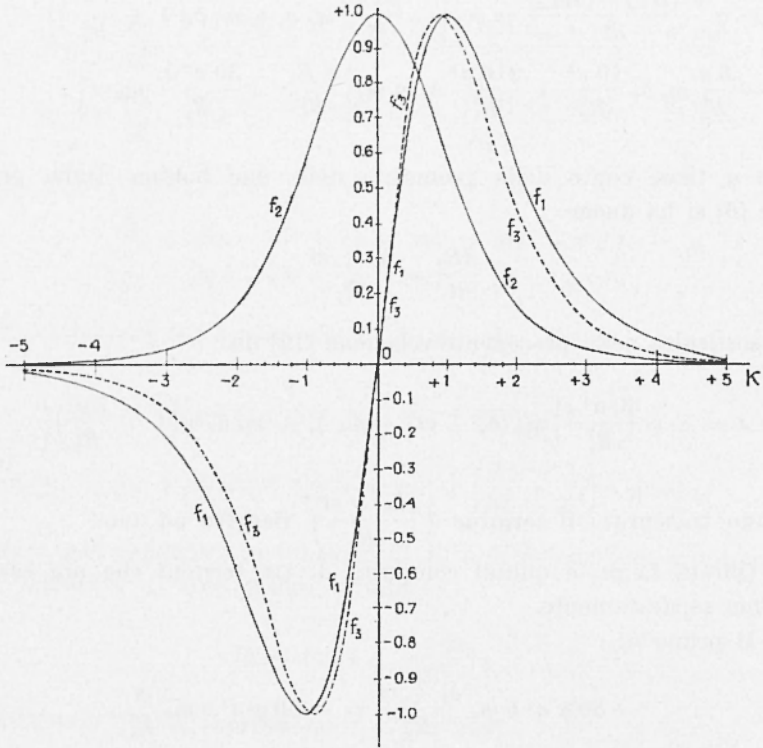


Fig. 5

dove:

$$R_o = [(\delta_x - a)^2 + (\delta_z - a)^2]^{1/2}.$$

Infatti derivando rispetto a  $y$  ed annullando la [14] si trova:

$$y = \pm \frac{R_o}{\sqrt{6}}. \quad [17]$$



Il rapporto tra il valore di questo termine  $e_1$  in un generico istante  $t$  ed il suo valore massimo è dato da:

$$\frac{e_1}{e_{1,M}} = \frac{\sqrt{6}}{R_0} \frac{(7/6)^{7/2}}{\left(1 + \frac{y^2}{R_0^2}\right)^{7/2}}.$$

Si può ora esprimere la  $y$  in unità  $R_0/\sqrt{6}$ , cioè in unità corrispondenti al valore di  $y$  per cui la f.e.m. raggiunge il valor massimo ottenendo così, avendo posto  $y = k R_0/\sqrt{6}$ , la funzione  $f_1$  della Fig. 5,

$$f_1 = \frac{e_1}{e_{1,M}} = 7^{7/2} \frac{k}{(6 + k^2)^{7/2}}. \quad [18]$$

Il secondo termine rappresenta una f.e.m. inversamente proporzionale a  $R_1^2$  e ponendo  $R_1^2 = R_0^2 + y^2$ , si ha:

$$-30 \varphi a^2 v m_y \frac{\delta_x}{R_1^7} = -30 \varphi \frac{a^2 v m_y \delta_x}{R_0^7} \cdot \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{y}{R_0}\right)^2\right]^{7/2}}, \quad [19]$$

ed esprimendo la  $y$  con la stessa unità di prima si ha:

$$-30 \varphi \frac{a^2 v m_y \delta_x}{R_0^7} \cdot \left(\frac{6}{6 + k^2}\right)^{7/2}, \quad [20]$$

e quindi rappresenta un segnale dello stesso segno di  $-m_y$  e che raggiunge il valore massimo per  $k = 0$ : l'andamento è rappresentato dalla  $f_2$  riportata nella Fig. 5, funzione pari rispetto a  $y = 0$ , ottenuta facendo il rapporto tra il valore generico  $e_2$  del secondo termine e il valore massimo da esso raggiunto:

$$f_2 = \frac{e_2}{e_{2,M}} = \left(\frac{6}{6 + k^2}\right)^{7/2}. \quad [21]$$

Il terzo termine infine è proporzionale a:

$$\frac{y}{R_1^7} \left(1 + \frac{7 a^2}{R_1^2}\right) = y \frac{y^2 + 9 a^2}{(y^2 + 2 a^2)^{9/2}}, \quad [22]$$

avendo posto  $R_0^2 = 2 a^2$ . Esso è rappresentato da una funzione dispari rispetto a  $y = 0$ , dove essa si annulla. La derivata della [22] rispetto a  $y$  annullata porta all'equazione:

$$\frac{y^2}{a^4} + 11 \frac{y^2}{a^2} - 3 = 0, \quad [23]$$

le cui due radici reali sono  $y = \pm 0.516 a$ , a cui corrispondono i due valori di  $k = \pm 0.893$ .

Il valore della f.e.m. dovuto al terzo termine è:

$$e_3 = -30 \varphi a^2 v m_z \frac{\delta_x}{a} y \frac{y^2 + 9 a^2}{R_0^3} = -30 \varphi a^2 v m_z \frac{\delta_x}{a} \frac{6^3}{R_0^6} \frac{k^2 + 27}{(k^2 + 6)^{3/2}} \quad [24]$$

ed il suo valore massimo si ha per  $k = 0.893$ : facendo il rapporto  $e_3/e_{3,M}$  si trova la  $f_3$  riportata nella Fig. 5:

$$f_3 = \frac{e_3}{e_{3,M}} = 0,238 \frac{k(k^2 + 27)}{(k^2 + 6)^{3/2}}. \quad [25]$$

I tre termini avranno quindi i valori:

$$\left. \begin{aligned} (-30 a^2 v \varphi) m_x f_1 p_1 \\ (-30 a^2 v \varphi) m_y f_2 p_2 \\ (-30 a^2 v \varphi) m_z f_3 p_3 \end{aligned} \right\} [26]$$

dove  $p_1$ ,  $p_2$ , e  $p_3$  sono i valori massimi positivi assunti dalle rispettive funzioni, e cioè:

$$p_1 = \frac{0,238}{R_0^6}, \quad p_2 = \frac{\delta_x}{R_0^7}, \quad p_3 = 1,36 \frac{\delta_x}{R_0^7}. \quad [27]$$

Le  $f_1$ ,  $f_2$  e  $f_3$  sono espresse tutte in funzione del parametro  $k$ , che ci indica la posizione del pendolo per la quale il primo termine assume il valore massimo: si è preso questo parametro come riferimento unico per tutte le funzioni, in quanto esso si riferisce al termine relativo al campione centrato.

Da un esame sommario delle tre curve  $f_1$ ,  $f_2$  e  $f_3$  appare che le due funzioni  $f_1$  e  $f_3$  sono pressochè uguali, specie nel tratto compreso tra  $k = -1$  e  $k = +1$ ; ciò porta di conseguenza che, in una prima approssimazione, esse si possono considerare uguali. Con questa posizione i tre termini che compaiono nella [13] si possono riunire in due soli, ottenendo così:

$$e = (-30 \varphi a^2 v) \{ (m_x p_1 + m_z p_3) f_1 + m_y p_2 f_2 \}. \quad [28]$$

Il primo termine è rappresentato da una funzione dispari ed il secondo da una funzione pari.

Allo scopo di studiare la forma del segnale si può esprimere la [28] nel seguente modo, introducendo un coefficiente  $q$  che rappresenta il rapporto tra il coefficiente del secondo termine e quello del primo:

$$e = (-30 \varphi a^2 v) \left( 0,238 m_x + 1,36 \frac{\delta_x}{R_0} m_z \right) (f_1 + q f_2). \quad [29]$$

Nella Fig. 6 ho riportato la forma del segnale per diversi valori di  $\varrho$  e cioè per  $\varrho = 0, 1, 5, \infty$ . Si vede subito che al variare di  $\varrho$ , ciò che si può ottenere con una semplice rotazione del campione, il segnale

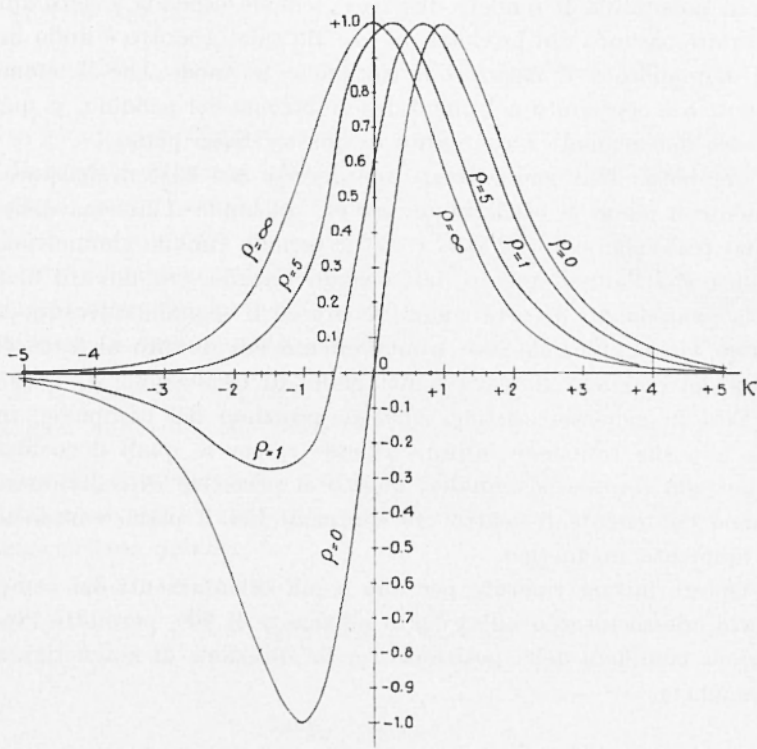


Fig. 6

cambia completamente di aspetto: da segnale simmetrico pari per  $\varrho = \infty$ , ciò che significa anche  $0,238 m_x = -1,36 \frac{\delta_x}{H_0} m_z$ , esso diventa asimmetrico per gli altri valori di  $\varrho$  diversi da zero ed infine diventa simmetrico e dispari per  $\varrho = 0$ , ciò che significa che il prodotto  $m_y \cdot \delta_x$  è nullo.

Un magnetino decentrato contribuisce così al segnale per il termine  $f_1$  (dispari) con un contributo proporzionale alla somma:

$$0,238 m_x + 1,36 \frac{\delta_x}{H_0} m_z,$$

e per il termine  $f_2$  (pari) con un contributo proporzionale al prodotto

$$m_y \frac{\delta_x}{R_0} .$$

Cioè la possibilità di rendere dispari il segnale dipende essenzialmente dal valore assunto dal prodotto  $m_y \cdot \delta_x$ . Ma tale prodotto è nullo in due casi: o quando si è disposto il campione in modo che il momento magnetico è contenuto nel piano di oscillazione del pendolo, o quando il centro del magnete è contenuto in questo stesso piano.

Per poter distinguere questi due diversi casi basterà spostare leggermente il piano di oscillazione, per es. traslando il sistema delle due bobine parallelamente all'asse  $x$ . Se il segnale rimane simmetrico, ciò significa che l'annullamento del secondo termine era dovuto al fatto che la componente  $m_y$  era nulla; se invece il segnale ridiventa asimmetrico, ciò significa che tale annullamento era dovuto al fatto che il centro del magnete si trovava nel piano di oscillazione  $\delta_x = 0$ .

Così in generale esistono quattro posizioni del campione, in seguito alla sua rotazione intorno all'asse  $z$ , per le quali il coefficiente del secondo termine si annulla; questo ci permette di individuare sia il piano contenente il centro del campione sia il piano contenente il suo momento magnetico.

Queste misure ripetute per due o più orientamenti del campione ruotato adesso intorno all'asse  $x$  o all'asse  $y$  di  $90^\circ$ , permette l'individuazione completa della posizione e della direzione di magnetizzazione del magnete.

### c) Schematizzazione della disomogeneità di magnetizzazione.

Un campione comunque magnetizzato può essere ritenuto come un insieme di magnetini elementari magnetizzati in generiche direzioni non necessariamente parallele e con momenti magnetici di valore diverso. Pertanto i due termini del segnale complessivo saranno proporzionali per la  $f_1$  a:

$$0,238 \int_v I_x dv + \frac{1,36}{R_0} \int_v I_x x dv .$$

e per la  $f_2$  a:

$$\frac{1}{R_0} \int_v I_y x dv ,$$

dove  $I_x, I_y, I_z$  sono le componenti del vettore intensità di magnetizzazione lungo gli assi  $x, y, z, dv$  è l'elemento generico di volume del campione in esame ed  $x$  è la sua distanza dal piano  $yz$ : l'integrale va esteso a tutto il volume  $v$  del campione.

Si vede subito che se il campione è magnetizzato uniformemente i due integrali  $\int_v I_x x dv$  e  $\int_v I_y x dv$  sono entrambi nulli, solo se il centro geometrico  $\Omega$  del campione si trova nel piano di oscillazione.

Il nostro campione potrà essere perciò schematizzato come un campione magnetizzato uniformemente in tutto il suo volume, al quale sia sovrapposto un magnete elementare decentrato e con un momento magnetico non necessariamente parallelo al primo. L'effetto di questo magnete decentrato, che chiamerò magnete equivalente di disomogeneità sarà appunto quello di cambiare la forma del segnale.

Sia  $\vec{M}$  il momento magnetico del campione, dovuto alla sua magnetizzazione uniforme, che possiamo supporre applicato al centro geometrico del campione; sia inoltre  $\vec{m}$  il momento magnetico del magnetino equivalente supposto decentrato di un tratto  $\delta$ . In questo schema avremo quindi:

$$\begin{aligned} M_x + m_x &= \int_v I_x dv \\ m_y \delta_x &= \int_v I_y x dv \\ m_z \delta_x &= \int_v I_z x dv . \end{aligned} \tag{30}$$

Il segnale avrà allora l'espressione, in base alla [29]:

$$e = (-30 \varphi a^2 v) \left[ 0,238 (M_x + m_x) + 1,36 \frac{\delta_x}{R_0} m_z \right] (f_1 + \varrho f_2) ,$$

dove  $\varrho$  è espresso dal rapporto:

$$\varrho = \frac{m_y \frac{\delta_x}{R_0}}{0,238 (M_x + m_x) + 1,36 \frac{\delta_x}{R_0} m_z} . \tag{31}$$

Il valore massimo raggiunto da questo rapporto potrà essere preso come indice della disomogeneità di magnetizzazione del campione in esame (3).

Orbene se nella rotazione del campione intorno all'asse  $z$  si osserva che il massimo positivo e quello negativo non sono esattamente eguali, ciò denuncia l'esistenza della disomogeneità di magnetizzazione del campione. Per avere un'idea di tale disomogeneità si può fare subito il calcolo per valori di  $\varrho$  molto piccoli. Se si indica con  $\beta$  il rapporto tra il valore massimo del segnale positivo e quello massimo del segnale negativo (in modulo) si trova che tra  $\beta$  e  $\varrho$  definito dalla [31] esiste questa relazione approssimata, valevole per  $\varrho$  prossima a 0:

$$\beta = 1 + 1,17 \varrho .$$

Così se si impone la condizione per es. che il campione non deve presentare una disomogeneità maggiore del 10%, si dovranno scartare tutti i campioni che presentano, in un qualsiasi orientamento, almeno un valore di  $\beta$  maggiore di 1,12.

La caratteristica principale di questo nuovo tipo di magnetometro è, oltre alla sua sensibilità nella determinazione della direzione della intensità di magnetizzazione(4), la possibilità di individuare con un esame abbastanza rapido, quei campioni, i quali, per una qualsiasi causa, presentano una eccessiva disomogeneità di magnetizzazione. Questo tipo di esame è necessario in quanto i campioni utilizzabili per le misure paleomagnetiche, devono presentare una certa uniformità di magnetizzazione. Infatti la direzione della intensità di magnetizzazione rilevata con un qualunque magnetometro, nel caso di magnetizzazione non uniforme, non ha generalmente una relazione immediata con la direzione della magnetizzazione del campione all'epoca della formazione della roccia (4).

#### BIBLIOGRAFIA

- (1) CIALDEA R., *Un nuovo tipo di magnetometro per le misure magnetiche sulle rocce*. « Annali di Geofisica », XIX, 4, (1966).
- (2) NAGATA T., *Magnetic Properties of Rocks and Minerals*, « Handbuch der Physik », Bd. XLIX, 1, Springer-Verlag, (1966).  
COLLINSON D. W., CREER K. M., RUNCORN S. K., *Methods in Paleomagnetism*, Elsevier, 1967.  
RUNCORN S. K., *Magnetization of Rocks*, « Handbuch der Physik », Bd. XLVII, Springer-Verlag, (1956).
- (3) IRWING E., MOLYNEUX L., RUNCORN S. K., *Geophys. J.*, 10, p. 451, (1966).
- (4) NAGATA T., *Rock Magnetism*, Maruzen, 1961.