

## Un nuovo tipo di magnetometro per le misure magnetiche sulle rocce

R. CIALDEA

Ricevuto il 6 Luglio 1966

**RIASSUNTO.** — L'A. descrive un nuovo tipo di magnetometro, realizzato nell'Istituto Nazionale di Geofisica, particolarmente indicato per il rilevamento della direzione dell'intensità di magnetizzazione, eventualmente presente nelle rocce ignee. Nella nota viene elaborata la teoria dell'apparato e ne vengono descritte le caratteristiche tecniche e la sensibilità; si suggerisce infine la tecnica da seguire per il rilevamento della direzione dell'intensità di magnetizzazione delle rocce.

**SUMMARY.** — The A. describes a new magnetometer realized in the "Istituto Nazionale di Geofisica", particularly appointed to determine the direction of the magnetization intensity, eventually present in the igneous rocks. In the present paper the A. elaborates the theory of this apparatus and describes its technical characteristics and its sensibility; at last the A. proposes the technical method in order to determine the direction of the magnetization intensity.

Le misure sul magnetismo delle rocce presentano delle notevoli difficoltà dato il valore generalmente piccolo della loro magnetizzazione. I magnetometri costruiti a tutt'oggi (1) risultano particolarmente delicati e solo in alcuni casi e con particolari accorgimenti essi possono essere usati in un normale laboratorio di una grande città. Per questa ragione ho cercato di realizzare un nuovo tipo di magnetometro che mi permettesse di raggiungere sensibilità e precisione elevate, pur essendo dotato di notevoli caratteristiche di semplicità e di robustezza: esso è particolarmente indicato per il rilevamento della direzione dell'intensità di magnetizzazione.

Il magnetometro da me realizzato consiste in una base di legno vincolata ad oscillare in un determinato piano verticale per mezzo di due sospensioni bifilari. Un telaio in bachelite si trova al disotto della

base ed in esso il campione di roccia in esame può essere bloccato in una determinata posizione prefissata. Il telaio con il campione può essere ruotato intorno ad un asse verticale (nella posizione di riposo del pendolo), mentre un'alidada indica la rotazione eseguita.

Nella sua oscillazione il campione passa sopra a due bobine  $B_1$  e  $B_2$  in modo che il piano di oscillazione  $\pi$  contenga il punto di mezzo  $M$  della congiungente i centri  $C_1$  e  $C_2$  delle due bobine e sia ad essa normale (v. Fig. 1). Le due bobine, opportunamente dimensionate, sono poste in

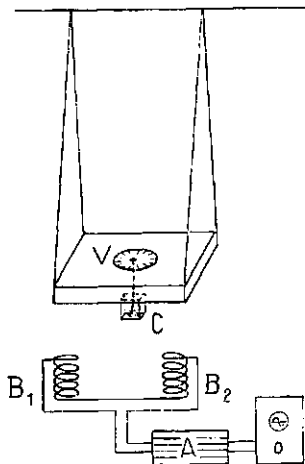


Fig. 1

opposizione in modo che sia nulla ogni f.e.m. generata da eventuali variazioni di campo magnetico purchè esse possano essere considerate uguali in  $C_1$  e in  $C_2$ . Il che è certamente verificato per le variazioni del c.m.t. e quasi sempre per le variazioni del c.m. dovute a correnti varie nel laboratorio, a meno che non si ponga l'apparato molto vicino a cavi percorsi da correnti. Se i due campi (in  $C_1$  e in  $C_2$ ) sono variabili nel tempo e diversi, all'uscita delle due bobine si avrà un segnale, che, passando attraverso l'amplificatore  $A$ , viene inviato ad un oscillografo. Ad ogni oscillazione il campione  $C$ , se è magnetizzato, genera un campo magnetico, che assume in genere valori diversi in  $C_1$  e in  $C_2$ . Con una opportuna rotazione del campione  $C$  si può fare in modo che i due campi in  $C_1$  e in  $C_2$  siano praticamente uguali istante per istante: in questo caso il segnale in uscita dalle due bobine sarà ovviamente nullo.

Dopo questa rapida descrizione del magnetometro passerò a studiare le sue caratteristiche principali: nel paragrafo *a*) tratterò della

forma e delle dimensioni delle due bobine, con le loro caratteristiche elettriche e magnetiche; nel paragrafo *b*) calcolerò il campo  $B$  nei due centri delle due bobine; nel paragrafo *c*) studierò la forma del segnale; nel paragrafo *d*) parlerò della tecnica seguita per il rilevamento della direzione di magnetizzazione delle rocce.

#### *a*) LE BOBINE

Le bobine devono concatenare al massimo il flusso del vettore  $B$ , ma nello stesso tempo devono ovviamente lasciare libero dello spazio per permettere il passaggio del campione. La prima idea è stata quella di costruire delle bobine sferiche, che godono della proprietà che il flusso del vettore  $B$  ad esse concatenato è proporzionale al valore che la componente del vettore  $B$  lungo l'asse della bobina assume al centro della bobina stessa. Si è preferito invece costruire delle bobine cilindriche di opportune dimensioni, che godono di analoga proprietà. Si è trovato infatti <sup>(2)</sup> che per una bobina cilindrica delle seguenti dimensioni (v. Fig. 2)

$$L = 0,72 D \quad \text{e} \quad d \leq 0,33 D$$

il flusso concatenato del vettore  $B$  è proporzionale al valore che assume al centro della bobina la componente del vettore  $B$  lungo l'asse della bobina stessa.

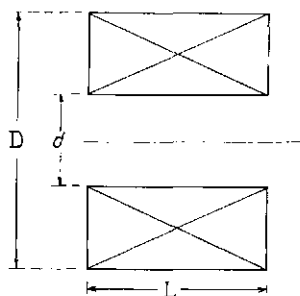


Fig. 2

Si trovano così le seguenti caratteristiche per una tale bobina:  
numero totale delle spire

$$N = 0,24 \frac{D^2}{\delta^2}$$

resistenza elettrica

$$R = 0,64 \varrho \frac{D^3}{\delta^4}$$

coeff. di autoinduzione

$$L = 0,214 \frac{D^5}{\delta^4} \quad \text{nel sistema assoluto e.m.}$$

flusso concatenato

$$\phi(B) = 9,1 \cdot 10^{-2} \frac{D^4}{\delta^2} B_1$$

dove si è indicato con  $\delta$  e con  $\varrho$  rispettivamente il diametro del filo e la resistività elettrica del materiale costituente il filo stesso.

Le bobine da me realizzate hanno i seguenti valori

$$L = 56,8 \text{ mm} \quad D = 79 \text{ mm} \quad d = 26,5 \text{ mm} \quad \delta = 0,115 \text{ mm}$$

e le sue caratteristiche teoriche sono

$$N = 113.280 \text{ spire}$$

$$R = 33.900 \Omega$$

$$L = 3,71 \cdot 10^{11} \text{ u.e.m.} = 371 H$$

$$\phi(B) = 2,68 \cdot 10^{-6} B_1 \text{ u.e.m.}$$

$$\frac{\phi(B)}{B} = 2,68 \cdot 10^{-2} \text{ weber/gauss.}$$

In realtà le bobine da me costruite presentano le seguenti caratteristiche leggermente diverse da quelle teoriche:

$$N = 91.300 \text{ spire}$$

$$R = 31,5 K\Omega$$

$$L = 300 H$$

$$\frac{\phi(B)}{B} = 2,17 \cdot 10^{-2} \text{ weber/gauss.}$$

Ai capi delle due bobine si ha quindi una f.e.m. data da

$$e = - \frac{d}{dt} [\phi(B_1) - \phi(B_2)]$$

e sostituendovi i valori del magnetometro

$$e = 2,17 \cdot 10^{-2} \frac{d}{dt} (B_{t_1} - B_{t_2})$$

dove  $e$  è espresso in volt,  $B$  in gauss ed il tempo  $t$  in secondi.

b) CALCOLO DI  $(B_{t_1} - B_{t_2})$

Si stabilisca anzitutto una terna di assi di riferimento  $O, x, y, z$ , sinistrorsa con l'origine nel centro geometrico del campione di roccia (supposto abbastanza piccolo ed uniformemente magnetizzato), quando si trova nella posizione di equilibrio, con l'asse  $z$  lungo la verticale verso il basso, con l'asse  $x$  parallelo alla congiungente i centri  $C_1$  e  $C_2$  delle due bobine e con l'asse  $y$  ad essi normale; in questo modo il piano di oscillazione coinciderà con il piano  $yz$ .

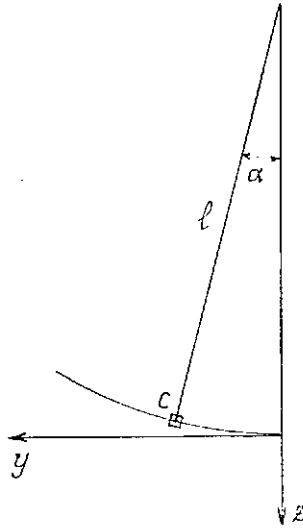


Fig. 3

In un generico istante il campione ha le coordinate  $\theta, Y, Z$ , e se si introduce l'angolo  $\alpha$  che l'asse del pendolo passante per il campione forma con la verticale, si ha anche (Fig. 3)

$$Y = l \operatorname{sen} \alpha \quad Z = l (\cos \alpha - 1) \quad [2]$$

dove  $l$  è la lunghezza del pendolo, cioè la distanza del campione dal centro di sospensione. I centri delle due bobine hanno invece le coordinate

$$C_1 \equiv \begin{cases} x = a \\ y = 0 \\ z = h \end{cases} \quad C_2 \equiv \begin{cases} x = -a \\ y = 0 \\ z = h \end{cases}$$

Si consideri ora una nuova terna di assi cartesiani  $\Omega, \xi, \eta, \zeta$  solidale alla base oscillante e coincidente con la terna  $0, x, y, z$  nella posizione di riposo del pendolo. Sia  $\vec{m}$  il momento magnetico del campione

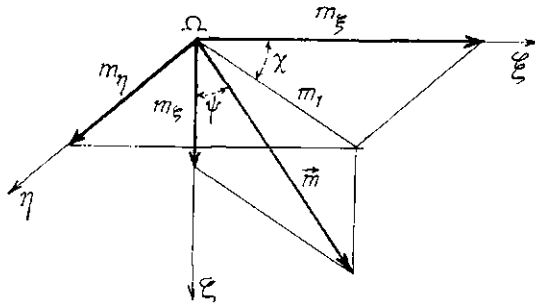


Fig. 4

in esame orientato come in Fig. 4: le componenti di questo momento rispetto agli assi  $\xi, \eta, \zeta$  sono

$$\begin{cases} m_\xi = m \operatorname{sen} \psi \cos \chi \\ m_\eta = m \operatorname{sen} \psi \operatorname{sen} \chi \\ m_\zeta = m \cos \psi \end{cases} \quad [3]$$

In una generica posizione del pendolo caratterizzata da un generico valore  $\alpha$  dell'angolo formato dal pendolo con la verticale (v. Fig. 3) le componenti del momento magnetico  $m$  rispetto agli assi  $x, y, z$  sono

$$\begin{cases} m_x = m_\xi = m \operatorname{sen} \psi \cos \chi \\ m_y = m \cos \psi \operatorname{sen} \alpha + m \operatorname{sen} \psi \operatorname{sen} \chi \cos \alpha \\ m_z = m \cos \psi \cos \alpha - m \operatorname{sen} \psi \operatorname{sen} \chi \operatorname{sen} \alpha. \end{cases}$$

Pertanto il campo magnetico generato dal campione in un punto generico di coordinate  $x, y, z$  è dato dalle seguenti espressioni, dove

$0, Y, Z$ , sono le coordinate del centro del campione, cioè le coordinate dell'origine  $\Omega$  della terna solidale con la base

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{m_x}{R^3} - 3x \frac{-x m_x + (Y - y) m_y + (Z - z) m_z}{R^5} \\ H_y &= \frac{m_y}{R^3} - 3y \frac{-x m_x + (Y - y) m_y + (Z - z) m_z}{R^5} \\ H_z &= \frac{m_z}{R^3} - 3z \frac{-x m_x + (Y - y) m_y + (Z - z) m_z}{R^5} \end{aligned}$$

dove si è indicato con  $R$  la distanza di  $\Omega$  dal punto considerato, cioè

$$R = [x^2 + (Y - y)^2 + (Z - z)^2]^{1/2}$$

Delle tre componenti di  $H$  interessa solo la componente parallela all'asse delle bobine, cioè la  $H_z$ . Nei due punti  $C_1$  e  $C_2$  la  $H_z$  assume i seguenti valori:

$$\begin{aligned} H_{1,z} &= \frac{m_z}{R^3} - 3h \frac{m_x a + Y m_y + (Z - h) m_z}{R^5} \\ H_{2,z} &= \frac{m_z}{R^3} - 3h \frac{-m_x a + Y m_y + (Z - h) m_z}{R^5} \end{aligned}$$

Ma per calcolare la f.e.m. si dovrà fare la differenza tra questi due valori:

$$H_{1,z} - H_{2,z} = - \frac{6 h a m_x}{R^5}$$

questa espressione diventa, introducendovi le [2]

$$H_{1,z} - H_{2,z} = - \frac{6 h a m_x}{[a^2 + h^2 + 2 l^2 + 2 h l - 2 l (h + l) \cos \alpha]^{5/2}}$$

che può essere messa sotto la forma

$$H_{1,z} - H_{2,z} = - \frac{6 h a m_x}{[A - G \cos \alpha]^{5/2}} \quad [4]$$

dove

$$A = a^2 + h^2 + 2 l^2 + 2 h l \quad \text{e} \quad G = 2 l (h + l)$$

sono delle caratteristiche geometriche dell'apparato.

## c) LA FORMA DEL SEGNALE

La f.e.m., considerando delle piccole oscillazioni, per le quali si può porre

$$a = a_0 \text{ sen } \omega t$$

diventa, esprimendo  $B$  nel sistema assoluto c.m.

$$e = 3,2 \cdot 10^{-1} \cdot \frac{h a \omega a_0 G \text{ sen } a}{(A - G \cos a)^{3/2}} \left[ 1 - \frac{a^2}{a_0^2} \right] m_x \quad [5]$$

Si può constatare quindi che il segnale è proporzionale alla componente del momento magnetico normale al piano di oscillazione.

Dalla [5] si vede inoltre che la  $e$  è funzione del tempo attraverso l'angolo  $a$ ; tale f.e.m. dovrà ovviamente presentare almeno un massimo che potrà essere calcolato annullando la derivata della funzione

$$f(a) = \frac{\text{sen } a}{[A - G \cos a]^{3/2}} \left[ 1 - \frac{a^2}{a_0^2} \right] \quad [6]$$

Si può ora osservare che l'angolo  $a_M$  per il quale si dovrà avere il valore massimo della  $e$  dovrà essere molto piccolo: infatti tale massimo dovrà aversi presumibilmente quando il campione si troverà ad una distanza dalla posizione di riposo circa uguale al raggio della bobina. Nel magnetometro da me realizzato si ha

$$a_M \simeq \frac{r}{l} = \frac{4}{400} \simeq 10^{-2}$$

Pertanto sarà possibile sviluppare in serie le funzioni trigonometriche che appaiono nella [6], trascurando le potenze superiori ad  $a^2$ ; si ottiene così:

$$a_M^2 \simeq \frac{a^2 + h^2}{6 l^2}$$

Per questo valore la  $f(a)$  diventa

$$f(a_M) = \frac{0,238}{l (a^2 + h^2)^3}$$



Il valore massimo della f.e.m. diventa quindi

$$e_M = 0,15 \left[ \frac{h a}{(a^2 + h^2)^3} \right] \sqrt{gl} \cdot \alpha_o \cdot m_x$$

dove ho sostituito il valore della  $\omega$  del pendolo.

La grandezza tra parentesi dipende dalla posizione delle bobine rispetto al campione e, data la simmetria della funzione, tale grandezza assumerà il valor massimo per  $a = h$ ; in questo caso si ha

$$e_M = 1,92 \cdot 10^{-2} \sqrt{gl} \cdot \alpha_o \cdot \frac{m_x}{a^4} \quad [7]$$

Per il magnetometro da me realizzato si ha, essendo  $l = 4 \cdot 10^2$  cm,  $a = 8$  cm,  $\alpha_o = 0,7$ ,

$$l_M = 2,1 m_x = 2,1 v M_x \quad (m V)$$

dove  $v$  ed  $M_x$  sono rispettivamente il volume e la componente dell'intensità di magnetizzazione del campione in esame nella direzione dell'asse  $x$ ; poichè si possono adoperare campioni aventi un volume di circa  $30$  cm<sup>3</sup>, si può avere, se  $M$  ha la direzione dell'asse  $x$

$$e_M = 70 M \quad (m V) \quad [8]$$

La f.e.m. assumerà quindi il valore massimo  $e_M$  dato dalla [7], ma è opportuno vedere la sua variazione nel tempo; a questo scopo sarà sufficiente fare il rapporto tra la f.e.m. per un generico valore di  $a$  e la  $e_M$ . Si ottiene così

$$\frac{e}{e_M} = \frac{f(a)}{f(a_M)} = \frac{a}{a_M} \cdot \left( \frac{\alpha_o^2 - a^2}{\alpha_o^2 - a_M^2} \right)^{1/2} \left[ \frac{A - G \left( 1 - \frac{a_M^2}{2} \right)}{A - G \left( 1 - \frac{a^2}{2} \right)} \right]^{3/2}$$

con la solita approssimazione; ma, essendo inoltre  $\alpha_o \gg a_M$  si può porre anche

$$\frac{e}{e_M} = \frac{a}{a_M} \left[ \frac{A - G \left( 1 - \frac{a_M^2}{2} \right)}{A - G \left( 1 - \frac{a^2}{2} \right)} \right]^{3/2}$$

Il generico valore di  $\alpha$  si può ora esprimere in unità  $\alpha_M$ , cioè si può porre  $\alpha = k \alpha_M$ , da cui

$$A - G + G \frac{\alpha_M^2}{2} = (a^2 + h^2) \frac{7}{6}$$

$$A - G + G \frac{\alpha^2}{2} = (a^2 + h^2) \frac{6 + k^2}{6}$$

il rapporto  $e/e_M$  risulta così molto semplificato

$$\frac{e}{e_M} = k \left[ \frac{7}{6 + k^2} \right]^{3/2}$$

Nella Fig. 5 ho riportato la forma del segnale che si ottiene; in ascisse è riportato il tempo in unità  $\tau$ , equivalente al tempo necessario al pendolo per percorrere l'angolo  $\alpha_M$ , cioè

$$\tau = \frac{\alpha_M}{\alpha_0 \omega}$$

ed in ordinate è riportato il rapporto  $e/e_M$ .

Il segnale consiste quindi in una serie di impulsi della forma indicata nella Fig. 5, intervallati di un tempo  $\Delta t$  dato da  $\pi \sqrt{l/g}$ ; nel mio magnetometro si ha  $\Delta t \simeq 2''$ .

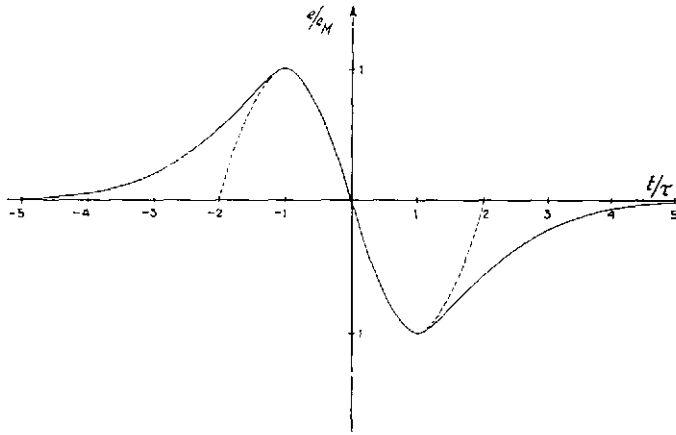


Fig. 5

Ma ciascun impulso può essere ritenuto in una prima approssimazione come una sinusoide di periodo uguale al doppio di  $\tau$ , cioè al doppio della distanza tra il massimo positivo e quello negativo: nella Fig. 5 ho riportato a puntini la sinusoide così calcolata.

La frequenza di un tale segnale, supposto indefinito, è allora

$$\nu = \frac{1}{2\tau} = \frac{a_0}{2a_M} \left| \frac{g}{l} \right| = \frac{\sqrt{3} a_0}{2a} \sqrt{gl}$$

Nel nostro caso si ha

$$\nu = 72 H_z$$

#### d) RILEVAMENTO DELLA DIREZIONE DI MAGNETIZZAZIONE

Si supponga che il campione sia magnetizzato uniformemente di modo che il momento magnetico sarà rappresentato da un vettore passante per il centro geometrico del campione. In tal caso si tracci sul campione una terna di assi  $\Omega, \xi, \eta, \zeta$  comunque collegata con l'orientamento geografico della località dalla quale è stato prelevato. Si ponga ora il campione nel telaio del magnetometro in modo che gli assi  $\xi, \eta, \zeta$  siano coincidenti rispettivamente con l'asse  $x, y$  e  $z$  (v. Fig. 4). Nel magnetometro allora si avrà un segnale proporzionale a

$$m_x = m_\xi = m \sin \psi \cos \chi.$$

Si ruoti allora il telaio e quindi il campione, intorno all'asse  $z$  fino a che il segnale sarà nullo: ciò avverrà quando il piano  $\pi_1$  contenente il

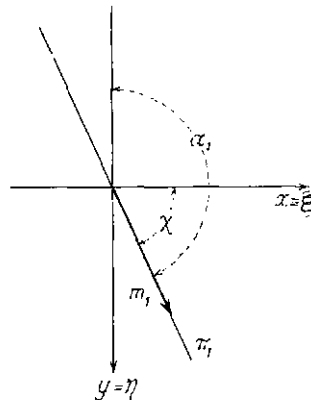


Fig. 6

vettore  $m$  (Fig. 6), che nella posizione iniziale formava un angolo  $\chi$  con l'asse  $x$ , sarà ruotato di un angolo  $\alpha_1$  in verso antiorario, dato da  $\alpha_1 = 90^\circ + \chi$ .

Si ponga ora il campione nel telaio, in modo che gli assi  $\xi, \eta$  e  $\zeta$  coincidano rispettivamente con gli assi  $x, z$  e  $-y$ . Nel magnetometro si avrà ancora un segnale proporzionale a  $m_x = m_\xi = m \sin \psi \cos \chi$ .

Si ruoti ora il telaio e quindi il campione intorno all'asse  $z$ , cioè intorno all'asse  $\eta$  fino a rendere nullo il segnale; ciò avverrà quando il piano  $\pi_2$  contenente il vettore  $m$  (Fig. 7) sarà di nuovo normale all'asse  $x$ ; cioè si dovrà avere

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{m_\xi}{m_\zeta} = \operatorname{tg} \psi \cos \chi$$

dove  $\beta_1$  è l'angolo di cui si è dovuto ruotare il telaio.

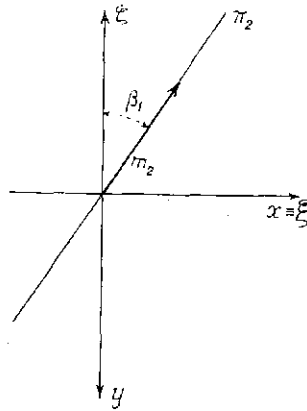


Fig. 7

Queste due misure sarebbero già sufficienti a determinare la direzione di magnetizzazione del campione relativamente alle coordinate geografiche, poichè con esse si sono misurati gli angoli  $\psi$  e  $\chi$ . Ma è ovvio che il campione potrebbe orientarsi nel telaio in un modo qualunque; nella tabella ho riportato i 24 modi principali di orientamento del campione, indicando le direzioni ed i versi che possono avere le tre componenti del momento magnetico  $m$  e l'angolo  $\alpha$  ( $\beta$  o  $\gamma$ ) di cui deve ruotare il telaio per annullare il segnale. Questi angoli sono espressi in funzione dei tre angoli principali  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$  e  $\gamma_1$  tra i quali esiste la seguente relazione:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 \operatorname{tg} \gamma_1 = \operatorname{tg} \beta_1. \quad [9]$$

Inoltre essi sono collegati alle caratteristiche magnetiche del campione secondo le seguenti espressioni

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{m_\xi}{m_\eta} = \operatorname{ctg} \chi ;$$

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{m_\xi}{m_\zeta} = \cos \chi \operatorname{tg} \psi \quad ; \quad \operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{m_\eta}{m_\zeta} = \operatorname{sen} \chi \operatorname{tg} \psi \quad [10]$$

Nell'ultima colonna ho riportato il valore della componente del momento magnetico nel piano orizzontale (nella posizione di riposo del pendolo); dal suo valore dipende la sensibilità dell'apparato. Infatti sia  $m_i$  il valore di tale componente: il segnale avrà il valore massimo

$$e_M = A m_i \text{sen } \lambda \tag{11}$$

dove  $A$  è una costante dell'apparato (v. la [7]) e l'indice  $i$  individua uno dei tre gruppi di orientamento possibili del campione. L'angolo  $\lambda$  è quello formato dalla componente  $m_i$  con il piano di oscillazione  $\pi$ . Sia ora  $\sigma$  la sensibilità dell'apparato, cioè il valor minimo apprezzabile della f.e.m.  $e$ , si ha

$$\sigma = A m_i \lambda_{\text{min}}$$

dove  $\lambda_{\text{min}}$  è il minimo angolo di rotazione del telaio, della posizione di zero, che può essere percepito dall'apparato.

$m_\xi$	$m_\eta$	$m_z$	angolo di rotazione	componente orizzontale	
$x$	$y$	$z$	$\alpha_1$		
$-x$	$-y$	$z$	$\alpha_2 = \alpha_1$		
$y$	$-x$	$z$	$\alpha_3 = \alpha_1 - \pi/2$	$m_1 = \sqrt{m_\xi^2 + m_\eta^2}$	
$-y$	$x$	$z$	$\alpha_4 = \alpha_1 - \pi/2$		
$x$	$-y$	$-z$	$\alpha_5 = \pi - \alpha_1$		
$-x$	$y$	$-z$	$\alpha_6 = \pi - \alpha_1$		
$y$	$x$	$-z$	$\alpha_7 = 3\pi/2 - \alpha_1$		
$-y$	$-x$	$-z$	$\alpha_8 = 3\pi/2 - \alpha_1$		
$x$	$z$	$-y$	$\beta_1$		$m_2 = \sqrt{m_\xi^2 + m_z^2}$
$-x$	$z$	$y$	$\beta_2 = \beta_1$		
$y$	$z$	$x$	$\beta_3 = \pi/2 + \beta_1$		
$-y$	$z$	$-x$	$\beta_4 = \pi/2 + \beta_1$		
$x$	$-z$	$y$	$\beta_5 = \pi - \beta_1$		
$-x$	$-z$	$-y$	$\beta_6 = \pi - \beta_1$		
$y$	$-z$	$-x$	$\beta_7 = \pi/2 - \beta_1$		
$-y$	$-z$	$x$	$\beta_8 = \pi/2 - \beta_1$		
$z$	$x$	$y$	$\gamma_1$	$m_3 = \sqrt{m_\eta^2 + m_z^2}$	
$z$	$-x$	$-y$	$\gamma_2 = \gamma_1$		
$z$	$y$	$-x$	$\gamma_3 = \gamma_1 - \pi/2$		
$z$	$-y$	$x$	$\gamma_4 = \gamma_1 - \pi/2$		
$-z$	$x$	$-y$	$\gamma_5 = \pi - \gamma_1$		
$-z$	$-x$	$y$	$\gamma_6 = \pi - \gamma_1$		
$-z$	$y$	$x$	$\gamma_7 = 3\pi/2 - \gamma_1$		
$-z$	$-y$	$-x$	$\gamma_8 = 3\pi/2 - \gamma_1$		

Così la massima sensibilità per l'angolo  $\lambda$  è

$$\lambda_{\min} = \frac{\sigma}{A m_i}$$

In questa espressione appare la componente orizzontale  $m_i$ , certamente inferiore al momento magnetico  $m$  del campione; ma si vede subito che, essendo sufficienti solo due orientazioni possibili del campione, si potranno scegliere quelle orientazioni che rendono le componenti orizzontali di  $m$  più grandi possibile. Il caso peggiore si avrà quando  $m$  è orientato in modo da rendere uguali le tre componenti  $m_\xi$ ,  $m_\eta$  e  $m_\zeta$  di  $m$ . In questo caso si ha  $m_\xi = m_\eta = m_\zeta \simeq 0,8 m$ , da cui

$$\lambda_m = \frac{\sigma}{0,8 A m}$$

dove  $A m$  è il valore massimo del segnale, quando  $m$  è normale a  $\pi$ : esso è dato dalla [8] e quindi, nel nostro caso

$$\lambda_m = \frac{\sigma}{60 M}$$

Con una intensità di magnetizzazione di  $10^{-3}$  ed una sensibilità di  $5 \mu V$  si ha

$$\lambda_m = 4^\circ 40' ;$$

mentre con una intensità di magnetizzazione di  $10^{-2}$  la sensibilità può raggiungere i  $28'$  circa.

Queste sensibilità possono essere notevolmente migliorate se invece di cercare la posizione di segnale nullo, si determina il valore massimo della  $e$  per vari angoli  $\lambda$ , in modo da rilevare la curva  $e_M = e_M(\lambda)$ , che risulta essere la sinussoide [11], o, contando gli angoli della posizione iniziale, cioè ponendo  $\lambda = \varphi - \mu$

$$e_M = A m_i \sin(\varphi - \mu)$$

dove  $\lambda$  è l'angolo che  $m_i$  forma con il piano di oscillazione  $\pi$ ,  $\varphi$  è l'angolo di cui bisogna ruotare il campione per annullare il segnale (cioè uno degli angoli  $\alpha$ ,  $\beta$  o  $\gamma$  della tabella) e  $\mu$  è l'angolo di cui si è ruotato

il campione della posizione iniziale (v. Fig. 8). Si può così applicare il metodo dei minimi quadrati e si trova, determinando per es. la  $e_M$ , corrispondente a diversi valori di  $\mu$  intervallati di  $10^\circ$ ,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1,26 \frac{[e_M \operatorname{sen} \mu]}{[e_M \operatorname{cos} \mu]} - 1}{1,26 - \frac{[e_M \operatorname{sen} \mu]}{[e_M \operatorname{cos} \mu]}}$$

dove  $[e_M \operatorname{sen} \mu] = \sum e_M \operatorname{sen} \mu$  e  $[e_M \operatorname{cos} \mu] = \sum e_M \operatorname{cos} \mu$ .

Con questo sistema l'errore su  $\varphi$  viene notevolmente diminuito.

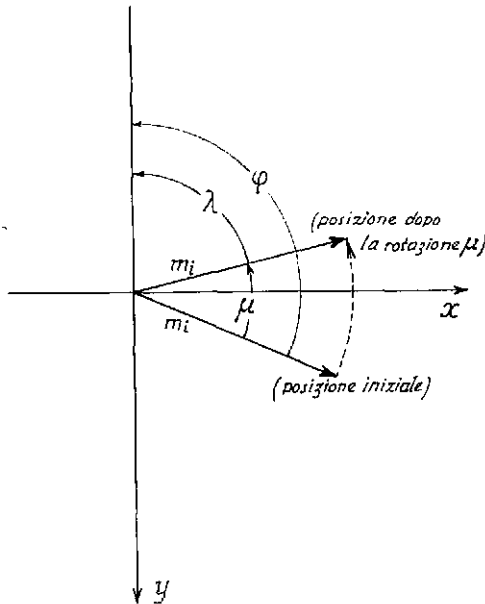


Fig. 8

Attualmente con questo apparato si sta procedendo, in collaborazione con l'Istituto di Geologia dell'Università di Roma, al rilevamento della direzione dell'intensità di magnetizzazione delle colate laviche dei vulcani laziali.

Istituto Nazionale di Geofisica.

## BIBLIOGRAFIA

- (<sup>1</sup>) NAGATA T., *Rock Magnetism*. Maruzen Tokio, 1953.  
KOENIGSBERGER J. G., *Terr. Magn.*, **43**, 119, 229 (1938).  
FISHER R. A., *Proc. Roy. Soc. London A*-217, 295 (1953).  
RUNCORN S. K., *Magnetization of Rocks*, in «*Handbuch der Physik*»,  
B. XLVII, 470, Springer-Verlag, Berlin 1956.  
NAGATA T., *Magnetic Properties of Rocks and Minerals*, in «*Handbuch  
der Physik*», B. XLIX/1, 248, Springer-Verlag, Berlin 1966.
- (<sup>2</sup>) HERZOG R. F. K.-TISCHLER O., *Rev. Sci. Instrum.*, **24**, 1000 (1953).
-