ATTI

DELLA

REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCXIII.

1916

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXV.

1° Semestre.

ROMA
TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL DOTT. PIO BEFANI

1916

Bisogna ora determinare $A(\alpha, \beta)$, $B(\alpha, \beta)$, $C(\alpha, \beta)$ in modo che gli integrali e le derivate abbiano realmente significato e che siano soddisfatte le condizioni (1'). Se assumiamo

$$(3)\quad \begin{cases} A(\alpha, \beta) = \dfrac{1}{4\pi^2} \displaystyle\iint_{-\infty}^{+\infty} U(\xi, \eta)\, e^{-i(\alpha\xi+\beta\eta)}\, d\xi\, d\eta \\ B(\alpha, \beta) = \dfrac{1}{4\pi^2} \displaystyle\iint_{-\infty}^{+\infty} V(\xi, \eta)\, e^{-i(\alpha\xi+\beta\eta)}\, d\xi\, d\eta \\ C(\alpha, \beta) = \dfrac{1}{4\pi^2} \displaystyle\iint_{-\infty}^{+\infty} W(\xi, \eta)\, e^{-i(\alpha\xi+\beta\eta)}\, d\xi\, d\eta , \end{cases}$$

pur valendo, per U, V, W, le ipotesi poco restrittive che assicurano la validità della formula di Fourier, noi vediamo subito che anche le condizioni (1') risultano verificate.

Matematica. — *Risoluzione dei problemi di Dirichlet e di Neumann in campi prossimi a quelli classici.* Nota II [1] di UMBERTO CISOTTI, presentata dal Socio T. LEVI CIVITA.

4. UNA FORMOLA PRELIMINARE. — Richiamiamo la formola (9)

$$\mathbf{n}' = \mathbf{n} - \mathbf{v} + (\mathbf{n} \times \mathbf{v})\, \mathbf{n} .$$

Sia $\varphi(P)$ una funzione generica; moltiplicando scalarmente la precedente per grad φ e notando che

$$[\operatorname{grad} \varphi(Q)] \times \mathbf{n}' = \frac{d\varphi(Q)}{dn'} \quad , \quad [\operatorname{grad} \varphi(Q)] \times \mathbf{n} = \frac{d\varphi(Q)}{dn} ,$$

si ottiene

$$(17)\qquad \frac{d\varphi(Q)}{dn'} = \frac{d\varphi(Q)}{dn} - \mathbf{v} \times \operatorname{grad} \varphi(Q) + (\mathbf{n} \times \mathbf{v}) \frac{d\varphi(Q)}{dn} .$$

D'altra parte, applicando alla funzione $\dfrac{d\varphi(Q)}{dn}$ la formola (16), si ha

$$\frac{d\varphi(Q')}{dn'} = \frac{d\varphi(Q)}{dn'} + \varepsilon(Q) \frac{d}{dn_Q} \frac{d\varphi(Q)}{dn'} ;$$

per cui, sostituendo al primo termine del secondo membro di questa la sua espressione (17), si ha in definitiva, con la solita approssimazione,

$$(18)\quad \frac{d\varphi(Q')}{dn'} = \frac{d\varphi(Q)}{dn} - \mathbf{v} \times \operatorname{grad} \varphi(Q) + (\mathbf{n} \times \mathbf{v}) \frac{d\varphi(Q)}{dn} + \varepsilon \frac{d^2\varphi(Q)}{dn^2} ,$$

formola che sfrutteremo tra poco.

[1] Vedi la Nota I, questi Rendiconti, vol. XXV, pag. 413.

5. Il problema di Neumann nel campo S'. — Si tratta di determinare una funzione

$$W = W(P')$$

dei punti P' di S', regolare ed armonica e tale che sulla superficie σ' la sua derivata normale assuma valori prefissati $\frac{dV(Q')}{dn'}$.

Cominciamo dal costruire una funzione $W_0(P)$ armonica e regolare in S, e tale che, in un generico punto Q di σ, la sua derivata normale assuma il valore che $\frac{dW(Q')}{dn'}$ deve avere nel corrispondente punto Q' di σ'; sia cioè

$$\frac{dW_0(Q)}{dn} = \frac{dW(Q')}{dn'}. \tag{19}$$

Siccome si immagina di saper risolvere il problema di Neumann nel campo S, si avrà, applicando alla W_0 la formola (4) (a meno di una inessenziale costante additiva),

$$W_0(P) = \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \frac{dW_0(Q)}{dn_Q}\,\Gamma(P\,,Q)\,d\sigma_Q\,. \tag{20}$$

Determinata, a meno di una inessenziale costante additiva, la funzione W_0, in tal guisa, si costruisca una seconda funzione $W_1(P)$ regolare e armonica in S e tale che sopra σ la sua derivata normale assuma i valori seguenti:

$$\frac{dW_1(Q)}{dn} = -\,\mathbf{v}\times\operatorname{grad} W_0(Q) + (\mathbf{n}\times\mathbf{v})\,\frac{dW_0(Q)}{dn} + \varepsilon\,\frac{d^2W_0(Q)}{dn^2}\,. \tag{21}$$

Applicando, ancora, la formola (4) alla funzione W_1, si avrà

$$W_1(P) = \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \frac{dW_1(Q)}{dn}\,\Gamma(P\,,Q)\,d\sigma_Q\,, \tag{22}$$

dove, si intende portata al posto di $\frac{dW_1(Q)}{dn}$, la sua precedente espressione (21).

Consideriamo ora la funzione

$$W(P) = W_0(P) - W_1(P). \tag{23}$$

Per quanto si è precedentemente detto, essa è armonica e regolare in S; e nei punti Q di σ la sua derivata normale assume i valori

$$\frac{dW(Q)}{dn} = \frac{dW_0(Q)}{dn} + \mathbf{v}\times\operatorname{grad} W_0(Q) - (\mathbf{n}\times\mathbf{v})\,\frac{dW_0(Q)}{dn} - \varepsilon\,\frac{d^2W_0(Q)}{dn^2}\,. \tag{24}$$

Ammettiamo che la funzione W(P), definita in S, sia prolungabile anche in S′ (ciò avviene sicuramente se S′ appartiene ad S).

Vediamo, in tale ipotesi, quali valori va ad assumere la derivata normale della funzione W nei punti Q′ di σ'.

Applicando alla funzione W la formula (18) avremo

$$\frac{dW(Q')}{dn'} = \frac{dW(Q)}{dn} - \mathbf{v} \times \operatorname{grad} W(Q) + (\mathbf{n} \times \mathbf{v}) \frac{dW(Q)}{dn} + \varepsilon \frac{d^2W(Q)}{dn^2}. \tag{25}$$

Si noti che, come risulta dalla (23), tenuto conto delle (20), (21), (22) e della (8), la funzione W è differenza di una parte finita — W_0 — e di una parte di primo ordine — W_1 —; perciò dalle (25) e (24), a meno di quantità di ordine superiore, si ha

$$\frac{dW(Q')}{dn'} = \frac{dW_0(Q)}{dn}$$

che è la (19).

Dunque la funzione W, definita dalla (23) e considerata nello spazio S′, risolve il problema di Neumann in questo campo.

6. Il problema di Dirichlet e il problema di Neumann in uno sferoide. — Sia la superficie σ una sfera di raggio R e di centro O.

In tal caso l'equazione (1) di σ diviene

$$f(Q) = (Q - O)^2 - R^2 = 0; \tag{26}$$

e sopra σ stessa è

$$\operatorname{grad} f = 2(Q - O) \quad , \quad |\operatorname{grad} f| = 2R.$$

Se si considera p. es. il problema interno, il vettore n dev'essere rivolto sempre verso l'interno di σ, per cui, applicando la (6), si ha

$$\mathbf{n} = \frac{-\operatorname{grad} f}{|\operatorname{grad} f|} = \frac{O - Q}{R}. \tag{27}$$

Essendo poi

$$\frac{df}{dn} = -\operatorname{grad} f \times \mathbf{n} = \frac{2}{R}(Q - O)^2 = -2R, \tag{28}$$

l'equazione (5) di σ' (*sferoide*) diviene

$$(Q' - O)^2 + 2R\varepsilon - R^2 = 0. \tag{29}$$

La (8) diviene, nel caso attuale,

$$\mathbf{v} = -\operatorname{grad} \varepsilon$$

e quindi la (9) definisce $\mathbf{n}'$

$$\mathbf{n}' = \mathbf{n} + \operatorname{grad} \varepsilon - \mathbf{n} \frac{d\varepsilon}{dn}, \tag{30}$$

in ogni punto dello sferoide. La (21), in conseguenza, si modifica nel modo seguente:

$$\frac{dW_1(Q)}{dn} = (\operatorname{grad} \varepsilon) \times (\operatorname{grad} W_0) - \frac{d\varepsilon}{dn} \cdot \frac{dW_0}{dn} + \varepsilon \frac{d^2 W_0}{dn^2}.$$

Per la sfera sono note tanto la funzione di Green quanto la funzione di Neumann. Il che significa che si sanno risolvere i problemi di Dirichlet e di Neumann per lo spazio sferico (sia interno, come abbiamo supposto qui, sia esterno). Le nostre conclusioni consentono di dire che si sanno risolvere questi problemi anche per gli sferoidi.

Prima di fare delle applicazioni dei risultati acquisiti, mostrerò come il procedimento indicato possa presentarsi vantaggioso trattando i problemi armonici in campi che provengono dai classici per deformazione continua.

Ma di ciò in una prossima comunicazione.

Geofisica. — *Applicazione della teoria delle onde superficiali all'analisi dei sismogrammi.* Nota II di L. De Marchi, presentata dal Socio T. Levi-Civita.

1. Nella precedente comunicazione [1] ho dimostrato la possibilità della formazione sulla superficie piana di un solido elastico, non della sola *onda di Rayleigh* propagantesi con una velocità che è circa $^9/_{10}$ della velocità di propagazione delle onde trasversali, ma di infinite onde propagantisi con velocità diversa, definite dalla formola

$$V = \sqrt{\frac{2\mu}{\varrho}(1 + \mathfrak{L})} \tag{1}$$

per tutti i valori di $\mathfrak{L}$ compresi fra $-{}^1/_2$ e -1.

Questo risultato può avere particolare significato per la spiegazione dei fenomeni sismici e dei tracciati sismografici. Volendone fare tale applicazione, noi ammettiamo però implicitamente che i risultati ottenuti per il piano siano senz'altro applicabili alla superficie sferica, e che le rocce degli strati superficiali abbiano ovunque le stesse proprietà elastiche definite da un valore costante del modulo e del rapporto del Poisson.

[1] Questi Rend. pag. 309.

Quanto alla prima ammissione, essa appare abbastanza legittima, considerandosi il fenomeno come limitato a una crosta superficiale di una sfera di raggio grandissimo. Quanto alla seconda, osserviamo che l'eterogeneità elastica degli strati superficiali della Terra (e, aggiungiamo, l'irregolare conformazione della superficie), e in particolare la presenza di grandi cavità piene d'acqua e di grandi rilievi montuosi, complicano certamente il fenomeno in modo inaccessibile a qualsiasi teoria; ma non possono modificarne quei caratteri che io ho specialmente di mira nelle seguenti applicazioni.

2. Anzitutto, la formazione di onde propagantisi con velocità diversa dà la spiegazione più naturale del fatto che, mentre generalmente nella regione epicentrale e pleistosistica l'oscillazione del terreno, per ogni scossa, è della durata di pochi minuti, e un terremoto è formato dalla successione discontinua di scosse distinte, i tracciati sismografici raccolti a grande distanza ci rappresentano invece una successione continua di oscillazione che si mantiene talvolta per più di un'ora. A spiegare questo fatto si ricorre a varie ipotesi, non comprovate, come riflessioni e rifrazioni dei raggi sismici sulla superficie esterna del globo e sulle superficie interne di discontinuità. Si suppone anche l'esistenza di una dispersione ammettendo come probabile una dipendenza della velocità di propagazione dalla lunghezza del periodo dell'onda, a spiegare la quale si afferma che si dovrebbe tener conto di termini non lineari nelle equazioni generali della elasticità [1].

Ammessa l'esistenza di onde propagantisi con velocità variabili fra 0 ($\mathfrak{L} = -1$) e quella, $\sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}$, delle onde trasversali ($\mathfrak{L} = -\frac{1}{2}$) si comprende come queste onde si separino durante la propagazione, determinando sismogrammi tanto più prolungati quanto maggiore è la distanza, e sovrapponendosi le onde generate da scosse successive in modo da produrre un sismogramma continuo. Ma la formula (4) ci dice che effettivamente questa separazione delle onde durante il tragitto si compie per un fenomeno di dispersione, in quanto la velocità di propagazione dipende dalla lunghezza e dal periodo dell'onda.

3. Ricordiamo, infatti, che $\mathfrak{L}$ è definita dalla formola (17) della precedente Nota

$$-\mathfrak{L} = \frac{\lambda + 2\mu}{2\mu}\,\frac{\gamma_1^2}{\alpha^2} - \frac{\lambda}{2\mu}\,. \tag{2}$$

γ_1 è il coefficiente di z nei fattori $e^{\gamma_1 z}$, $e^{-\gamma_1 z}$ che entrano nelle espressioni degli spostamenti longitudinali, e può chiamarsi *coefficiente di smorzamento verticale delle onde longitudinali*, in quanto esprime la legge con cui

[1] Galitzin (Fürst B.), *Vorlesung über Seismometrie* (Deutsche Bearbeitung von Hecker), Leipzig, Teubner, 1914, pp. 150-151.

si attenuano entro la crosta terrestre le onde longitudinali ascendenti dalla profondità e discendenti dalla superficie. Esso dipende esclusivamente dalla costituzione degli strati superficiali, e può considerarsi, caso per caso, come una costante.

α è il coefficiente di x nell'argomento $\sigma = (\alpha x - \varepsilon t)$ del moto armonico, ed è $\alpha = \frac{2\pi}{L}$, come $\varepsilon = \frac{2\pi}{T}$, dove L è la lunghezza d'onda e T il periodo. Sostituendo questa espressione di α nella (2), e l'espressione di $\mathfrak{L}$, così ottenuta, nella (1), si ha, ponendo $\lambda = \mu$,

$$V = \sqrt{\frac{3\mu}{\varrho}\left(1 - \frac{\gamma_1^2 L^2}{4\pi^2}\right)}. \tag{3}$$

Quindi *le onde lunghe si propagano più lentamente delle onde brevi.*

D'altra parte, essendo $L = VT$, quest'equazione si può anche scrivere

$$V = \sqrt{\frac{3\mu}{\varrho} \frac{1}{1 + \frac{3\mu}{\varrho}\frac{\gamma_1^2 T^2}{4\pi^2}}}. \tag{4}$$

Quindi *le onde si propagano tanto più rapidamente quanto più breve è il periodo.*

Le onde più rapide, per $\mathfrak{L} = -\frac{1}{2}$, si verificano quando

$$L = \frac{2\pi}{\gamma_1}\sqrt{\frac{2}{3}}, \quad T = \frac{2\pi}{\gamma_1}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{\varrho}{\mu}}.$$

Le onde ferme, per $\mathfrak{L} = -1$, cioè le deformazioni fisse che abbiamo visto essere spostamenti orizzontali normali alla propagazione delle onde, sarebbero di lunghezza $L = \frac{2\pi}{\gamma_1}$, di periodo naturalmente infinito.

Data γ_1, si possono quindi formare soltanto onde di lunghezza compresa fra i valori $\frac{2\pi}{\gamma_1}$ e $0.8165\,\frac{2\pi}{\gamma_1}$; ma poichè durante un lungo tragitto l'onda può attraversare regioni alle quali possono rispondere valori diversissimi di γ_1, si comprende come i limiti entro i quali può variare la lunghezza d'onda possano essere molto più estesi. Le lunghezze d'onda quali si deducono dai sismogrammi, determinando il periodo o il tempo del percorso dall'epicentro, rispondono a velocità medie, che possono essere diversissime a seconda della distanza e della direzione di provenienza, in quanto dipendono dalla conformazione e costituzione delle regioni attraversate. Tuttavia queste lunghezze d'onda potranno servire a determinare in via approssimativa il valore di γ_1. Ponendo p. es. $L = 150$ km, valore dedotto da Omori da 11 grandi sismi per la fase iniziale delle onde principali, e ponend

$L = 0{,}9\,\frac{2\pi}{\gamma_1}$, di qui si ricaverebbe $\gamma_1 = \frac{7.5}{150} = 0{,}05$ circa, essendo assunto il chilometro come unità di lunghezza. Il fattore di smorzamento verticale sarebbe quindi $e^{-0.05,z} = 10^{-0.0217z}$, pel quale le ampiezze delle oscillazioni sarebbero ridotte a $^1/_{10}$ dei valori superficiali, e quindi l'intensità assoluta a $^1/_{100}$, a meno di 50 chilometri di profondità. Per terreni molto disgregati, alluvionali, acquitrinosi, il valore di γ_1 sarà molto maggiore e si può spiegare quindi la formazione di onde molto più brevi e a periodo molto lungo e quindi a lenta propagazione. Così si possono spiegare le *onde visibili*, delle quali il Montessus de Ballore dà numerosi esempî nella sua *Science seismologique* (cap. XIII).

A grande distanza non saranno però percepite se non le onde di grande lunghezza e velocità, che si propagano negli strati più profondi e compatti, e che per la minor durata del tragitto sono meno smorzate. Esse rispondono a valori di $\mathfrak{L}$ compresi in un intervallo molto più ristretto; ma verranno tuttavia separate per dispersione. Questa ha i caratteri della *dispersione anomala*, perchè le onde più brevi si propagano più rapidamente delle più lunghe; alla possibilità di una tale dispersione anomala accennò già, in base allo studio dei sismogrammi, il sismologo giapponese Nagaoka.

4. Vediamo come i principî svolti si possano applicare nell'analisi di un sismogramma. Secondo Omori, in un sismogramma di grande distanza sono nettamente distinte delle fasi successive: Primi Tremiti (P), Secondi Tremiti (S), Onde principali che si distinguono in varie fasi, delle quali la prima (l) di poche onde a lungo periodo, la seconda di periodo alquanto più breve e più ampio, la terza (L) di periodo ancor più breve e di ampiezza ancor maggiore, fase alla quale seguono per lungo tempo oscillazioni di ampiezza sempre decrescente e di periodo variabile.

Nella seguente tabella sono dati i tempi di arrivo delle onde P, S, l, L a varie stazioni in corrispondenza al grande terremoto indiano del 4 aprile 1905, secondo i dati di Omori riportati da Knott ([1]).

Scelgo solo le stazioni per le quali vi sono i dati completi, esprimendone la distanza in chilometri invece che in arco. Secondo l'osservazione fatta da Knott ([2]), aumento di un minuto i tempi di arrivo dati da Omori, tempi espressi da Omori in primi e decimi di primo dopo l'istante della scossa nell'epicentro e qui trasformati in secondi:

([1]) Knott (Cargill Gilston), *The Physics of the Earthquake Phenomena*, Oxford Clarendon Press, 1908, pag. 215.

([2]) Loc. cit., pp. 213-214. Omettiamo i dati per Samoa, perchè il tempo d'arrivo di P e di S è evidentemente erroneo.

Stazione	Distanza Km.	Tempi di arrivo P	S	l	L
Taihoku (Formosa) . . .	4379	450″	816″	1140″	1410″
Lipsia	5580	534	954	1428	1818
Tokyo	5709	558	996	1458	1956
Gottinga.	5744	546	984	1434	1830
Quarto Castello	5764	540	972	1428	1866
Birmingham	6427	648	1146	1608	2136
Victoria (Columbia ingl.) .	10845	1020	1452	2892	3624
Toronto	11266	1008	1464	2892	3624
Washington	11686	1116	2022	2748	3690
Cheltenham	11696	1134	2016	2748	3678
Tacubaya (Messico) . . .	14280	1296	2298	3240	4320

In base a questi dati le velocità medie di propagazione risultano

Velocità km/sec = V_P	V_S	V_l	V_L
9.73	5.37	3.84	3.12
10.45	5.85	3.91	3.07
10.23	5.73	3.92	2.91
10.52	5.84	4.00	3.14
10.67	5.93	4.04	3.09
9.92	5.61	4.00	3.01
10.63	7.47	3.75	2.98
11.18	7.69	3.89	3.11
10.48	5.78	4.25	3.17
10.31	5.80	4.26	3.19
11.02	6.21	4.41	3.31

L'accordo dei dati per ciascuna velocità è, compatibilmente con questo genere di determinazioni, molto soddisfacente. I valori medî sono

V_P	V_S	V_l	V_L
10.47	6.12	4.02	3.10

Il rapporto $V_P : V_S = 1.71$ è assai prossimo al valore teorico $\sqrt{3}$ tra la velocità delle onde longitudinali e quella delle onde trasversali, quando si assuma pel coefficiente di Poisson il valore $^1/_4$. Possiamo quindi assumere il valore di V_S come esprimente la velocità $\sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}$ delle onde trasversali e quindi, per ogni altra V, è $V : V_s = \sqrt{2(1+\mathfrak{L})}$, donde si ricava

$$-\mathfrak{L} = 1 - \frac{1}{2}\frac{V^2}{V_s^2}.$$

Per i due gruppi d'onda l e L si ottiene così:

$$-\mathfrak{L}_l = 0.788 \quad , \quad -\mathfrak{L}_L = 0.872 .$$

Quindi, anche immediatamente dopo i secondi tremiti, si hanno onde di lunghezza maggiore e di velocità minore di quelle che competerebbero alle onde di Rayleigh. Le onde l si possono considerare come appartenenti allo stesso treno d'onde al quale appartengono i secondi tremiti, che probabilmente riassumono un complesso d'onde di lunghezza poco diversa e crescente col tempo. Naturalmente, a non grande distanza dall'origine queste onde sono mescolate, come lo dimostra il diagramma del terremoto delle Calabrie 1905, che Montessus de Ballore ([1]) ricava dalla Memoria di Angenheister. Esso dimostra la sovrapposizione di onde lunghe, del periodo di circa 40″ (onde l) ai secondi tremiti, in un sismogramma raccolto a 1000-1500 km. dall'origine. A più di 5000 le onde lunghe rimangono indietro e nettamente separate dai secondi tremiti.

Invece il passaggio dalle onde l alle onde L, più brevi e a periodo più rapido, segnerebbe, secondo la teoria, il passaggio da un treno d'onda, formatosi probabilmente in un unica scossa, a un treno di formazione successiva, perchè altrimenti non si potrebbe spiegare la presenza di onde più rapide succedenti a onde più lente. Questo supposto è confermato anche dalla direzione delle oscillazioni osservate da Omori in occasione del citato terremoto indiano del 1905. Ammettendo che le onde si propaghino da un punto all'altro lungo il cerchio massimo, tanto per le stazioni giapponesi quanto per le stazioni europee le vibrazioni longitudinali dovevano essere presso a poco in direzione E-W, e le trasversali in direzione N-S, mentre nella stazioni messicane e americane le due direzioni erano invertite. Ora dalla tabella riportata da Knott ([2]) risulta che nei primi due gruppi di stazioni le direzioni di vibrazione rispondenti ai varî gruppi erano

onde =	P	S	l	L
direzioni di vibraz. =	E	N	N	E

e, negli altri due gruppi,

N	E	E	N

Quindi i primi tremiti erano longitudinali; i secondi tremiti e le onde l

([1]) Op. cit., pag. 363, fig. 120.
([2]) Op. cit., pag. 239.

trasversali; le onde L ancora longitudinali [1]. Queste ultime, più ampie di tutte, corrispondono alla scossa epicentrale principale.

Come già si disse, fra le onde l e le L sono intercalate delle onde di periodo e di ampiezza intermedie, e che dovrebbero quindi essere più rapide delle l e più lente delle L. Infatti, secondo le conclusioni di Angenheister, a distanze grandissime, verso l'antipodo dell'epicentro, le onde L passerebbero avanti ad esse [2]. Esse sono probabilmente onde premonitorie delle onde L, che partono dall'epicentro prima di queste, ma sono da esse raggiunte dopo un lungo percorso.

Parmi che la teoria venga così a dar ragione, in modo abbastanza spontaneo, dei caratteri fondamentali dei sismogrammi.

Fisica. — *Sulla forma della corrente secondaria ottenuta dai rocchetti di induzione.* Nota di O. M. Corbino e G. C. Trabacchi, presentata dal Socio P. Blaserna.

In un precedente lavoro sul funzionamento del rocchetto di Ruhmkorff con gli interruttori elettrolitici esaminammo, fra i diversi elementi elettrici, la forma della corrente secondaria, servendoci dell'azione esercitata sul tubo di Braun da una piccola bobina bene isolata e percorsa dalla corrente in esame. La forma della corrente ottenuta con tal metodo rivelò la presenza di oscillazioni bilaterali susseguenti allo impulso principale di forma triangolare.

Questo risultato è in contraddizione con quanto uno di noi aveva osservato studiando la forma della corrente con un metodo diverso, applicabile ai piccoli rocchetti di induzione. Invero era stato allora stabilito che la corrente secondaria di apertura non si inverte mai, nè con l'interruttore elettrolitico, nè con gli interruttori meccanici, quando essa deve traversare una scintilla o un tubo a scariche.

Avendo perciò dei sospetti sulla esistenza reale delle oscillazioni bilaterali constatate, abbiamo eseguito nuove e più ampie ricerche con diversi metodi di studio di questo tipo di correnti, caratterizzate dalla variazione rapidissima e dalla relativamente piccola intensità. E abbiamo così potuto stabilire che lo impiego di una piccola bobina isolata e agente sul tubo di Braun è da scartare, come conducente a risultati assolutamente inesatti, per una ragione che, a prima vista, non sembrava dovesse avere così grande influenza.

(1) Solo nei sismogrammi di Quarto Castello e di Lipsia anche le vibrazioni L erano da N, cioè longitudinali.

(2) Montessus de Ballore, op. cit., pag. 364. Quarto principio di Angenheister.