ATTI

DELLA

REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCXIV.

1917

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXVI.

1° Semestre.

ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL DOTT. PIO BEFANI

1917

la (3) dimostra che, *a meno di termini piccoli del 2° ordine*, la costante $\mathfrak{a}$ equivale alla α_0, e una tale espressione si può, *trascurando termini piccoli del 3° ordine*, sostituire nel 2° membro della (4). Si ha così

$$\mathfrak{d} = \frac{1}{3}(7\alpha_0^2 - 4\alpha_0\gamma - 4\gamma') = \frac{11}{3}\alpha_0^2 - \frac{10}{3}\alpha_0\lambda - \frac{4}{3}\gamma' . \tag{6}$$

Sostituendo nel 2° membro della (3) questa espressione di $\mathfrak{d}$ e ponendo, nello stesso 2° membro, per $\mathfrak{a}$ il valore approssimato α_0 (con che l'errore commesso sarà del 3° ordine) si ottiene:

$$\mathfrak{a} = \alpha_0 + \frac{\alpha_0^2}{21} - \frac{61}{42}\alpha_0\lambda - \frac{8}{21}\gamma'$$

che coincide colla espressione di α data dalla prima delle formole (4) di Almansi. Sostituendo poi nel 1° membro della nostra formola (5) per $\mathfrak{d}$ la espressione (6), per $\mathfrak{a}$ la α_0 (colla solita approssimazione), e per $\mathfrak{b}$ la $\gamma = \frac{5}{2}\lambda - \alpha_0$, si ottiene la espressione di α', identica a quella data da Almansi:

$$\alpha' = \frac{5}{12}\alpha_0^2 - \frac{5}{24}\alpha_0\lambda - \frac{1}{3}\gamma' .$$

Fisica terrestre. — *Sulla propagazione delle onde sismiche.* Nota II del Socio C. Somigliana.

I.

Come abbiamo già osservato nella Nota precedente, le equazioni che determinano gli angoli di emergenza di due onde associate

$$\mathrm{tg}^2\,\theta_a = \frac{\gamma_1^2}{\alpha_1^2} = \frac{b^2}{a^2}\eta - 1 \quad , \quad \mathrm{tg}^2\,\theta_b = \frac{\gamma_2^2}{\alpha_2^2} = \eta - 1 \, , \tag{1}$$

non hanno soluzioni reali quando $\eta < 1$, come avviene per la terza radice η_3 della equazione di Rayleigh. Dobbiamo ora esaminare quale possa essere il significato delle nostre soluzioni delle equazioni del moto in questo caso.

Se noi al posto delle costanti α_1, α_2 introduciamo due nuove costanti α_1', α_2' mediante le relazioni

$$\alpha_1 = i\alpha_1' \qquad \alpha_2 = i\alpha_2' \qquad\qquad (i = \sqrt{-1}) \tag{2}$$

le equazioni (1) si possono scrivere, ponendo al posto di η, la radice η_3,

$$\frac{\gamma_1^2}{\alpha_1'^2} = 1 - \frac{b^2}{a^2}\eta_3 \qquad \frac{\gamma_2^2}{\alpha_2'^2} = 1 - \eta_3 \tag{3}$$

e determinano quindi dei valori reali pei rapporti $\gamma_1 : \alpha'_1$ e $\gamma_2 : \alpha'_2$. Inoltre noi possiamo in tutte le nostre formole sostituire alle costanti α_1, α_2 le α'_1, α'_2 mediante le relazioni (2). Otterremo con ciò delle onde immaginarie, le quali soddisferanno *formalmente* alle equazioni del moto ed alle condizioni superficiali, al pari delle onde reali già considerate. Ma poichè tanto le equazioni del moto, che le condizioni superficiali sono omogenee, separando la parte reale dalla immaginaria noi potremo dedurre, da ciascuna di queste soluzioni immaginarie, due soluzioni reali. Queste soluzioni rappresenteranno quindi dei nuovi moti vibratori di un suolo piano, e non avranno più in generale il carattere di onde piane, poichè il primitivo piano d'onda diventa immaginario. Avranno però tutte un nuovo carattere cinematico comune, quello di conservare la rigidità delle rette di un sistema di rette parallele, come le onde piane conservano la rigidità dei piani di un sistema di piani paralleli. Ciò risulta immediatamente dalla osservazione che le soluzioni che abbiamo considerate sono tutte indipendenti dalla variabile y; le rette che vibrano rigidamente sono perciò le parallele all'asse delle y.

Nelle formule (23), (23') della Nota precedente possiamo eliminare le tangenti degli angoli di emergenza θ_a, θ_b, ed esprimere le componenti di vibrazione in funzione di una qualunque delle radici dell'equazione di terzo grado di Lord Rayleigh. Notando anche che, indicando con η genericamente una di queste radici, per la velocità superficiale di propagazione si ha

$$V^2 = \eta b^2,$$

troviamo per l'onda longitudinale

$$(4)\qquad \begin{aligned} u_1 &= \frac{1}{2\alpha_1}\,\frac{1}{\sqrt{\eta\frac{b^2}{a^2}-1}}\,\Psi\left(z\sqrt{\eta\frac{b^2}{a^2}-1}+x-tb\sqrt{\eta}\right)\\ w_1 &= \frac{1}{2\alpha_1}\,\Psi\left(z\sqrt{\eta\frac{b^2}{a^2}-1}+x-tb\sqrt{\eta}\right), \end{aligned}$$

e per la trasversale

$$(4')\qquad \begin{aligned} u_2 &= \frac{1}{\alpha_2}\,\frac{\sqrt{\eta-1}}{2-\eta}\,\Psi\left(z\sqrt{\eta-1}+x-tb\sqrt{\eta}\right)\\ w_2 &= -\frac{1}{\alpha_2}\,\frac{1}{2-\eta}\,\Psi\left(z\sqrt{\eta-1}+x-tb\sqrt{\eta}\right). \end{aligned}$$

Queste espressioni soddisfanno *formalmente* a tutte le condizioni, cioè alle equazioni del moto ed alle equazioni alla superficie del suolo, quando η sia una radice qualsiasi dell'equazione di Lord Rayleigh. Se

$$(5)\qquad \eta > \frac{a^2}{b^2}$$

i radicali che compaiono nelle formole precedenti sono reali, e quindi se la funzione arbitraria Ψ è reale, tutto è reale, come abbiamo già visto. Ma, anche quando la condizione (5) non è soddisfatta, come avviene per $\eta = \eta_3$, le equazioni del moto ed alla superficie non cessano di essere soddisfatte. È appunto questo il caso che ora dobbiamo studiare. Per mettere in evidenza le quantità immaginarie, che allora compaiono, possiamo scrivere le espressioni (4), (4') nella forma seguente

$$
(6)\qquad
\begin{aligned}
u_1 &= -\frac{1}{2\alpha_1'}\,\frac{1}{\sqrt{1-\frac{b^2}{a^2}\eta}}\,\Psi\left(iz\sqrt{1-\frac{b^2}{a^2}\eta}+x-tb\sqrt{\eta}\right)\\
w_1 &= -\frac{i}{2\alpha_1'}\,\Psi\left(iz\sqrt{1-\frac{b^2}{a^2}\eta}+x-tb\sqrt{\eta}\right)\\
u_2 &= \frac{1}{\alpha_2}\,\frac{\sqrt{1-\eta}}{2-\eta}\,\Psi\left(iz\sqrt{1-\eta}+x-tb\sqrt{\eta}\right)\\
w_2 &= \frac{i}{\alpha_2'}\,\frac{1}{2-\eta}\,\Psi\left(iz\sqrt{1-\eta}+x-tb\sqrt{\eta}\right),
\end{aligned}
$$

ove le costanti α_1', α_2' sono legate alle α_1, α_2 dalle relazioni (2) e quindi sono determinate dalle equazioni (3).

Sono queste le soluzioni immaginarie che si hanno in questo caso, e la cui esistenza risulta dimostrata in ogni caso, cioè qualunque sia il valore del rapporto $\frac{b^2}{a^2}$ (sempre minore di 1) poichè, come si è visto, la radice η_3 esiste sempre. Esse esistono quindi indipendentemente dalla scelta del valore $\sigma = 1/4$ pel coefficiente di Poisson. Noi potremo poi dedurne delle soluzioni reali separando la parte reale dalla immaginaria nella funzione $\Psi(\zeta)$ e prendendo per u, w le parti reali dei secondi membri, od i coefficienti dell' unità immaginaria.

I piani d'onda risultano in questo caso dalle equazioni

$$iz\sqrt{1-\eta\frac{b^2}{a^2}}+x=\text{cost.}\qquad iz\sqrt{1-\eta}+x=\text{cost.}$$

sono quindi immaginari; perciò si ha la proprietà già notata, che durante la vibrazione si conservano rigide le rette

$$z=\text{cost.}\qquad x=\text{cost.}$$

cioè le rette normali al piano di propagazione. I piani d'onda degenerano in un sistema di rette parallele.

Per ottenere da questi sistemi di onde le cosidette onde superficiali di Rayleigh, basta specializzare la funzione Ψ ponendo

$$\Psi(\zeta) = e^{ik\zeta},$$

ove k è una costante reale, e porre $\sigma = 1/4$, cioè $b^2/a^2 = 1/3$. Ma infiniti altri sistemi di onde potremmo avere, analoghe alle onde di Rayleigh, prendendo per Ψ un'altra funzione qualsiasi.

Nel caso di Lord Rayleigh, si ha

$$\Psi(\zeta) = e^{-2kz\sqrt{1-\frac{b^2}{a^2}\eta}}\left(\cos k(x - tb\sqrt{\eta}) + i \operatorname{sen} k(x - tb\sqrt{\eta})\right)$$

ove si deve porre

$$\eta = 0{,}8453 .$$

Prendendo le parti reali delle formole precedenti troviamo

$$u_1 = \frac{1}{2\alpha_1} \frac{1}{\sqrt{1-\frac{b^2}{a^2}\eta}}\, e^{-2kz\sqrt{1-\frac{b^2}{a^2}\eta}} \cos k\left(x - tb\sqrt{\eta}\right)$$

$$w_1 = -\frac{1}{2\alpha_1}\, e^{-2kz\sqrt{1-\frac{b^2}{a^2}\eta}} \operatorname{sen} k\left(x - tb\sqrt{\eta}\right)$$

E analogamente

$$u_2 = \frac{1}{\alpha_2} \frac{\sqrt{1-\eta}}{2-\eta}\, e^{-2kz\sqrt{1-\eta}} \cos k\left(x - tb\sqrt{\eta}\right)$$

$$w_2 = -\frac{1}{\alpha_2} \frac{1}{2-\eta}\, e^{-2kz\sqrt{1-\eta}} \operatorname{sen} k\left(x - tb\sqrt{\eta}\right) .$$

Si hanno quindi delle vibrazioni armoniche smorzate verso la profondità, (se l'asse delle z è diretto verso l'interno della terra) di cui k determina la frequenza. Per questa costante non si ha alcuna condizione; potremmo perciò costruire delle soluzioni più generali composte dalla somma di un numero qualunque di soluzioni di diversa frequenza. I fattori di smorzamento

$$k\sqrt{1-\frac{b^2}{a^2}\eta} \qquad k\sqrt{1-\eta}$$

invece risultano determinati, quando sia data la frequenza. Finalmente le costanti α_1, α_2 si possono determinare in modo che le ampiezze delle oscillazioni risultanti dalla sovrapposizione delle due onde, cioè le oscillazioni

$$u = u_1 + u_2 \qquad w = w_1 + w_2$$

abbiano valori assegnati, sulla superficie del suolo.

Possiamo fare in generale questa determinazione, valendoci delle formole (4) (4'), di cui quelle che seguono sono una conseguenza. Per la vibrazione risultante superficiale u_0, w_0 si ha dalle (4)

$$u_0 = \left\{ \frac{1}{2\alpha_1} \frac{1}{\sqrt{\eta\frac{b^2}{a^2}-1}} + \frac{1}{\alpha_2}\frac{\sqrt{\eta-1}}{2-\eta} \right\} \Psi(x - \mathrm{V}t)$$

$$w_0 = \left\{ \frac{1}{2\alpha_1} - \frac{1}{\alpha_2}\frac{1}{2-\eta} \right\} \Psi(x - \mathrm{V}t) ,$$

quindi se $\Psi(\zeta)$ è funzione periodica oscillante fra $-A$ e $+A$, mentre $2U_0$ e $2W_0$ sono le ampiezze assegnate per u_0, w_0 avremo per determinare α_1, α_2 le equazioni lineari

$$\left(\frac{1}{2\alpha_1}\frac{1}{\sqrt{\eta\frac{b^2}{a^2}-1}}+\frac{1}{\alpha_2}\frac{\sqrt{\eta-1}}{2-\eta}\right)A=U_0$$

$$\left(\frac{1}{2\alpha_1}-\frac{1}{\alpha_2}\frac{1}{2-\eta}\right)A=W_0$$

il cui determinante

$$-\frac{A^2}{2(2-\eta)}\left[\frac{1}{\sqrt{\eta\frac{b^2}{a^2}-1}}+\sqrt{\eta-1}\right]$$

è sempre diverso da zero.

Quando $\Psi(\zeta)$ non sia periodica, è possibile determinare il rapporto $\alpha_1:\alpha_2$ in funzione dell'angolo costante che la vibrazione superficiale fa con la verticale, come già si è visto nella precedente Nota.

Osserviamo infine che nell'istante iniziale sulla superficie libera del suolo si ha

$$u_0=C\Psi(x) \qquad w_0=D\Psi(x),$$

ove C, D sono delle costanti. Ora se noi supponiamo che la $\Psi(x)$ abbia valori diversi da zero soltanto entro l'intervallo

$$x_0<x<x_1$$

avremo che nell'istante iniziale la superficie è tutta in quiete eccettuata una striscia normale all'asse delle x, nella quale si ha una perturbazione arbitraria. Le formole trovate dànno quindi la soluzione generale del problema della propagazione, sia in superficie. che in profondità, di una perturbazione superficiale comunque determinata in grandezza, nell'interno della striscia. Essa deve però soddisfare alla condizione di avere un'inclinazione costante sulla verticale. Si ha così in superficie un'onda isolata rettilinea, propagantesi normalmente alla striscia iniziale.

II.

Volendo ora basare una rappresentazione meccanica delle oscillazioni sismiche sulla soluzione del problema delle oscillazioni di un suolo piano che abbiamo precedentemente studiato, si possono fare le considerazioni seguenti.

Noi possiamo immaginare le onde, approssimativamente sferiche, che partono dal *focus* del terremoto, posto ad una certa profondità nel sottosuolo, come composte ciascuna di una numero grandissimo di elementi di onde piane, propagantesi in tutte le direzioni, e inviluppanti una di queste onde sferiche. È naturale allora di pensare che il suolo eserciti in certo modo un'azione selettiva sopra queste onde, così da trasmettere a grandi distanze soltanto quelle che sono compatibili colla superficie piana che lo limita e colle sue proprietà fisiche. Verranno quindi rapidamente smorzate quelle onde che non soddisfanno alle condizioni generali della propagazione in un suolo piano, e rimarranno in particolare quelle la cui velocità di propagazione è la stessa determinata dalla forma piana della superficie libera. È anche ammissibile che sulla superficie libera debbano manifestarsi con effetti più intensi quelle onde, che avendo identica velocità di propagazione superficiale, vengono in certo modo a sovrapporre i loro effetti.

La teoria delle onde associate, che abbiamo svolta, riproduce un tale stato di cose in modo abbastanza conforme a quanto l'intuizione ci suggerisce. Noi abbiamo considerato invero un unico piano di propagazione. Ma le proprietà ben note circa la sovrapposizione dei piccoli modi, ci permette di ammettere che i risultati, trovati per uno di questi piani, possano simultaneamente verificarsi per tutti i piani passanti per la verticale dell'epicentro. Avremo così che le coppie di direzione di propagazione associate daranno luogo a coni associati, luoghi di queste direzioni, generanti in superficie delle onde circolari, come loro inviluppo, che si propagheranno intorno all'epicentro.

Per quanto abbiamo dimostrato, una qualsiasi perturbazione darà luogo a tre gruppi di queste onde, di cui i due aventi maggiori velocità di propagazione, risultano dalla sovrapposizione di due onde piane ordinarie, l'una longitudinale e l'altra trasversale; il terzo, di velocità minore, è formato da onde superficiali di Rayleigh generalizzate. Siccome l'esperienza ha constatato che ordinariamente tre sono i gruppi di onde che successivamente perturbano una determinata località, a notevole distanza dall'epicentro, noi possiamo ragionevolmente fare l'ipotesi che essi rappresentino precisamente i tre gruppi di onde, di cui la nostra teoria ci ha dimostrato l'esistenza. I sismologi ammettono già che il terzo gruppo (L) rappresenti onde di Rayleigh; noi veniamo a riattaccare all'equazione di Rayleigh anche gli altri due gruppi. Questa equazione diviene in tal modo il centro unico di tutta la teoria.

I due primi sistemi di onde, le onde (P) ed (S), sono comunemente considerate dai sismologi, come onde piane rispettivamente longitudinali e trasversali. È chiaro che sostituendo a queste onde le coppie associate, veniamo a soddisfare meglio alle leggi della meccanica, in quanto queste coppie di onde sono realmente possibili nel suolo, mentre la teoria, ora accettata, non tien conto per le onde (P), (S) delle condizioni alla superficie.

Esiste quindi attualmente, per così dire, una sconcordanza di metodo, poichè le condizioni alla superficie, di cui si tien conto per le onde (L), sono invece trascurate per le onde (P) ed (S). Queste vengono così trattate come onde piane di uno spazio illimitato; il che è cosa ben diversa. Anche Lamb del resto nella sua Memoria: On the propagation of Tremors over the Surface of an elastic Solid [1], osserva: ..... *Lord Rayleigh's discovery of a special type of surface wawes has made it evident, that the influence of the free surface in modifying the caracter of the vibrations is more definite and more serious that had been suspected.*

Noteremo qualche altra circostanza a favore della nostra ipotesi, senza naturalmente alcuna pretesa, che essa sia l'unica, o la migliore possibile.

L'osservazione ha dimostrato che le onde (L) hanno assai maggiore ampiezza e regolarità che le onde dei primi due gruppi. Ora, secondo il nostro modo di vedere, esse provengono da onde piane, nelle quali i piani d'onda degenerano in rette oscillanti, si perdono cioè alcuni vincoli del movimento, e si può quindi pensare che questa maggiore libertà permetta alle singole masse di oscillare più ampiamente e più regolarmente.

Ricordiamo, inoltre, che le onde fin qui considerate avvengono per intero nel piano di propagazione. Da ciò segue che il moto ondulatorio superficiale avviene soltanto nella direzione di propagazione, mentre l'osservazione rivela notevoli movimenti ondulatori anche nella direzione normale alla direzione di propagazione. Ora la maggiore generalità che abbiamo introdotto da principio per le onde piane permette, fino ad un certo punto, di far scomparire la limitazione indicata. Riprendiamo infatti gli integrali (3) della Nota precedente, di cui non ci siamo più occupati:

$$u_3 = 0 \qquad v_3 = \chi(\alpha x + \gamma z - \varepsilon t) \qquad w_3 = 0$$

colla condizione per le costanti

$$b^2(\alpha^2 + \gamma^2) = \varepsilon^2$$

ed alla superficie, cioè per $z = 0$,

$$\frac{\partial v}{\partial z} = 0\,.$$

Ora poniamo

$$\frac{\varepsilon}{\alpha} = b\sqrt{\eta} \qquad \text{e quindi} \qquad \left(\frac{\gamma}{\alpha}\right)^2 = \eta - 1\,,$$

ove η indica una qualunque delle radici dell'equazione di Rayleigh, maggiori dell'unità. Potremo allora porre

$$v = \chi(z\sqrt{\eta - 1} + x - tb\sqrt{\eta}) + \chi(-z\sqrt{\eta - 1} + x - tb\sqrt{\eta})$$

[1] Philosophical Transanctions. vol. 203, 1904.

e saranno allora verificate le due condizioni a cui la v deve soddisfare. Avremo così un'onda che si propaga con velocità uguale ad una qualunque delle nostre coppie associate, e che darà luogo in superficie ad un movimento ondulatorio normale alla direzione di propagazione. Essa è composta di due onde piane; per l'una il piano d'onda coincide con quello delle onde (4'); per l'altra con quello dell'onda riflessa.

Analogamente potremo sovrapporre ad un'onda generalizzata di Rayleigh, un moto vibratorio dato da

$$v = \chi(iz\sqrt{1-\eta} + x - tb\sqrt{\eta}) + \chi(-iz\sqrt{1-\eta} + x - tb\sqrt{\eta})$$

che sarà anche reale se χ è reale.

Viene così a scomparire la limitazione precedentemente indicata.

Veniamo finalmente a qualche confronto numerico.

La teoria che abbiamo svolto non porta ad una determinazione numerica delle velocità di propagazione, anche quando sia dato il valore del rapporto di Poisson, che è il parametro variabile dell'equazione di Rayleigh. Essa ne assegna i valori all'infuori del fattore b, che rappresenta la velocità di propagazione delle onde trasversali. Risultano così determinati numericamente i valori dei rapporti delle tre velocità superficiali, quando sia dato il valore di σ. Prendendo per σ il valore comunemente ammesso 1/4, abbiamo visto che i valori delle radici dell'equazione di Rayleigh sono

$$\eta_1 = 4 \qquad \eta_2 = 3.1547 \qquad \eta_3 = 0.8453\,.$$

Indicando perciò con V_1, V_2, V_3 i valori delle corrispondenti velocità di propagazione superficiale, troviamo

$$\frac{V_1}{V_2} = 1,12 \qquad \frac{V_1}{V_3} = 2,17 \qquad \frac{V_2}{V_3} = 1,93\,. \tag{7}$$

Ora se prendiamo i valori medî delle velocità di propagazione delle onde (P), (S), (L) riportati da De-Marchi [1] nella seconda delle sue Note, che sono, in chilometri per secondo,

$$V_P = 10,47 \qquad V_S = 6,12 \qquad V_L = 4,02$$

troviamo

$$\frac{V_P}{V_S} = 1,71 \qquad \frac{V_P}{V_L} = 2,60 \qquad \frac{V_S}{V_L} = 1,52\,. \tag{8}$$

Il valore precedente per V_L rappresenta una media di massimi valori osservati. Prendendo invece il valore $V_L = 3,10$ che rappresenta una media di minimi, si trova

$$\frac{V_P}{V_L} = 3,37 \qquad \frac{V_S}{V_L} = 1,97\,. \tag{9}$$

[1] Rend. Accad. Lincei, 1° sem. 1916, pag. 506

Possiamo quindi dire che l'accordo fra i valori (7) ed i valori (8) o (9) è abbastanza soddisfacente. Lo è certamente per quanto riguarda l'ordine di grandezza. Nè possiamo pretendere molto di più, poichè conviene osservare che il confronto avviene fra quantità, di cui non sappiamo bene entro quali limiti siano paragonabili, poichè non conosciamo con precisione l'influenza della curvatura della terra sulla velocità di propagazione.

Inoltre dobbiamo tener presente che non grande è la precisione raggiungibile nella determinazione sperimentale delle velocità. E più ancora l'altra circostanza che i valori precedenti delle η_1, η_2, η_3 sono calcolati nell'ipotesi $\sigma = 1/4$, che non è punto obbligatoria. Noi potremmo quindi cercare di migliorare l'accordo coi dati d'osservazione, con piccole variazioni di questo valore del coefficiente di Poisson. Anzi potrebbe essere questa una via per determinare effettivamente il valore di questo coefficiente per la terra, presa nel suo insieme, in base ai dati delle osservazioni sismiche, anzichè dedurlo dai valori che esso ha pei materiali componenti la superficie terrestre, come si fa ordinariamente.

Ad ogni modo ci sembra che dal confronto coi dati d'osservazione per le velocità di propagazione non possano sorgere serie obbiezioni contro il modo di vedere esposto nella presente ricerca.

E finalmente, all'infuori di qualsiasi ipotesi, o interpretazione dei risultati meccanici ottenuti, ci sembra fuori di discussione il fatto, che se si ammette l'esistenza delle onde superficiali di Lord Rayleigh nel suolo, come è comunemente accettata, sia pur necessario ammettere l'esistenza nel suolo anche delle nuove onde, di cui abbiamo studiato le principali caratteristiche.

Spetta ai sismologi il decidere quale sia il posto che conviene di assegnare ad esse, nella teoria meccanica delle oscillazioni del suolo.

Chimica. — *Analogie fra derivati dell'ossigeno e dell'azoto.* Nota II del Socio A. Angeli.

Le considerazioni che formano argomento della presente Nota rappresentano un seguito di quelle che qualche anno addietro ho comunicate a questa Accademia, in una Nota che porta lo stesso titolo (1), e che si riferiscono alle sorprendenti analogie di comportamento che presentano l'acqua ossigenata, idrossilammina, idrazina:

$$\begin{array}{c} OH \\ | \\ OH \end{array} \qquad \begin{array}{c} OH \\ | \\ NH_2 \end{array} \qquad \begin{array}{c} NH_2 \\ | \\ NH_2 \end{array}$$

ed i loro derivati.

(1) Questi Rendiconti, *19* (1910), 2° sem., 94. Conf. anche O. Diels e M. Paquin, Berliner Berichte, *46* (1913), 2002.