

ATTI
DELLA
REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCIX.

1912

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXI.

2° SEMESTRE.



ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL CAV. V. SALVIUCCI

1912

RENDICONTI

DELLE SEDUTE

DELLA REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

MEMORIE E NOTE

DI SOCI O PRESENTATE DA SOCI

pervenute all'Accademia durante le ferie del 1912.

(Ogni Memoria o Nota porta a piè di pagina la data d'arrivo)

Matematica. — Vibrazioni elastiche nel caso della eredità.
Nota del Socio VITO VOLTERRA ⁽¹⁾.

1. I problemi delle vibrazioni di una corda elastica, di una sbarra elastica, in generale di corpi elastici, conducono, quando si tenga conto della eredità, ad equazioni integro-differenziali di tipo iperbolico della forma

$$(I) \quad \frac{\partial^2 u(s, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u(s, t)}{\partial s^2} + \int_{t_0}^t \frac{\partial^2 u(s, \tau)}{\partial s^2} \psi(t, \tau) d\tau$$

$$(II) \quad \frac{\partial^2 u(s, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial^4 u(s, t)}{\partial s^4} + \int_{t_0}^t \frac{\partial^4 u(s, \tau)}{\partial s^4} \psi(t, \tau) d\tau$$

$$(III) \quad \frac{\partial^2 u(x, y, z, t)}{\partial t^2} = A^2 u(x, y, z, t) + \int_{t_0}^t A^2 u(x, y, z, \tau) \psi(t, \tau) d\tau,$$

in cui t_0 denota un istante anteriormente al quale l'eredità si suppone trascurabile ⁽²⁾.

Fino dalla prima Nota sulle equazioni integro-differenziali ho posto in evidenza equazioni di questa natura ⁽³⁾, accennando a quelle speciali equazioni integro-differenziali nelle quali una stessa variabile comparisce come variabile di derivazione e fra le variabili di integrazione (nelle prime due

⁽¹⁾ Pervenuta nella seduta del 16 giugno 1912.

⁽²⁾ Alla equazione integro-differenziale (II), delle vibrazioni di una sbarra elastica, è giunto il prof. Webster nelle sue interessanti ricerche, e me la ha segnalata.

⁽³⁾ *Sulle equazioni integro-differenziali.* Rendic. della R. Accademia dei Lincei, vol. XVIII, ser. 5^a, 1° sem., pag. 167.

la seconda variabile di cui è funzione la u , e nella terza equazione la quarta variabile da cui dipende la u).

Esporrò in una prossima Nota altri metodi di analisi. Qui mi permetto di limitarmi ad indicare brevemente i risultati ai quali conduce il metodo della separazione delle variabili, che è il più opportuno impiegare per le applicazioni pratiche a cui sono rivolte queste questioni, cioè a indicare come si possa ricavare le leggi della eredità dalle osservazioni sperimentali.

2. Riprendiamo dapprima la (I). Onde applicare il procedimento analogo a quello che si tiene nel caso ordinario della corda vibrante, poniamo

$$(1) \quad u(z, t) = \text{sen } m(z + \alpha) f(t),$$

in cui m ed α sono quantità costanti.

Avremo che f dovrà soddisfare l'equazione integro-differenziale

$$(2) \quad \frac{d^2 f(t)}{dt^2} + m^2 \left[f(t) + \int_{t_0}^t f(\tau) \psi(t, \tau) d\tau \right] = 0.$$

Supponendo per semplicità $t_0 = 0$, sia

$$a = \left(\frac{df(t)}{dt} \right)_{t=0}.$$

Con una integrazione avremo

$$\frac{df(t)}{dt} + m^2 \int_0^t f(\tau) \left\{ 1 + \int_{\tau}^t \psi(\xi, \tau) d\xi \right\} d\tau = a,$$

e ponendo

$$(f(t))_{t=0} = b,$$

si avrà

$$f(t) + m^2 \int_0^t f(\tau) \left\{ (t - \tau) + \int_{\tau}^t d\xi \int_{\tau}^{\xi} \psi(\eta, \tau) d\eta \right\} d\tau = at + b.$$

Scrivendo

$$(t - \tau) + \int_{\tau}^t d\xi \int_{\tau}^{\xi} \psi(\eta, \tau) d\eta = F(t, \tau),$$

l'equazione precedente diverrà

$$f(t) + m^2 \int_0^t f(\tau) F(t, \tau) d\tau = at + b.$$

3. Ciò premesso sia

$$(3) \quad S(t, \tau | x) = -x F(t, \tau) + x^2 F^2(t, \tau) - x^3 F^3(t, \tau) + \dots,$$

ove F^2, F^3, \dots denotano risultati di operazioni di composizione di prima specie ⁽¹⁾, cioè

$$\begin{aligned}
 F^2(t, \tau) &= \int_{\tau}^t F(t, \xi) F(\xi, \tau) d\xi \\
 F^3(t, \tau) &= \int_{\tau}^t F^2(t, \xi) F(\xi, \tau) d\xi \\
 &\dots \dots \dots \\
 F^i(t, \tau) &= \int_{\tau}^t F^{i-j}(t, \xi) F^j(\xi, \tau) d\xi \quad (j=1, 2, \dots, i-1). \\
 &\dots \dots \dots
 \end{aligned}$$

La funzione $S(t, \tau|x)$ sarà una funzione intera di x e avremo

$$(4) \quad f(t) = a \left\{ t + \int_0^t \tau S(t, \tau|m^2) d\tau \right\} + b \left\{ 1 + \int_0^t S(t, \tau|m^2) d\tau \right\}.$$

Posto

$$\begin{aligned}
 t + \int_0^t \tau S(t, \tau|x) d\tau &= S_1(t|x), \\
 1 + \int_0^t S(t, \tau|x) d\tau &= S_2(t|x),
 \end{aligned}$$

S_1 e S_2 saranno due trascendenti intere di x e la (4) e la (1) si scriveranno

$$(4') \quad f(t) = a S_1(t|m^2) + b S_2(t|m^2)$$

$$(1') \quad u(z, t) = \text{sen } m(z + \alpha) [a S_1(t|m^2) + b S_2(t|m^2)].$$

Combinando linearmente un numero infinito di tali soluzioni otterremo (nelle ben note ipotesi di convergenza continuità e derivabilità della serie) la soluzione della (I)

$$u(z, t) = \sum_0^{\infty} \text{sen } m_n(z + \alpha_n) [a_n S_1(t|m_n^2) + b_n S_2(t|m_n^2)],$$

ove

$$\begin{aligned}
 u(z, t)_{t=0} &= \sum_0^{\infty} b_n \text{sen } m_n(z + \alpha_n) \\
 \left(\frac{\partial u(z, t)}{\partial t} \right)_{t=0} &= \sum_0^{\infty} a_n \text{sen } m_n(z + \alpha_n).
 \end{aligned}$$

⁽¹⁾ *Questioni generali sulle equazioni integrali ed integro-differenziali.* Rendiconti R. Accademia dei Lincei, vol. XIX, ser. 5^a, 1^o sem. 1910.

Nella ipotesi, per esempio, che la corda, di lunghezza l , sia fissa agli estremi, avremo

$$\alpha_n = 0 \quad , \quad m_n = \frac{n\pi}{l}$$

e

$$u(z, t) = \sum_0^\infty \operatorname{sen} \left(\frac{n\pi}{l} z \right) \left[a_n S_1 \left(t \left| \frac{n^2 \pi^2}{l^2} \right. \right) + b_n S_2 \left(t \left| \frac{n^2 \pi^2}{l^2} \right. \right) \right].$$

4. Consideriamo il caso particolare in cui sia verificato il principio del ciclo chiuso (1).

Posto

$$t - \tau = \xi,$$

sarà

$$\psi(t, \tau) = \psi(t - \tau) = \psi(\xi).$$

Quindi

$$(5) \quad F(t, \tau) = \xi + \int_0^\xi d\xi_1 \int_0^{\xi_1} \psi(\xi_2) d\xi_2 = F(\xi)$$

$$(6) \quad \left\{ \begin{array}{l} F^2(t, \tau) = \int_0^\xi F(\xi_1) F(\xi - \xi_1) d\xi_1 = F^2(\xi) \\ F^3(t, \tau) = \int_0^\xi F^2(\xi_1) F(\xi - \xi_1) d\xi_1 = F^3(\xi) \\ \dots \dots \dots \\ F^i(t, \tau) = \int_0^\xi F^{(j)}(\xi_1) F^{i-j}(\xi - \xi_1) d\xi_1 = F^i(\xi) \\ \dots \dots \dots \end{array} \right.$$

$$(7) \quad S(t, \tau|x) = -x F(\xi) + x^2 F^2(\xi) - x^3 F^3(\xi) + \dots = S(\xi|x),$$

$$(8) \quad S_1(t|x) = t + \int_0^t \tau S(t - \tau|x) d\tau = t + \int_0^t (t - \tau) S(\tau|x) d\tau,$$

$$(9) \quad S_2(t|x) = 1 + \int_0^t S(t - \tau|x) d\tau = 1 + \int_0^t S(\tau|x) d\tau.$$

Supponiamo che manchi l'eredità: sarà allora

$$\begin{aligned} \psi &= 0 \quad , \quad F(\xi) = \xi \quad , \quad S(\xi|x) = -\sqrt{x} \operatorname{sen}(\sqrt{x} \xi) \quad , \\ S_1(t|x) &= \frac{1}{\sqrt{x}} \operatorname{sen}(\sqrt{x} t) \quad , \quad S_2(t|x) = \cos(\sqrt{x} t) \quad , \end{aligned}$$

(1) *Sulle equazioni della elettrodinamica.* Rendic. della R. Accademia dei Lincei, vol. XVIII, ser. 5^a, 1^o sem., art. III. *Sur les équations intégro-différentielles et leurs applications.* Acta Mathematica, tome 35, chapitre II, art. 2^{ème}.

e la (1') diverrà

$$u(z, t) = \operatorname{sen} m(z + \alpha) \left[\frac{a}{m} \operatorname{sen} mt + b \cos mt \right],$$

ossia la soluzione si ridurrà all'integrale particolare di Taylor della equazione differenziale dalle corde vibranti. Noi vediamo dunque che, per passare dal caso non ereditario al caso ereditario, basta sostituire alle trascendenti intere trigonometriche *sen* e *cos* le nuove trascendenti intere $S_1(t|x)$, $S_2(t|x)$ ⁽¹⁾.

5. Passiamo adesso all'equazione integro-differenziale (II). Posto $t_0 = 0$, e

$$u(z, t) = [Ae^{mz} \operatorname{sen} m(z + \alpha) + Be^{-mz} \operatorname{sen} m(z + \alpha')] f(t)$$

in cui A, B, m, α sono costanti, si trova

$$\frac{d^2 f(t)}{dt^2} + 4m^2 \left[f(t) + \int_0^t f(\tau) \psi(t, \tau) d\tau \right] = 0,$$

quindi, a e b essendo delle costanti, sarà

$$f(t) = a S_1(t|4m^2) + b S_2(t|4m^2).$$

Otteniamo dunque la soluzione

$$u(z, t) = e^{mz} \operatorname{sen} m(z + \alpha) [a S_1(t|4m^2) + b S_2(t|4m^2)] + e^{-mz} \operatorname{sen} m(z + \alpha) [a' S_1(t|4m^2) + b' S_2(t|4m^2)],$$

in cui a', b' sono nuove costanti.

Combinando linearmente infinite soluzioni di questa natura otterremo una serie come nel caso precedente.

6. Se nella (III) poniamo

$$u(x, y, z, t) = v(x, y, z) f(t),$$

nella ipotesi $t_0 = 0$, troviamo le equazioni

$$(10) \quad \Delta^2 v + \lambda^2 v = 0$$

$$(11) \quad \frac{d^2 f}{dt^2} + \lambda^2 \left[f(t) + \int_0^t f(\tau) \psi(t, \tau) d\tau \right] = 0.$$

I valori eccezionali di λ per cui la (10) è soddisfatta dipendono, come è ben noto, dalle condizioni al contorno. Essendo λ_i uno di tali valori ecce-

⁽¹⁾ Cfr. *Sopra una proprietà generale delle equazioni integrali ed integro-differenziali*. Rendic. R. Acc. dei Lincei, vol. XX, ser. 5^a, 2^o sem. 1911.

zionali e $v_i(x, y, z)$ la soluzione eccezionale corrispondente, abbiamo la soluzione della (III)

$$u_i(x, y, z, t) = v_i(x, y, z) [a S_1(t|\lambda_i^2) + b S_2(t|\lambda_i^2)],$$

in cui a e b sono quantità costanti.

Combinando linearmente infinite di tali soluzioni, otterremo, anche in questo caso, una soluzione data da una serie.

Se confrontiamo la soluzione adesso trovata e quella ottenuta nel § precedente, con quelle che si hanno nel caso in cui manchi l'eredità, si vede che il passaggio del caso non ereditario a quello ereditario si ottiene sempre sostituendo alle trascendenti trigonometriche *sen* e *cos* le nuove trascendenti intere $S_1(t|x)$, $S_2(t|x)$.

7. Nel caso del ciclo chiuso, dalle (8) e (9) si ricava

$$\frac{dS_1(t|x)}{dt} = S_2(t|x)$$

$$\frac{dS_2(t|x)}{dt} = S(t|x),$$

e dalla (7) ⁽¹⁾

$$x F(\xi) = -S(x|\xi) + S^2(x|\xi) - S^3(x|\xi) + \dots,$$

ove gli esponenti denotano operazioni di composizione, cioè

$$S^2(x|\xi) = \int_0^\xi S(x|\xi_1) S(x|\xi - \xi_1) d\xi_1,$$

$$S^3(x|\xi) = \int_0^\xi S^2(x|\xi_1) S(x|\xi - \xi_1) d\xi_1,$$

.....

Finalmente dalla (5) si ha

$$\frac{d^2 F(\xi)}{d\xi^2} = \psi(\xi).$$

Dunque, nel caso in cui la condizione del ciclo chiuso sia verificata, si può ricavare il coefficiente di eredità dalla legge di vibrazione. Per esempio, nel caso della corda elastica, conoscendo il numero dei nodi e la legge di vibrazione di un punto della corda potremo ricavare il coefficiente di eredità.

8. Nel § VII delle lezioni fatte alla Clark University ⁽²⁾ ho mostrato che le oscillazioni di un filo dovuto alla torsione, allorchè si tien conto

⁽¹⁾ *Questioni generali* ecc. già citato, § 4.

⁽²⁾ Lectures delivered at the celebration of the twentieth anniversary of the foundation of Clark University, Worcester, Mass, September 1909.

della eredità, dipendono dalla equazione integro-differenziale

$$M(t) - \mu \frac{d^2 \omega(t)}{dt^2} = \frac{1}{K} \omega(t) + \int_{t_0}^t \omega(\tau) \chi(t, \tau) d\tau$$

ove $M(t)$ e $\omega(t)$ denotano rispettivamente il momento e l'angolo di torsione, $\chi(t, \tau)$ è il coefficiente di eredità e μ e K sono coefficienti costanti

Considerando le oscillazioni libere (non forzate) del filo, dovremo fare $M(t) = 0$. Ponendo $\frac{1}{K\mu} = m^2$, $K\chi(t, \tau) = \psi(t, \tau)$, $t_0 = 0$, l'equazione precedente si scriverà

$$\frac{d^2 \omega(t)}{dt^2} + m^2 \left[\omega(t) + \int_0^t \omega(\tau) \psi(t, \tau) d\tau \right] = 0.$$

Si ricade dunque, anche in questo caso nella equazione integro-differenziale (2). Quindi

$$\omega(t) = a S_1 \left(t \left| \frac{1}{k\mu} \right. \right) + b S_2 \left(t \left| \frac{1}{k\mu} \right. \right),$$

ove b denota la torsione iniziale, e a la velocità angolare iniziale di torsione.

9. Rispetto alle radici della equazione

$$f(t) = 0,$$

essendo $f(t)$ definita dalla equazione

$$\frac{d^2 f(t)}{dt^2} + m^2 \left[f(t) + \int_0^t f(\tau) \psi(t, \tau) d\tau \right] = 0,$$

è facile dimostrare che, se $\psi(t, \tau)$ è positivo, esiste sempre una radice compresa fra 0 e $\frac{\pi}{m}$, supposto m positivo.

Infatti consideriamo l'equazione

$$\frac{d^2 \varphi(t)}{dt^2} + m^2 \varphi(t) = 0$$

che è soddisfatta da

$$\varphi(t) = \text{sen } mt.$$

Si avrà

$$f(t) \frac{d^2 \varphi(t)}{dt^2} - \varphi(t) \frac{d^2 f(t)}{dt^2} = m^2 \varphi(t) \int_0^t \psi(t, \tau) f(\tau) d\tau,$$

d'onde

$$\int_0^{\frac{\pi}{m}} \left\{ f(t) \frac{d^2 \varphi(t)}{dt^2} - \varphi(t) \frac{d^2 f(t)}{dt^2} \right\} dt = m^2 \int_0^{\frac{\pi}{m}} \varphi(t) dt \int_0^t \psi(t, \tau) f(\tau) d\tau,$$

cioè

$$-m \left[f(0) + f\left(\frac{\pi}{m}\right) \right] = m^2 \int_0^{\frac{\pi}{m}} \varphi(t) dt \int_0^t \psi(t, \tau) f(\tau) d\tau.$$

Se $f(t)$ conservasse lo stesso segno nell'intervallo $\left(0, \frac{\pi}{m}\right)$ il primo membro ed il secondo membro resulterebbero di segno contrario (se $f(t)$ non si annullasse in ambedue gli estremi), oppure il primo membro sarebbe nullo senza che lo fosse il secondo (se $f(t)$ si annullasse in ambedue gli estremi, il che è assurdo. Dunque $f(t)$ deve cangiar segno nell'intervallo $\left(0, \frac{\pi}{m}\right)$ e per conseguenza $f(t)$ deve avere una radice nell'interno di questo intervallo.

10. Supponiamo soddisfatta la condizione del ciclo chiuso; vogliamo vedere se è possibile un moto periodico. Naturalmente dovremo ammettere che la periodicità abbia luogo dal tempo $-\infty$, ossia dovremo supporre nella (2) il limite inferiore dell'integrale $t_0 = -\infty$ (¹). Essa quindi si scriverà

$$(12) \quad \frac{d^2 f(t)}{dt^2} + m^2 \left[f(t) + \int_{-\infty}^t f(\tau) \psi(t - \tau) d\tau \right] = 0.$$

Per la validità delle formule si porrà

$$|\psi(x)| < \frac{M}{x^{1+\varepsilon}} \quad (\text{per } x > 0),$$

M ed ε essendo quantità positive.

La (12) può scriversi

$$(12') \quad \frac{d^2 f(t)}{dt^2} + m^2 \left[f(t) + \int_0^\infty f(t-x) \psi(x) dx \right] = 0.$$

Dimostriamo adesso il teorema: *se $\psi(x)$ è una funzione positiva decrescente, l'equazione precedente non ammette soluzioni periodiche diverse da zero.* La possibilità quindi di moti periodici resta esclusa da questo teorema, quando si ammetta che i coefficienti di eredità siano positivi e decrescenti.

Supponiamo che l'equazione integro-differenziale (12') abbia una soluzione periodica, di periodo T, sviluppabile in serie di Fourier uniformemente convergente insieme alle sue derivate prima e seconda. Avremo

$$(13) \quad f(t) = \sum_0^\infty \left[a_n \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi n}{T} t \right) + b_n \cos \left(\frac{2\pi n}{T} t \right) \right],$$

(¹) Cfr. la Nota: *Sulle equazioni della elettrodinamica* già citata, pag. 207, nota 1 a pie' di pagina.

quindi sostituendo nella (12') sarà

$$0 = \sum_0^{\infty} \left\{ \left[a_n \left(-\frac{4\pi^2 n^2}{T^2} + m^2 + \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + b_n \int_0^{\infty} \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx \right] \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} t\right) + \right. \\ \left. + \left[-a_n \int_0^{\infty} \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx + \right. \right. \\ \left. \left. + b_n \left(-\frac{4\pi^2 n^2}{T^2} + m^2 + \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx \right) \right] \cos\left(\frac{2\pi n}{T} t\right) \right\},$$

e perciò

$$(14) \left\{ \begin{aligned} & a_n \left(-\frac{4\pi^2 n^2}{T^2} + m^2 + \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx \right) + \\ & \quad + b_n \int_0^{\infty} \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx = 0, \\ & -a_n \int_0^{\infty} \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx + \\ & \quad + b_n \left(-\frac{4\pi^2 n^2}{T^2} + m^2 + \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx \right) = 0. \end{aligned} \right.$$

Dalle equazioni precedenti segue che a_n e b_n dovranno esser nulli a meno che il determinante dei loro coefficienti sia nullo, ossia si abbia

$$(15) 0 = \begin{vmatrix} -\frac{4\pi^2 n^2}{T^2} + m^2 + \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx & , & \int_0^{\infty} \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx \\ -\int_0^{\infty} \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx & , & -\frac{4\pi^2 n^2}{T^2} + m^2 + \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx \end{vmatrix} \\ = \left[-\frac{4\pi^2 n^2}{T^2} + m^2 + \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx \right]^2 + \left[\int_0^{\infty} \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx \right]^2.$$

Ma, se $\psi(x)$ è positivo e decrescente e $n > 0$,

$$\int_0^{\tau} \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx > 0$$

$$\int_{\tau}^{2\tau} \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx > 0$$

.....

$$\int_{h\tau}^{(h+1)\tau} \text{sen}\left(\frac{2\pi n}{T} x\right) \psi(x) dx > 0$$

.....

h essendo un numero intero e positivo qualunque, onde

$$\int_0^{\infty} \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi n}{T} x \right) \psi(x) dx > 0,$$

e per conseguenza l'equazione (15) non può essere soddisfatta. La (12'), dunque, non può ammettere nessuna soluzione periodica all'infuori di $f=0$.

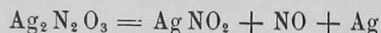
Chimica. — *Sulla chimica dell'argentoterapia.* Nota del Socio A. ANGELI ⁽¹⁾.

In uno degli ultimi numeri della « Chemiker Zeitung » ⁽²⁾ è comparso il riassunto di una interessante comunicazione che sotto lo stesso titolo (*Zur Chemie der Silbertherapie*) venne fatta dal prof. Th. Paul di Monaco di Baviera in occasione del Congresso che la Società tedesca Bunsen ha tenuto recentemente in Heidelberg. L'autore, dopo aver passato in rivista i brillanti risultati che si sono ottenuti applicando a questo ramo di studio le leggi della chimica fisica, chiude il suo discorso accennando alla speranza che le future ricerche permetteranno di chiarire il modo di agire dei preparati di argento nell'organismo vivente.

A questo proposito io mi permetto di ricordare all'illustre professore che un tentativo in questo senso venne da me fatto ancora alcuni anni or sono e la notizia gli è sfuggita probabilmente per il fatto che la mia comunicazione è comparsa solamente in un periodico italiano e che poi venne riassunta in modo incompleto dai periodici stranieri.

Le mie considerazioni hanno preso origine dallo studio di alcune decomposizioni spontanee che subiscono certi sali d'argento, che procedono in modo netto, che conducono a prodotti ben definiti ⁽³⁾ e che perciò differiscono da quelle che finora vennero studiate e nelle quali avvengono processi oltremodo complicati per causa della natura dei riducenti impiegati ed anche delle condizioni in cui avviene la reazione ⁽⁴⁾.

Le reazioni da noi prese in esame ebbero origine dallo studio della decomposizione che a temperatura ordinaria subisce il sale d'argento dell'acido nitroidrossilamminico:



⁽¹⁾ Pervenuta all'Accademia il 4 luglio 1912.

⁽²⁾ Annata XXXVI (1912), pag. 603.

⁽³⁾ Questi Rendiconti, Angeli e Marchetti (1908), vol. XVII, 1° sem., pag. 695; Angeli, Castellana e Ferrero (1909), vol. XVIII, 2° sem., pag. 38; Angeli e Alessandri (1910), vol. XIX, 1° sem., pag. 784.

⁽⁴⁾ Confronta anche V. Kohlschütter, Liebig's Annalen (1912), 387, pag. 96.