

RICERCHE TEORICHE E SPERIMENTALI SUL MICROFONO

PROF. FRANCESCO PIOLA.

Pochi apparecchi hanno avuta una diffusione in tutto il mondo così grande come il microfono e pochi hanno dato luogo a tante ipotesi disperate sul loro funzionamento. Nei quaranta anni di sua vita — per limitarci a considerare quello a carbone nella forma generalmente adottata per il quale, in verità, non è giustificata la denominazione che era propria solo per l'apparecchio dell' Hughes — molti tentativi furono fatti per rendere ragione del fenomeno fondamentale del quale il microfono è sede, consistente nella variazione di resistenza elettrica al mutare della pressione esercitata sulla lamina dal mezzo aeriforme col quale essa è in contatto ¹⁾.

Si è pensato a piccoli archi voltaici fra i granuli di carbone, a scariche silenziose traverso le pellicole d'aria interposte nei contatti, a variazioni nella resistenza specifica del carbone, all'aria condensata alla superficie di ciascuna particella di carbone e che viene più o meno eliminata al variare della pressione, all'effetto del calore dovuto alla corrente, all'attrazione elettrostatica fra le particelle, a mutamenti nell'area secondo la quale i granuli si toccano. Ma nessuna di queste ipotesi ha avuto il generale consenso, anzi può dirsi che esse non abbiano incontrata la fiducia nemmeno di coloro che le avevano emesse il che è chiaramente dimostrato dal fatto che, allorquando questi intendono stabilire una teoria matematica del circuito microtelefonico, abbandonano le dette ipotesi e

¹⁾ Brunelli e Longo — *Trattato di Telefonia*, Roma 1906.

Longo — *Manuale di Telefonia*, Roma 1914.

Shepardson — *Telephone Apparatus*, New York, London 1917.

ricorrono ¹⁾ ad altra la quale non dà ragione fisicamente del fenomeno microfonico ma si limita ad affermare la legge secondo la quale vien ritenuto che esso si compia. La quale legge, che si presenta a priori molto plausibile, è che la resistenza del microfono varii sinusoidalmente, intorno alla resistenza di riposo del microfono stesso, quando la pressione agente sulla lamina varia sinusoidalmente intorno alla pressione media.

È legittima questa posizione generalmente accolta e che, per brevità ²⁾, chiameremo *ipotesi sinusoidale*? È giustificata la sfiducia in tutte le ipotesi fisiche affacciate o ve n'ha qualcuna che trovi, almeno qualitativamente, conferma nella esperienza? Alludiamo a quella che chiameremo *ipotesi elastica* secondo la quale le variazioni di resistenza del microfono sarebbero dovute alle deformazioni elastiche provocate nei granuli di carbone dalle variazioni di pressione che le vibrazioni sonore producono sulla lamina.

Questa ipotesi è una delle più antiche poichè fu proposta da lord Rayleigh ³⁾ lo stesso anno nel quale Hughens annunciava il suo apparecchio. Ma, dopo essere stata ripresa qual-

¹⁾ Poincaré — *Ecl. Electr.*, 50° pag. 221, 257, 329, 365, 401.

Hill — *Phys. Review* 1919, 28° pag. 70.

Noebels, Schluckebier und Jentsch — *Telegraphie und Telephonie*, 1907, 2° pag. 495.

Pierard — *La Téléphonie*, Bruxelles, Paris 1912, t. 2°.

Shepardson — *l. c.* pag. 106.

²⁾ In realtà, trascurando lo sfasamento fra pressione e resistenza, come generalmente ed in questo stesso lavoro vien fatto, la posizione può ritenersi conseguenza di una ipotesi più generale, quella cioè che resistenza e pressione siano legate fra loro da una relazione lineare, qualunque sia la legge colla quale varia quest'ultima; e però la ipotesi, come giustamente m'è stato suggerito dal prof. G. C. Vallauri, potrebbe più generalmente chiamarsi *lineare*. Poichè però, da un lato, in tutte le trattazioni si esprime senz'altro la resistenza come funzione del tempo col seno o con somma di seni e, d'altro lato, conviene dar agli sviluppi una forma che si presti anche ad introdurre un eventuale sfasamento, credo opportuno chiamar *sinusoidale* la ipotesi della quale si tratta.

³⁾ Rayleigh — *Proc. Roy. Soc. London* 1878, 27°, pag. 362.

che anno più tardi ¹⁾ da lord Kelvin (allora sir William Thomson), fu abbandonata senza — per quanto c'è dato sapere — che siano state sottoposte ad esaurienti esperienze — e forse allora non lo potevano essere — le illazioni che da essa scaturivano.

È stata recentemente ripresa dal Pedersen ²⁾ ma in modo accessorio poichè, in serie colla resistenza presentata dai granuli deformati, immagina che ve ne sia un'altra, di gran lunga preponderante, dovuta al *contatto* fra i granuli stessi e fra questi ed i blocchi terminali formati dalla medesima sostanza ³⁾.

Nel presente lavoro ci proponiamo di ricavare le conseguenze principali che derivano dalle due ipotesi *sinusoidale* ed *elastica* e di confrontare le conseguenze stesse coi risultati sperimentali per vedere in quanto quelle si accordino ed in quanto siano in contrasto con questi. In tal modo ci sarà dato un criterio per giudicare se entrambe le ipotesi siano possibili od entrambe da scartarsi o se sia possibile una soltanto delle due, nella sua forma semplice od opportunamente modificata.

Ipotesi sinusoidale.

L'ipotesi che ordinariamente si pone a base, come sopra s'è accennato, di una trattazione matematica del microfono,

¹⁾ Thomson — *Jour. Soc. Tel. Eng.* London 1883, 12°, pag. 123.

²⁾ Pedersen — *The Electrician*, 1916, 76, pag. 625. — *L'Electrotecnica*, 1916, 3, pag. 181.

³⁾ A parte che la ipotesi del Pedersen introduce dei coefficienti che, come egli stesso nota, non hanno un chiaro significato fisico e però non serve, caso mai, che a descrivere, come quella sinusoidale, il fenomeno, ma non a rendercene conto, sta di fatto che mal si riesce a vedere come tanta importanza per la resistenza elettrica possa avere il *contatto* fra corpi della stessa natura premuti gli uni contro gli altri quando questi non sono, alla loro volta, che degli agglomerati. Del resto le esperienze che l'autore riporta in appoggio alla sua teoria sono state fatte col microfono in riposo, mentre quando egli considera il microfono durante la eccitazione abbandona la sua teoria e ricorre alla solita espressione sinusoidale della resistenza.

ipotesi che si assume dalla diretta intuizione e che intende a dare una rappresentazione del fenomeno piuttosto che risalire alla natura del fenomeno stesso, — consiste in ciò che, sotto lo stimolo di una variazione sinusoidale semplice di pressione del mezzo col quale la membrana è in contatto, varii colla stessa legge la resistenza dell'apparecchio in modo però che ad un aumento di pressione corrisponda una diminuzione di resistenza e viceversa.

In altre parole, supposto che la pressione del mezzo sia espressa dalla funzione del tempo :

$$(1) \quad P = P_0 (1 - p \sin \omega t)$$

si ammette, trascurando lo sfasamento ¹⁾ dovuto a ragioni meccaniche, che la resistenza sia data da :

$$r = r_0 (1 + q \sin \omega t)$$

dove P_0 ed r_0 sono rispettivamente la pressione e la resistenza del microfono durante il riposo, p e q sono numeri inferiori alla unità dello stesso ordine di grandezza ed ω la pulsazione $\frac{2\pi}{T}$ della vibrazione di periodo T .

La resistenza totale del circuito, se r_1 è quella esterna, potrà essere messa sotto la forma :

$$(2) \quad R = R_0 (1 + Q \sin \omega t),$$

nella quale s'è posto :

$$R_0 = r_0 + r_1, \quad Q = \frac{r_0}{r_0 + r_1} q,$$

e da essa risulta subito che la resistenza media R_m è uguale a quella R_0 che ha il circuito quando il microfono è in riposo.

Indicata poi con ε la f. e. m. supposta costante attiva nel circuito e con L la autoinduzione, l'intensità I dovrà soddisfare, come è noto, alla equazione differenziale :

$$(3) \quad L \frac{dI}{dt} + R_0 (1 + Q \sin \omega t) I = \varepsilon$$

cioè alla legge di Ohm generalizzata.

¹⁾ Pierard — l. c. nota 2, pag. 49.

È facile vedere che l'integrale generale della (3), supposto che si possano trascurare le potenze superiori alla 2^a di Q , che è minore di q , sarà:

$$(4) \quad I = I_0 \{K + D K_1\}$$

con:

$$(5) \quad K = A + B \cos(\omega t - \varphi) - C \cos 2(\omega t - \psi)$$

dove:

$$(6) \quad \left\{ \begin{array}{l} A = 1 + \frac{1}{2} \frac{R_0^2}{S_1^2} Q^2, \quad B = \frac{R_0}{S_1} Q, \quad C = \frac{R_0^2}{2 S_1 S_2} Q^2 \\ S_1^2 = R_0^2 + \omega^2 L^2, \quad S_2^2 = R_0^2 + 4 \omega^2 L^2 \\ \operatorname{sen} \varphi = -\frac{R_0}{S_1}, \quad \operatorname{sen} 2\psi = \frac{3 \omega L R_0}{S_1 S_2} \\ \cos \varphi = \frac{\omega L}{S_1}, \quad \cos 2\psi = \frac{R_0^2 - 2 \omega^2 L^2}{S_1 S_2} \end{array} \right.$$

e:

$$(7) \quad K_1 = e^{-\frac{R_0}{\omega L}(\omega t - Q \cos \omega t)}$$

mentre s' è indicata con $I_0 = \frac{\varepsilon}{R_n}$ la corrente traversante il microfono durante il riposo e con D una costante arbitraria da determinarsi al limite, p. e. colla condizione che per $t = 0$ sia $I = I_0$, ossia che si cominci a contare il tempo dall'inizio della eccitazione.

È da avvertire che la integrazione è stata fatta nella ipotesi che ωL non fosse nulla. Quando questa condizione non fosse verificata la K_1 , e soltanto essa, presenterebbe delle singolarità, mentre, d'altro lato, la (3) diventerebbe una equazione in termini finiti e darebbe immediatamente la espressione della intensità: la K_1 non avrebbe più ragione di esistere.

Senza occuparci del termine smorzato $D K_1$, la cui influenza, per una certa pulsazione ω , sparirà tanto più presto quanto

maggiore sarà la *costante di tempo* $\frac{R_0}{\omega L}$ del circuito, vediamo subito che il valore medio I_m di I sarà dato da :

$$(8) \quad I_m = I_0 A = I_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{R_0^2}{S_1^2} Q^2 \right)$$

da cui risulta che :

$$(9) \quad I_m > I_0$$

e che la I_m stessa, contenendo S_1 , dipenderà dalla autoinduzione del circuito.

Ricordiamo che il valore della intensità s' è trovato supponendo che le variazioni della resistenza intorno al suo valore di riposo fossero tanto piccole da poter trascurare le potenze superiori alla 2^a di Q . Ma in un caso — in quello cioè limite nel quale sia nulla la autoinduzione — si può esprimere la intensità media indipendentemente dalla piccolezza di Q che già sappiamo dover essere inferiore alla unità. Infatti, in tal caso, avremo :

$$I = \frac{\varepsilon}{R_0 (1 + Q \sin \omega t)} = I_0 \frac{1}{1 + Q \sin \omega t}$$

da cui, come è noto :

$$I_m = I_0 \frac{1}{T} \int_0^T \frac{dt}{1 + Q \sin \omega t} = I_0 \frac{1}{\sqrt{1 - Q^2}}$$

che porta, come nel caso generale precedentemente considerato: $I_m > I_0$, ma questa volta indipendentemente dalla piccolezza di Q .

Dalle (6) risulta che il rapporto fra le ampiezze C e B dei due termini sinusoidali di K :

$$(10) \quad \eta = \frac{C}{B} = \frac{R_0}{2S_2} Q = \frac{Q}{2 \sqrt{1 + \left(\frac{2 \omega L}{R_0} \right)^2}}$$

assume un valore certamente minore di $\frac{1}{2}$, quando Q , che abbiamo supposto molto piccolo, sarà inferiore od uguale ad

⁴₂. In tali condizioni la $K=f(t)$, data dalla equazione (5), come è noto, ammetterà in ciascun periodo un solo massimo ed un solo minimo.

D'altro lato dalle stesse (6) sarà facile di ricavare lo sfasamento: $\theta = 2(\psi - \varphi)$ fra i due termini sinusoidali il quale sarà dato dalle :

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} \sin\theta = \sin 2(\psi - \varphi) = \frac{(L^2\omega^2 - R_0^2)\sin 2\psi + 2RL\omega\cos 2\psi}{S_1^2} \\ \cos\theta = \cos 2(\psi - \varphi) = \frac{(L^2\omega^2 - R_0^2)\cos 2\psi - 2RL\omega\sin 2\psi}{S_1^2} \end{array} \right.$$

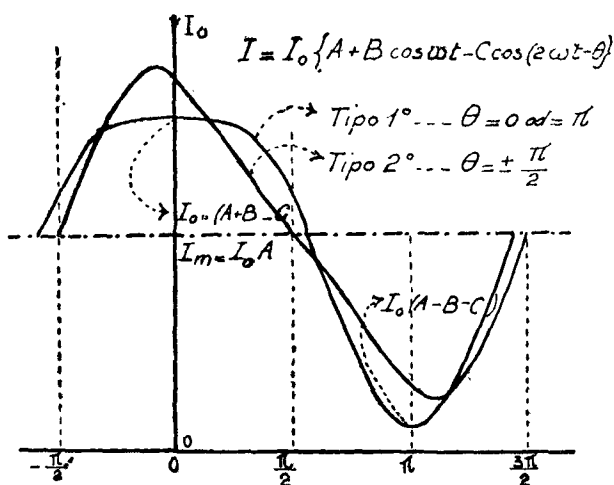


Fig. 1.

Queste relazioni fanno vedere come lo sfasamento, al variare di ωL , si mantenga pressochè costante e poco differente da 180° . Infatti, mentre per: $\omega L = 0$ ed $\omega L = \infty$ assume il valore minimo di 180° , per $\omega L = \frac{1}{\sqrt{2}} R_0$ raggiunge quello massimo che supera il precedente per meno di 20° . Ne viene che la curva $K=f(t)$, la quale abbiamo ora veduto posse-

dere un solo massimo ed un solo minimo, dovrebbe, come conseguenza della suesposta teoria, mantenersi pressochè costantemente della forma che nella fig. 1 viene chiamata del 1.^o tipo, mentre per ottenere quella del 2.^o occorrerebbe uno sfasamento non di 20° ma di $\pm 90^\circ$.

Ipotesi elastica.

Secondo la ipotesi elastica la variazione di resistenza del microfono è dovuta al variare, colla pressione, dell'area secondo la quale i conduttori si trovano in contatto.

Per farne una trattazione matematica dovremo, evidentemente, ricorrere a delle schematizzazioni: in particolare, preso in considerazione un microfono a granuli, supporremo che esso sia costituito da un insieme di sferette conduttrici elastiche omogenee, tutte della stessa sostanza (carbone) e dello stesso diametro 2ρ , disposte in m_1 strati sovrapposti contenenti ciascuno m_2 sferette. Supporremo inoltre che i centri

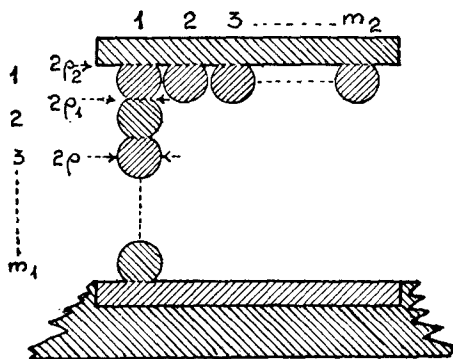


Fig. 2.

di queste, nei successivi strati, siano allineati secondo rette parallele alla direzione nella quale passa la corrente e si esercita la pressione. Il primo strato e l'ultimo siano in con-

tatto con dischi della stessa sostanza della quale sono formate le sferette ed uno di questi possa, ubbedendo alle variazioni di pressione del mezzo aeriforme ambiente che trovasi in contatto con esso, sportarsi parallelamente a se stesso ¹⁾, indipendentemente da incastri che possa avere al contorno.

Per una determinata forza premente F il cerchio massimo di ciascuna sferetta, disposto normalmente alla direzione della forza, sarà soggetto alla pressione :

$$P = \frac{F}{\pi m_2 \rho^2}.$$

Tali sferette si deformeranno venendo a contatto fra loro secondo cerchi di raggio ρ_1 ed in contatto coi piani terminali secondo superfici e aventi contorno circolare di raggio ρ_2 .

Questi raggi dipenderanno evidentemente dalla pressione P , dal raggio ρ delle sferette e dalle proprietà elastiche della sostanza della quale sono costituite queste ed i dischi. La dipendenza potrà ricavarsi dalla espressione generale data dall' Hertz ²⁾ la quale, nel caso nostro, detto E il modulo di elasticità del carbone, darà :

$$(12) \quad \rho_1 = \rho \sqrt[3]{\frac{2\pi P}{3E}} \quad , \quad \rho_2 = \sqrt[3]{\frac{2\pi P}{E}} \rho_1.$$

Ciascuno degli m_2 allineamenti sarà costituito, per $m_1 \geq 2$, da :

$m_1 - 2$ segmenti sferici a basi uguali di raggio ρ_1
 2 » » » » di raggi ρ_1 e ρ_2

2 dischi, di sostanza uguale a quella dei segmenti e di dimensioni preponderanti rispetto a quelle di questi, in contatto coi due segmenti sferici ultimamente considerati secondo le basi di raggio ρ_2 .

Per $m_1 = 1$ avremo da considerare un solo segmento con basi uguali di raggio ρ_2 ed i due dischi.

¹⁾ Pierard. l. c. nota 2, pag. 63.

²⁾ Hertz. Werke, vol. 1, pag. 168. Leipzig 1895.

Ora, la resistenza che oppone al passaggio della corrente elettrica un segmento appartenente alla sfera di raggio ρ , avente basi di raggi ρ_1 e ρ_2 e resistività k è dato ¹⁾ da:

$$\frac{1}{4} k \left\{ \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{\pi \rho} \log \frac{4\rho^2}{\rho_1 \rho_2} \right\}$$

che, per $\rho_2 = \rho_1$, diviene:

$$\frac{1}{2} k \left\{ \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\pi \rho} \log \frac{2\rho}{\rho_1} \right\}$$

mentre il contributo che portano i dischi terminali ²⁾ può essere espresso sensibilmente da:

$$\frac{1}{4} k \frac{1}{\rho^2}.$$

Introducendo queste espressioni, e tenendo conto che il microfono è costituito da m_2 allineamenti disposti in quantità, avremo che la resistenza totale sarà:

$$(13) \quad r = \frac{m_1 - 1 + \sqrt[3]{4}}{2m_2} \frac{k}{\rho_1} \left\{ 1 + \frac{m_1}{(m_1 - 1 + \sqrt[3]{4}) \pi} \frac{\rho_1}{\rho} \log \left(\frac{2}{\sqrt[3]{2}} \frac{\rho}{\rho_1} \right) \right\},$$

nella quale m_1 ed m_2 potranno assumere tutti i valori interi, compresa la unità.

Se la forza F esercitata sulla lamina microfonica dal mezzo aeriforme ambiente varia sinusoidalmente — il che avverrà se il mezzo stesso trasmette un suono semplice — varierà pure colla stessa legge la pressione P attiva sui cerchi massimi normali e però questa potrà mettersi sotto la stessa forma indicata nella (1) a proposito della ipotesi sinusoidale e colla stessa condizione allora posta che fosse p inferiore alla unità.

¹⁾ Riemann-Weber. « Die partiellen Differential-Gleichungen der Mathematischen Physik ». *Fünfter anlage* 1910, vol. I., pag. 483.

²⁾ Maxwell. « *Traité d'électricité et de magnétisme*, traduit sur la deuxième édition ». 1885, vol. 1, pag. 487.

La (12) diverrà allora :

$$(14) \quad \rho_1 = \rho_0 \sqrt[3]{1 - p \sin \omega t}$$

avendo indicato con :

$$(15) \quad \rho_0 = \rho \sqrt[3]{\frac{2 \pi P_0}{3E}}$$

il valore che assume ρ_1 per : $p \sin \omega t = 0$, cioè quello corrispondente al microfono non eccitato o quello intorno al quale oscilla durante la eccitazione.

Prendendo per modulo di elasticità del carbone il più piccolo dei valori che ordinariamente ¹⁾ vengono assunti per esso, cioè 15.10^{10} c. g. s., e per pressione quella di 10^6 c. g. s., cioè di circa una atmosfera, certamente molto superiore a quella che si avrà nel funzionamento del microfono, il rapporto $\frac{\rho}{\rho_0}$ riuscirà superiore a 42. Tenendo conto di questo valore svilupperemo in serie la (13) e potremo scrivere :

$$(16) \quad r = r_0 \left\{ 1 + \frac{1}{3} p \sin \omega t + \frac{2}{9} p^2 \sin^2 \omega t + \dots \right\}$$

avendo posto :

$$(17) \quad r_0 = \frac{1}{2m_2} \left\{ m_1 - 1 + \sqrt[3]{4} + \frac{m_1}{\pi} \log \left(\frac{2}{\sqrt[3]{2}} \frac{\rho}{\rho_0} \right) \right\} \frac{k}{\rho_0},$$

valore della resistenza del microfono allo stato di riposo, ed avendo trascurato in confronto della unità termini i cui valori siano inferiori ad :

$$\frac{1}{125} \quad , \quad \frac{1}{30} p \text{ e } p^3 .$$

Se il circuito nel quale il microfono è inserito ha la resistenza esterna costante r_1 , la resistenza totale, che allo stato di riposo è $R_0 = r_0 + r_1$, diverrà, sotto l'azione di va-

¹⁾ Soc. Franc. de Physique. *Constantes Physiques*, Paris 1913, p. 173.

riazioni sinusoidali di pressione di ampiezza p e di pulsazioni ω :

$$(18) \quad R = R_0 \{ 1 + 3 M p \sin \omega t + 2 M p^2 \sin^2 \omega t \dots \}$$

avendo posto :

$$(19) \quad M = \frac{1}{9} \frac{r_0}{r_0 + r_1}.$$

Nella (18) tutti i termini contenenti il seno elevato a potenza pari saranno sempre positivi e questa osservazione ci permetterà di concludere che la resistenza media, durante un periodo :

$$(20) \quad R_m = R_0 \{ 1 + M p^2 \dots \}$$

sarà sempre maggiore della resistenza R_0 di riposo, a differenza di quanto risultava nella ipotesi sinusoidale nella quale resistenza media e resistenza di riposo coincidevano.

Sostituendo nello sviluppo (18) di R le potenze del seno coi seni e coseni di archi multipli e trascurando i termini di grado superiore al 3.^o rispetto complessivamente a M ed a p , potremo scrivere :

$$(21) \quad R = R_0 \{ a + b \sin \omega t - c \cos 2 \omega t \}$$

avendo posto :

$$(22) \quad a = 1 + c, \quad b = 3 M p, \quad c = M p^2.$$

Se il circuito avrà la autoinduzione L e sarà attivato dalla f. e. m. costante ε , la intensità I della corrente dovrà soddisfare alla equazione differenziale (3) nella quale si sia sostituita la nuova espressione della resistenza. L' integrale generale avrà ancora la forma (4) e la funzione K quella data dalla (5) dove le costanti, posto :

$$(23) \quad n = 1 - \frac{1}{2} \frac{a r_0}{r_0 + r_1} \frac{R_0^2}{S_1^2}, \text{ per cui : } \frac{1}{2} < n < 1,$$

saranno :

$$(24) \quad \left\{ \begin{array}{lll} A=1-Mnp^2 & B=3 \frac{R_0}{S_1} Mp & C=\frac{R_0}{S_2} Mnp^2 \\ S_1^2=R_0^2 a^2 + \omega^2 L^2 & , & S_2^2=R_0^2 a^2 + 4\omega^2 L^2 \\ \operatorname{sen} \varphi = -\frac{R_0 a}{S_1} & \operatorname{sen} 2\psi = -\frac{2\omega L}{S_2} & \\ \cos \varphi = \frac{\omega L}{S_1} & \cos 2\psi = -\frac{R_0 a}{S_2} , & \end{array} \right.$$

mentre la funzione K_1 assumerà la forma :

$$(25) \quad K_1 = e^{-\frac{R_0}{\omega L} (a \omega t - b \cos \omega t - \frac{1}{2} c \operatorname{sen} 2 \omega t)}.$$

Senza tener conto del termine smorzato K_1 — poichè supponiamo di considerare il microfono dopo un tempo abbastanza lungo dall' inizio della eccitazione dovuta a vibrazioni semplici persistenti — emerge subito dalle (4) e (5) combinate colla prima delle (24), che il valore medio I_m della intensità durante un periodo sarà dato da :

$$(26) \quad I_m = I_0 A = I_0 (1 - M n p^2)$$

e che però sarà sempre :

$$(27) \quad I_m < I_0 ,$$

previsione questa perfettamente opposta a quella (9) tratta nella ipotesi sinusoidale.

Conformemente invece a tale ipotesi abbiamo anche in quella elastica che la curva K ammette un solo massimo ed un solo minimo in ciascun periodo, poichè è certamente $< \frac{1}{4}$ il rapporto fra le ampiezze dei due termini periodici :

$$(28) \quad \eta = \frac{C}{B} = \frac{1}{3} \frac{S_1}{S_2} n p ,$$

inquantochè ciascuno dei tre fattori $\frac{S_1}{S_2}$, n , p è inferiore alla unità, ed anzi p lo è di molto.

Nella espressione della intensità il 2.^o armonico è sfasato rispetto al fondamentale di un angolo $\theta = 2(\psi - \varphi)$ che potrà calcolarsi in modo analogo a quello precedentemente seguito. Otterremo così per $\sin \theta$ e $\cos \theta$ due espressioni che non differiranno dalle (11) se non perchè le costanti S_1 e ψ saranno date dalle (24) invece che dalle (6). Da tali espressioni risulta che la curva K , al variare di ωL da 0 ad ∞ , passa dal 1.^o tipo al 2.^o (fig. 1) mentre nella ipotesi sinusoidale rimaneva sempre intorno al 1.^o tipo.

In quanto alla variazione che la induttanza può portare nel rapporto η è da osservare che questo passa, per la (23), al crescere di ωL , da $\frac{1}{3} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{a r_0}{r_0 + r_1} \right) p$ ad $\frac{1}{6} p$ il che sta ad indicare che, secondo questa teoria, se è ben vero che la influenza del 2.^o armonico, nell'alterare la nota fondamentale riprodotta dal microfono, va diminuendo al crescere della induttanza, tale diminuzione non è però molto rilevante.

La escursione Δ della parte periodica $I_0 K$ di I , fra i valori massimo e minimo che essa assume durante un periodo, può mettersi (quando η sia tanto piccolo da poterne trascurare le potenze superiori alla 2^a) sotto la forma:

$$(29) \quad \Delta = 2 I_0 B \{ 1 + (2 \eta \sin \theta)^2 \}.$$

Da questa si ricava che:

per $\omega L = 0$, ossia per $\theta = 0$ e $B = b$, si ha: $\Delta = 2 I_0 B = 2bI_0$

e per $\omega L = \infty$, ossia per $\theta = -\frac{\pi}{2}$ e $B = 0$,

si ha: $\Delta = 2 I_0 B (1 + 4 \eta^2) = 0$.

Risulta cioè che nel passare gradualmente della induttanza da 0 ad ∞ , mentre, come s'è veduto, la curva passa dal 1.^o al 2.^o tipo, la escursione va gradualmente diminuendo da $2bI_0$ a zero. E questo variare della escursione è preveduto tanto dall'una quanto dall'altra ipotesi, mentre la trasformazione è caratteristica della seconda.

È notevole il fatto che la intensità media, nella ipotesi elastica — come risulta dalla (29) dove non figura la induttanza — non dipende affatto dalla autoinduzione del circuito, mentre è prevista tale dipendenza nella ipotesi sinusoidale poichè nella (8) la induttanza entra col fattore $\frac{R_0}{S_1}$.

Ricerche sperimentali.

Esposte le due ipotesi vediamo di confrontare con la esperienza la illazioni che da esse abbiamo tratte. A tale scopo abbiamo adottate svariate disposizioni sperimentali, ottenendo sempre risultati concordanti. Qui ci accontentiamo di descrivere le esperienze eseguite colla disposizione nella quale erano posti in circuito col microfono i seguenti apparecchi:

- a) milli o decimilli-amperometro tipo Weston;
- b) rocchetto, senza ferro, agente sul fascio catodico di un tubo di Braun eccitato da una macchina elettrostatica;
- c) resistenza graduabile;
- d) disposizione potenziometrica per mezzo della quale si introduceva nel circuito una opportuna f. e. m.;
- e) rocchetto di piccola resistenza nel quale poteva introdursi gradatamente un fascio di fili sottili di ferro in modo da far variare la induttanza del circuito entro limiti molto estesi: tale rocchetto si poteva mettere in corto circuito in modo da sopprimere la autoinduzione ad esso dovuta e quindi, data la natura degli altri apparecchi, quasi totalmente la induttanza dell' intero circuito.

L' eccitazione del microfono veniva ottenuta, in generale, mediante tubi sonori aperti le cui vibrazioni venivano liberate dalle varie armoniche mediante risonatori di Helmholtz fissati ermeticamente alla imboccatura del microfono stesso e che corrispondevano alla nota fondamentale di ciascun tubo: diciamo subito però che prove fatte senza risonatore hanno dato risultati non sensibilmente differenti indicando così che

le armoniche superiori esistenti nelle vibrazioni dei tubi avevano intensità trascurabili *per queste esperienze*, tranne forse un caso del quale parleremo in seguito. Aggiungiamo che le vibrazioni sonore ottenute per mezzo di diapason o del fischietto di Galton, certamente pure, o di tubi sonori chiusi, e però prive di armoniche pari, non hanno dato, in generale, effetti tanto intensi da poter mettere in rilievo i fenomeni dei quali si trattava: con uno solo degli apparecchi provati, cioè col microfono Angelini, abbiamo potuto utilmente impiegare le vibrazioni di un diapason elettromagnetico produttore la nota la_3 ed abbiamo ottenuto effetti identici a quelli riscontrati col tubo aperto produttore un suono della stessa altezza. I tubi sonori venivano messi in vibrazione o direttamente col fiato dell'operatore o per mezzo di una pompa Gaede ad involuppo con interposta camera d'aria: in quest'ultimo caso la intensità dell'eccitazione del microfono veniva regolata variando o la distanza dell'origine sonora da questo o la sezione del condotto che portava l'aria compressa.

L'amperometro tipo Weston dà colle sue indicazioni la *intensità media* della corrente dalla quale è traversato, quando le modificazioni di tale corrente si compiono con grande frequenza: nel nostro caso, nel quale si avevano modificazioni periodiche di alcune centinaia per secondo — poichè si sperimentava eccitando il microfono con note variabili dal do_3 al fa_4 , cioè con frequenza da 256 a 685 per 1" — si vedeva l'indice spostarsi rapidamente all'inizio della eccitazione e mantenersi poi assolutamente immobile fino a tanto che la eccitazione stessa rimaneva di intensità costante.

Il tubo di Braun, al contrario, dà la *intensità istantanea* poichè, come è noto, il fascio catodico non presenta inerzia. La macchietta luminosa che si osservava sullo schermo fluorescente, quando il microfono era in riposo, diventava, durante la emissione del suono, una striscia normale all'asse del rocchetto. Ma, osservando questa nello specchio rotante,

le successive posizioni si separavano e si otteneva una curva che permetteva di arguire la legge colla quale il fascio catodico si spostava e colla quale, quindi, variava la corrente. Si è adoperata anche, in luogo dello specchio rotante, una disposizione che permetteva di far disegnare al fascio una curva persistente sullo schermo stesso, ma a questo metodo, in altri casi tanto efficace, possono farsi nel caso nostro — dato il modo nel quale eravamo costretti ad applicarlo — forti obiezioni, per cui non riteniamo di riportare qui i risultati ottenuti.

Le esperienze furono fatte con microfoni di varii tipi e precisamente: Mix-Genest, Kellogg, Deckert, Erikson, Angelini favoriti dall'Istituto Superiore Postelegrafonico ¹⁾ e con altri quali i « Siti », usati negli apparati telefonici da campo nel nostro esercito, e dei Solid back della Western.

La f. e. m. è stata fatta variare, mediante la disposizione potenziometrica sopra accennata, da un massimo di 4 volta a valori molto bassi, in modo che la corrente traversante il microfono in riposo, tolta ogni resistenza esterna, assumesse valori da 250 ad 1 milliampere.

In ogni caso, senza alcuna eccezione, qualunque fosse stato il microfono sperimentato ed il suono eccitatore, semplice o comunque complesso, l'indice dell' amperometro indicava una *intensità media*, durante il funzionamento, inferiore a quella di riposo ²⁾. La quale intensità media, per suoni abbastanza intensi, e tolta ogni resistenza esterna col sopprimere quella dovuta al reostato e col porre in corto circuito il rocchetto, scendeva anche al di sotto di un terzo di

¹⁾ Ringrazio il prof. Di Pirro, direttore dell'Istituto Superiore Postelegrafonico, per la cortesia usatami.

²⁾ Ad evitare equivoci insistiamo nel notare che la diminuzione nella intensità media si ha quando la eccitazione è ottenuta per mezzo di vibrazioni sonore semplici o composte e quindi anche per mezzo della parola. Col soffio, invece, come ordinariamente si usa nella prova pratica dei microfoni, si ha aumento come è ovvio prevedere.

quella che si aveva col microfono in riposo. Il rapporto nel quale la diminuzione avveniva era, per una certa intensità di eccitazione, indipendente dal valore assoluto della corrente e s'è trovato, p. e. con un Solid back della Western electric Company, che le correnti di 100 e di 1 m. a. discendevano, durante il funzionamento, rispettivamente a 40 e 0,4 m. a.

I risultati col tubo di Braun confermarono pienamente quelli ottenuti coll' amperometro, poichè la intiera striscia, nella quale si trasformava la macchia durante l' eccitazione del microfono, — e quindi anche la posizione della macchia corrispondente alla corrente media e che in quella striscia doveva essere compresa, — veniva sempre a trovarsi distaccata dalla posizione corrispondente al riposo e precisamente tutta spostata dalla parte relativa al circuito aperto, cioè ad intensità nulla. Il che dimostra non solo, come precedentemente, che la corrente media è inferiore a quella di riposo, ma, in più di quanto risultasse dalla osservazione all' amperometro, che vi è inferiore anche quella massima assunta nel periodo.

Questo risultato è concorde, in generale, salvo qualche eccezione per correnti straordinariamente intense, con quello che si rileva dall'esame dei molti oscillogrammi ottenuti dai Sig.ri Blondel e Polak ¹⁾ cantando delle vocali innanzi a microfoni di vario tipo; particolarità che i detti fisici non si sono fermati a notare.

Le stesse particolarità abbiamo anche rilevate durante alcune esperienze di fonotelemetria che il prof. Vicentini ha eseguite nel tempo della guerra ed alle quali abbiamo assistito. Egli usava dei microfoni con 7 cavità, contenenti ciascuna una sferetta di carbone del diametro di circa un millimetro, e particolari oscillografi a telaio mobile da lui costruiti aventi un periodo proprio di oscillazione di un de-

¹⁾ Blondel e Polak. « Les altérations de la parole par les microphones ». *Annales des PTT, Télégraphes et Téléphone*. Dec. 1913, p. 198.

cimo di secondo. Gli oscillogrammi, tuttora inediti, qui riprodotti nelle figg. *a* e *b*, gentilmente favoriti dal chiaro Professore, mostrano in modo evidente il fenomeno. Nella fig. *a* è da osservare che i tracciati I e II, corrispondenti rispettivamente ad una corrente diretta microfonica e ad altra trasformata, sono stati ottenuti contemporaneamente pronunciando la parola *Roma* (1, 6, 7) ed emettendo due colpi di gola (3, 4, 5) come fa uno per rischiarare la voce; il tracciato III corrisponde a circuito aperto. Sono poi notevoli nella fig. *b* le variazioni periodiche nell'ampiezza dei massimi dovute evidentemente a battimenti fra le oscillazioni libere dell'apparecchio (10 per secondo) e quelle provocate dal suono eccitatore (circa 100 per secondo) dato dalla tromba Perrin.

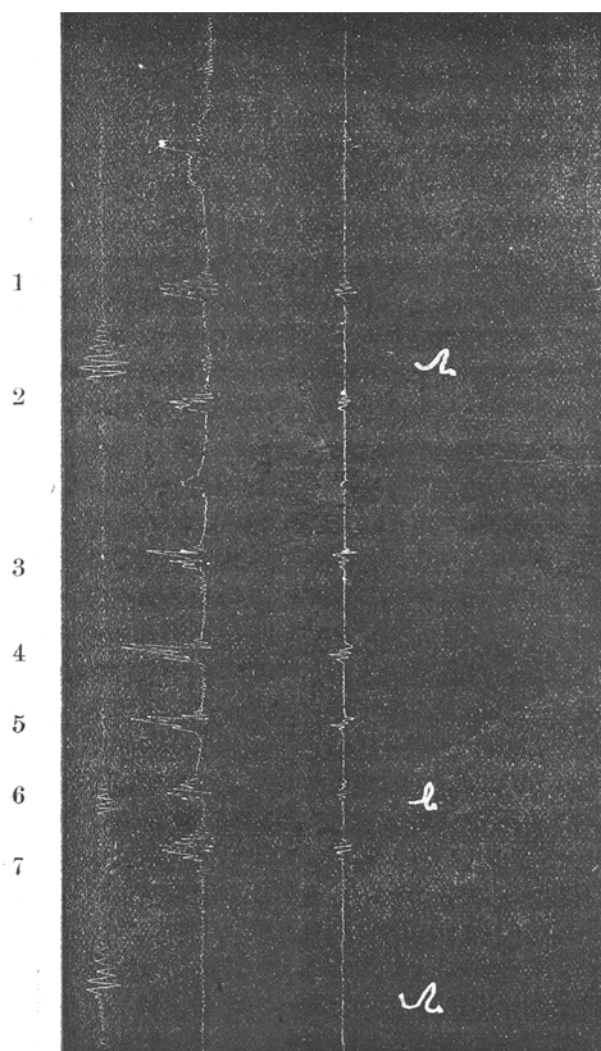


Fig. a.

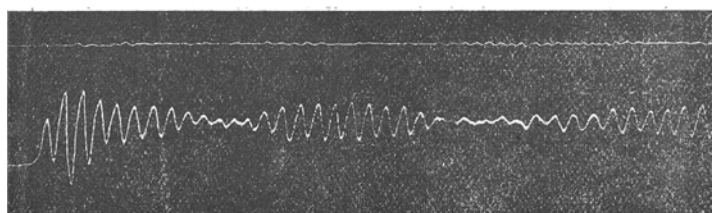


Diagramma provocato dalla tromba Perrin, suonata fuori del laboratorio ove era in azione l'apparecchio. Il diagramma superiore corrisponde a circuito aperto; l'inferiore a circuito chiuso.

Fig. b.

Tornando alle esperienze nostre, fatte col tubo di Braun, riproduciamo nella fig. 3 le posizioni reciproche che assumono le macchie e la striscia col microfono in circuito aperto od in circuito chiuso senza o con eccitazione. E riportiamo nello specchietto seguente, come esempio, gli spostamenti della macchia sullo schermo del tubo, ottenuti con una cella microfonica « Siti ». e le intensità di corrente corrispondenti :

$i_0 = 0,090$	ampère	AB	= 3,5	cm.
0,044	»	AC	= 1,7	»
0,057	»	AD	= 2,2	»
$\Delta_0 = 0,013$	»	AD — AC	= 0,5	»
$i_m = 0,051$	»		= 2,0	»

dove i_0 è la intensità della corrente durante il riposo, i_m è quella media (date dall'amperometro) e Δ rappresenta la escursione della corrente durante la eccitazione del microfono e dove A, B, C; D indicano i centri delle macchie nelle loro posizioni isolate od in quelle estreme della striscia.

I valori 0,044, 0,057, e 0,013 della corrente sono calcolati in base agli spostamenti della macchia sullo schermo.

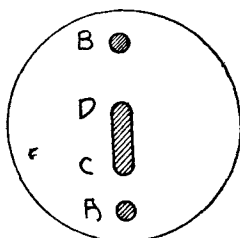


Fig. 3.

Il concordante risultato ottenuto, usando i due differenti modi di osservazione, con tutti i microfoni sperimentati e nelle circostanze svariatisime nelle quali sono stati sottoposti ad esame, cioè :

$$i_m < i_0,$$

è qualitativamente previsto dalla *teoria elastica* mentre è perfettamente opposto alla previsione della *teoria sinusoidale*.

Ed è a rilevare che esso, nella teoria elastica, non deriva dalla esistenza o meno della 2^a armonica ma dal modo come questa viene a nascere per lo sviluppo, nella espressione della resistenza, di un termine positivo contenente la fondamentale a quadrato. Per cui, anche se la 2^a armonica si trovasse con intensità non trascurabile nella vibrazione eccitante il microfono — come vedremo succedere in particolari circostanze — questa non varrebbe a dar ragione della disuguaglianza trovata.

Il tubo di Braün, messo in relazione o no con l'amperometro, ci permise di fare altre constatazioni e precisamente:

a) La striscia CD, la cui lunghezza è proporzionale alla escursione Δ della corrente durante ciascun periodo, va, coll'aumentare gradatamente la induttanza del circuito mediante l'introduzione del fascio di ferro nel rocchetto, mano a mano accorciandosi intorno ad una posizione intermedia, fino a ridursi sensibilmente ad un'unica macchia (come A o B). Durante tale variazione di induttanza, l'amperometro mantiene costante la sua indicazione dimostrando come la intensità media rimanga invariata, ad onta che muti la escursione della corrente in ciascun periodo. Che se l'accorciamento della escursione è conforme ad ambo le teorie, la costanza della intensità media è prevista dalla sola ipotesi elastica come già s'è notato trattando di questa.

b) Osservando la striscia allo specchio rotante questa, con interposizione o non di risonatore filtrante le vibrazioni, si trasforma, quando venga mantenuta costante la intensità del suono agente, in una curva regolarissima la cui forma indica la presenza della 2^a armonica, e sensibilmente solo di essa, ad accompagnare la fondamentale. Questa 2^a armonica che si riscontra nella curva non è dovuta, almeno in generale, come diremo in seguito, a quella eventualmente contenuta nel suono eccitatore ma nasce nello stesso microfono. Ciò è previsto dalle due teorie esaminate: del resto i signori Blondel e Polak avevano già messo sull'avviso circa

differenze fra le vibrazioni rivelate in un oscillogramma microfonico e quelle eccitatrici.

c) Con piccola autoinduzione, quale può ottenersi sopprimendo quella aggiunta nel circuito, tutti i microfoni sperimentati, meno uno, danno una curva del 1.^o tipo (fig. 1^a) mentre con uno, e precisamente coll' Angelini, la curva è del 2.^o. Coll'aumentare la induttanza la curva, quando inizialmente era del 1.^o tipo, come avveniva in generale, si trasformava in quella del 2.^o, d'accordo colla ipotesi elastica, mentre, se era già del 2.^o tipo, si manteneva invariata. È da notarsi che la resistenza dei microfoni sperimentati era, in riposo, secondo i tipi, dai 15 ai 25 ohm tranne che per l'Angelini nel quale, nelle stesse condizioni, saliva intorno ai 100. L'alta resistenza di quest'ultimo avrebbe fatto attendere, con bassa induttanza, a maggior ragione, una curva del 1.^o tipo: in ogni modo questo apparecchio si allontanava ancora più di quanto non lo facessero gli altri dalla ipotesi sinusoidale poichè questa non prevede in nessun caso una curva del 2.^o tipo. Anche per altri riguardi esso differiva dagli altri microfoni provati e cioè per la maggior riduzione della corrente media rispetto a quella di riposo e per la più grande escursione durante ciascun periodo.

d) La curva del 1.^o tipo, che si ottiene con bassa autoinduzione, ha le anse più acuminate rivolte, quando la sorgente è lontana dal microfono e comunque disposta, verso la posizione che assume la macchia sullo schermo quando il microfono è in riposo; ma tenendo il tubo sonoro normalmente alla lamina ed immediatamente vicino ad essa, la curva si inverte. La 1^a disposizione porta $\theta = \pi$ e la 2^a $\theta = 0$ indicando che con vibrazioni di piccola ampiezza questa particolarità concorda colla teoria sinusoidale mentre con ampiezza sufficientemente grande concorda con quella elastica. Non è però da escludere — anche perchè in queste esperienze si operava senza risonatore — che la inversione, nelle particolari circostanze sopraindicate, potesse essere dovuta

all' intervento della 2^a armonica della sorgente che nelle dette circostanze potrebbe assumere intensità relativa rilevante e mascherare la 2^a armonica propria del microfono. Certo però che la particolare disposizione della curva non dipende in generale, tranne forse in questo caso, dalla sorgente poichè, se ciò fosse, la curva dovrebbe successivamente invertirsi coll'allontanamento della sorgente stessa (una inversione ogni mezza lunghezza d' onda della fondamentale) mentre, tolto il caso ora riferito, la disposizione della curva rimane invariata per qualunque distanza.

I risultati sperimentali, salvo qualche incertezza per lo sfasamento, confermano adunque, *qualitativamente*, la ipotesi elastica mentre contraddicono a quella sinusoidale. *Qualitativamente* abbiamo detto, e non *quantitativamente*, poichè per quest'ultimo riguardo esperienza e teoria sono molto lontane. Infatti dalla (26), tenendo conto dei valori di M e di n dati dalle (19) e (23) i quali sono minori rispettivamente di $\frac{1}{9}$ e di 1 e ricordando che $p < 1$, risulta :

$$I_0 > I_m > \frac{8}{9} I_0 .$$

In realtà invece I_m differisce molto di più da I_0 ed, in qualche caso, scende a meno di un terzo del valore di questa.

Nè l' ipotesi del Pedersen ¹⁾ di una resistenza suppletiva dovuta al solo contatto ed in ragione inversa all' area del contatto stesso sarebbe sufficiente a mettere d' accordo le esperienze colla teoria poichè, secondo tale ipotesi, la intensità media dovrebbe pur sempre essere superiore a $\frac{6,5}{9}$ di quella di riposo.

La divergenza, del resto, si spiega quando si pensi alle molte schematizzazioni supposte nella teoria, compresa quella che forse è origine delle maggiori conseguenze — che,

¹⁾ Loc. Cit.

non solo il circuito non venga mai a rompersi completamente durante il funzionamento del microfono — il che è conforme alla esperienza negli apparecchi ben regolati e porta $p < 1$ — ma ancora non si interrompa nessuna delle catene di granuli che vengono a trovarsi disposte in parallelo al passaggio della corrente, il che potrebbe benissimo avvenire.

Conclusione.

Da quanto abbiamo esposto risulta :

1) La teoria sinusoidale del microfono — quella cioè secondo la quale la variazione di resistenza dell'apparecchio avviene sinusoidalmente quando vari la stessa legge la pressione sulla membrana — è in contraddizione colla esperienza per i numerosi microfoni sperimentati.

2) La ipotesi elastica — cioè quella che fa dipendere le variazioni di resistenza dalle deformazioni elastiche degli elementi in contatto — è in accordo *qualitativo* colla esperienza in tutti i particolari.

3) Non esiste accordo *quantitativo* fra ipotesi elastica ed esperienza : per ottenerlo dovrà essere tentata qualche particolare specificazione alla ipotesi stessa, togliendo, almeno in parte, le schematizzazioni che hanno servito a svilupparla.

In un prossimo lavoro sarà analizzata la influenza che esercita sulla resistenza del microfono la riflessione delle onde acustiche sulla lamina e sul fondo del microfono stesso.

Ringrazio sentitamente il prof. Senatore Corbino per la cortese ospitalità accordatami nell'Istituto Fisico della R. Università di Roma da esso diretto ed il Dott. Trabacchi per il gentile aiuto datomi nelle esperienze.

Roma, 16 Maggio 1921.