CAPITOLO VI.

PROPAGAZIONE DELLE PERTURBAZIONI ELETTROMAGNETICHE

§ 1°.

TEORIA ELETTROMAGNETICA DELLA LUCE DI MAXWELL

132. – Propagazione di una perturbazione elettromagnetica in un mezzo perfettamente dielettrico. — Si è visto che un flusso elettrico costante costituente una corrente elettrica continua non può aver luogo se non in un circuito metallico chiuso, perchè nel dielettrico si sviluppano reazioni elastiche, che si oppongono ad un ulteriore spostamento ed impediscono il passaggio della corrente; si è pure visto che quando la corrente è alternativa, essa ha luogo anche in un circuito aperto, in un circuito cioè nel quale siano inseriti dei condensatori, perchè nel condensatore avviene allora una serie di cariche e scariche, e il suo dielettrico è soggetto a spostamenti diretti alternativamente in sensi opposti. Ciò che abbiamo visto avvenire nel dielettrico di un condensatore, succede in modo analogo in tutti i dielettrici; si potranno quindi avere in tutto lo spazio correnti di spostamento. Spetta a Clerk Maxwell il merito di avere chiaramente enunciato un tale concetto; in tale concetto anzi sta la più grande affermazione di questo scienziato, che allo svolgimento di esso ha diretta, si può dire, tutta la sua opera.

Con deduzione logica e matematica, quale tosto si presenta alla mente, e che si deve ritenere ammissibile, almeno sino a prova contraria, il Maxwell considerò le correnti di spostamento, ovunque esse abbiano luogo, come dotate dalle stesse proprietà e soggette alle stesse leggi delle correnti elettriche, quali le abbiamo studiate nei conduttori. Egli ammise cioè che tra la corrente ed il campo magnetico da essa prodotto, e tra la variazione del flusso magnetico e la corrispondente f. e. m. generata esistano per le correnti di spostamento le stesse relazioni che valgono per le correnti nei conduttori. Nell'ipotesi del MAXWELL, a parte la dissipazione di energia in calore per effetto JOULE, che ha luogo nei conduttori e non nei dielettrici, le correnti di spostamento si possono trattare come le correnti nei conduttori.

Il MAXWELL partendo ha tali ipotesi ricavò delle equazioni generali che legano fra loro la forza elettrica e la forza magnetica, equazioni che, si può dire, comprendono tutte le leggi di un campo elettromagnetico, le leggi cioè relative alla distribuzione delle forze elettriche e magnetiche ed alla propagazione delle loro variazioni nello spazio.

Noi, partendo dai principii fondamentali dell'elettromagnetismo, dedurremo le equazioni di MAXWELL sotto una forma più semplice che si avvicina a quella ad esse data da ENRICO HERTZ.

La differenza fra le nostre formole e quelle di HERTZ è dovuta solo alla differenza di posizione degli assi delle coordinate.

Le due leggi quantitative che legano i fenomeni elettrici ai fenomeni magnetici [109] si possono porre sotto le seguenti forme:

$$(\alpha) \qquad 4\pi i = \int_{C_1} \mathcal{H}_s \, ds,$$

$$(\beta) \qquad -\frac{d\varphi}{dt} = \int_{C_2} F_s \, ds,$$

essendo C_1 una linea chiusa concatenata colle correnti i, e C_2 una linea chiusa entro la quale passa il flusso φ.

Ammetteremo con MAXWELL che queste due relazioni valgano anche per le correnti di spostamento.

Riferiamo i punti dello spazio ad un sistema di assi coordinati ortogonali $O\ (x\,y\,z)$, disposti in modo che per chi guardi nella direzione Ox, Oy debba ruotare nel verso delle lancette di un orologio per venire a coincidere con Oz.

Consideriamo nello spazio un punto A (fig. 150) di coordinate x, y, z nel quale le componenti parallele agli assi della forza elettrica F, e della forza magnetica $\mathcal{H}$, siano rispettivamente X, Y, Z e L, M, N, prese positive nella direzione degli assi. Indichiamo con ε la costante dielettrica e con μ la permeabilità magnetica del mezzo nel punto A. Le forze F ed $\mathcal{H}$ sono funzioni del tempo e delle coordinate.

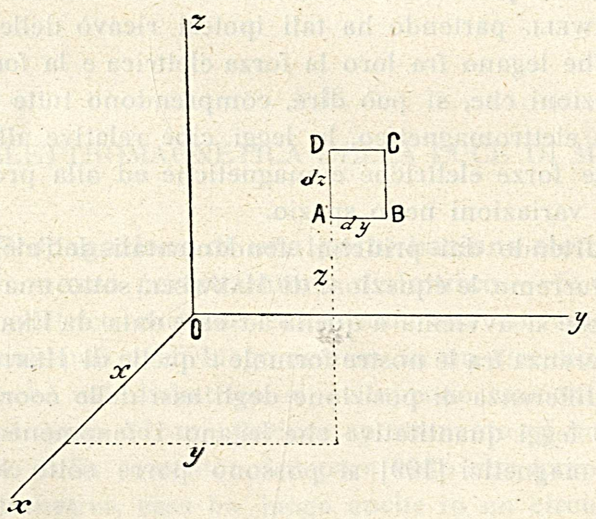

Fig. 150.

Noi supporremo dapprima che il mezzo sia perfettamente dielettrico, cosicchè non si abbiano a considerare in esso correnti di conduzione, ma solo correnti di spostamento, cioè non si consumi in esso alcuna parte di energia sotto forma di calore; supporremo di più che il mezzo sia isotropo, cioè che ε e μ siano costanti in tutte le direzioni.

Applichiamo successivamente le due relazioni (α), (β) a tre rettangoli infinitesimi, col vertice in A, posti in piani rispettivamente perpendicolari agli assi coordinati.

Consideriamo dapprima il rettangolo $ABCD$, di lati dy, dz, perpendicolare all'asse Ox, ed applichiamo ad esso la relazione (α). Lo spostamento elettrico nel punto A (10′) [44] ha il valore:

$$b = \frac{\varepsilon}{4\pi} F,$$

la sua componente parallela all'asse Ox è $\frac{\varepsilon}{4\pi} X$, e quindi il flusso di spostamento entro al rettangolo è

$$\frac{\varepsilon}{4\pi} X\, d\,y\, d\,z.$$

Se nel tempo ∂t la componente X subisce una variazione ∂X, la variazione di questo flusso riferita all'unità di tempo è

$$\frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial X}{\partial t} d\,y\, d\,z.$$

Quest'espressione dà la variazione dello spostamento nella unità di tempo, cioè dà l'intensità i della corrente di spostamento entro al contorno del rettangolo nella direzione Ox.

È però da notare che, supposti ε ed X espressi in unità elettrostatiche, nelle stesse unità risulta espressa la corrente di spostamento, mentre invece nella (α) la i è espressa in unità elettromagnetiche; perciò detto v (*) il rapporto fra l'unità elettromagnetica e l'unità elettrostatica di intensità di corrente il primo membro della (α) si dovrà scrivere:

$$\frac{\varepsilon}{v} \frac{\partial X}{\partial t} d\,y\, d\,z.$$

Veniamo al secondo membro della (α). Nel calcolo dell'integrale della forza magnetica, per la scelta fatta delle direzioni positive, il contorno del rettangolo si deve percorrere nel verso $A\,B\,C\,D$, cioè nel verso in cui deve ruotare il cavaturaccioli di Maxwell, perchè proceda nella direzione Ox. La componente tangenziale della forza magnetica sui singoli lati del rettangolo

---

(*) Vedi l'Appendice sulle unità di misura.

ha rispettivamente i valori: M su AB, $N+\frac{\partial N}{\partial y}dy$ su BC, $M+\frac{\partial M}{\partial z}dz$ su CD, N su DA, coll'avvertenza che sono negativi i termini relativi ai lati CD, DA. L'integrale della forza magnetica lungo il contorno del rettangolo elementare è dunque espresso da

$$\left[N+\frac{\partial N}{\partial y}dy-N\right]dz+\left[M-(M+\frac{\partial M}{\partial z}dz)\right]dy=\left(\frac{\partial N}{\partial y}-\frac{\partial M}{\partial z}\right)dy\,dz.$$

Si ha pertanto:

$$\frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial X}{\partial t}dy\,dz=\left(\frac{\partial N}{\partial y}-\frac{\partial M}{\partial z}\right)dy\,dz,$$

ossia

$$\frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial X}{\partial t}=\frac{\partial N}{\partial y}-\frac{\partial M}{\partial z}.$$

Se si considerano due altri rettangoli infinitesimi, posti in piani rispettivamente perpendicolari agli assi y e z, e si procede nello stesso modo, si ricavano due altre equazioni analoghe che si possono facilmente ottenere da quella già scritta per mezzo di permutazioni cicliche.

Si hanno così in un punto del dielettrico le tre relazioni

$$(1)\qquad\left\{\begin{aligned}\frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial X}{\partial t}&=\frac{\partial N}{\partial y}-\frac{\partial M}{\partial z}\\ \frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial Y}{\partial t}&=\frac{\partial L}{\partial z}-\frac{\partial N}{\partial x}\\ \frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial Z}{\partial t}&=\frac{\partial M}{\partial x}-\frac{\partial L}{\partial y}.\end{aligned}\right.$$

Applichiamo ora allo stesso rettangolo $ABCD$ la relazione (β). Nel punto A, la componente della induzione parallela ad Ox è μL, il flusso d'induzione entro al rettangolo è

$$\mu L\,dy\,dz.$$

Se nel tempo dt, la componente L della forza $\mathcal{H}$ subisce una variazione dL, la variazione del flusso magnetico entro al rettangolo, riferita all'unità di tempo, è:

$$\mu \frac{\partial L}{\partial t} dy\, dz.$$

A questo primo membro nella (β) si dovrebbe apporre il segno negativo; noi terremo conto di ciò invertendo il verso nel quale si calcola l'integrale della forza elettrica sul contorno del rettangolo, prendendo cioè come positivo il verso $ADCBA$. Le componenti tangenziali della forza hanno rispettivamente i valori: Z sul lato AD, $Y + \frac{\partial Y}{\partial z} dz$ su DC, $Z + \frac{\partial Z}{\partial y} dy$ su CB, Y su BA; osservando che si devono considerare come negativi i termini relativi ai lati CB, BA l'integrale della forza elettrica lungo il contorno $ADCBA$ è:

$$\left[Y + \frac{\partial Y}{\partial z} dz - Y\right] dy + \left[Z - (Z + \frac{\partial Z}{\partial y} dy)\right] dz = \left(\frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}\right) dy\, dz.$$

Y e Z sono qui espresse in unità elettrostatiche, mentre nella (β) la F è espressa in unità elettromagnetiche. Siccome il rapporto fra l'unità elettromagnetica e l'unità elettrostatica di forza elettrica è $\frac{1}{v}$, così la relazione (β) applicata al rettangolo $ABCD$ ci dà:

$$\mu \frac{\partial L}{\partial t} dy\, dz = v \left(\frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}\right) dy\, dz,$$

ossia:

$$\frac{\mu}{v} \frac{\partial L}{\partial t} = \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}.$$

Calcoli analoghi si possono fare su rettangoli infinitesimi normali agli assi Oy, Oz.

Si ottengono così le tre equazioni:

$$
(2) \qquad \left\{
\begin{aligned}
\frac{\mu}{v}\frac{\partial L}{\partial t} &= \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y} \\
\frac{\mu}{v}\frac{\partial M}{\partial t} &= \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z} \\
\frac{\mu}{v}\frac{\partial N}{\partial t} &= \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}.
\end{aligned}
\right.
$$

Dalle due terne di equazioni (1) e (2) alle derivate parziali, le quali reggono l'equilibrio e le variazioni elettriche e magnetiche in un mezzo isotropo perfettamente dielettrico, risulta che una variazione prodotta in un punto qualunque del mezzo si propaga nello spazio in modo analogo a quello con cui si propagano gli squilibrii nei corpi elastici. Senza fare una trattazione completa della questione possiamo facilmente renderci conto di ciò, considerando un caso speciale.

133. – Caso particolare. Propagazione per onde piane. — Supponiamo che la forza elettrica F sia in ogni punto parallela all'asse Oz, e che in un medesimo istante abbia lo stesso valore in tutti i punti di un piano perpendicolare all'asse Ox; la forza F è allora funzione di x e di t ed è indipendente da y e da z.

Si ha cioè:

$$
\begin{aligned}
X &= 0, \\
Y &= 0, \\
Z &= F = \varphi(x, t).
\end{aligned}
$$

Tenuto conto di ciò le relazioni (1) dànno:

$$
(1\,a) \qquad \left\{
\begin{aligned}
0 &= \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z} \\
0 &= \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x} \\
\frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial Z}{\partial t} &= \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y}
\end{aligned}
\right.
$$

e le (2):

$$
(2\,a)\qquad \left|\begin{array}{l}
\dfrac{\mu}{v}\dfrac{\partial L}{\partial t}=0\\[2ex]
\dfrac{\mu}{v}\dfrac{\partial M}{\partial t}=\dfrac{\partial Z}{\partial x}\\[2ex]
\dfrac{\mu}{v}\dfrac{\partial N}{\partial t}=0.
\end{array}\right.
$$

Consideriamo in modo speciale le equazioni:

$$\frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial Z}{\partial t}=\frac{\partial M}{\partial x}-\frac{\partial L}{\partial y},\qquad \frac{\mu}{v}\frac{\partial M}{\partial t}=\frac{\partial Z}{\partial x}.$$

Derivando la seconda rispetto ad x, la prima rispetto a t:

$$\frac{\mu}{v}\frac{\partial^2 M}{\partial x\,\partial t}=\frac{\partial^2 Z}{\partial x^2}$$

$$\frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial^2 Z}{\partial t^2}=\frac{\partial^2 M}{\partial x\,\partial t}-\frac{\partial^2 L}{\partial y\,\partial t};$$

osservando che in forza della prima delle $(2\,a)$

$$\frac{\partial^2 L}{\partial y\,\partial t}=\frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial L}{\partial t}=0,$$

ed eliminando $\dfrac{\partial^2 M}{\partial x\,\partial t}$, si ricava:

$$(3)\qquad \frac{\partial^2 Z}{\partial t^2}=\frac{v^2}{\varepsilon\mu}\frac{\partial^2 Z}{\partial x^2}.$$

Quest'equazione è identica a quella che si ottiene nello studio della propagazione del suono in un tubo cilindrico, in una corda elastica, ecc. Detta f una funzione arbitraria qualunque, è evidente che la espressione

$$Z=f\left(x\pm\frac{v}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\,t\right)$$

è un integrale particolare. Difatti se si indicano con f' f'' le derivate prima e seconda di f si ha:

$$\frac{\partial Z}{\partial x} = f', \qquad \frac{\partial Z}{\partial t} = \pm \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}} f',$$

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} = f'', \qquad \frac{\partial^2 Z}{\partial t^2} = \frac{v^2}{\varepsilon \mu} f'';$$

e perciò è soddisfatta la relazione (3).

Siccome la funzione f è arbitraria, così dette f_1, f_2 due funzioni qualunque, le espressioni

$$Z = f_1\left(x - \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\, t\right)$$

$$Z = f_2\left(x + \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\, t\right)$$

sono integrali della (3). La loro somma:

$$Z = f_1\left(x - \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\, t\right) + f_2\left(x + \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\, t\right), \tag{4}$$

come è noto, è l'integrale generale. Le due funzioni arbitrarie si determinano ricorrendo alle condizioni iniziali, cioè ai valori dati di Z e di $\frac{\partial Z}{\partial t}$ per $t = 0$.

Per renderci ben conto di ciò che esprime l'equazione generale di propagazione, converrà che esaminiamo separatamente i due integrali particolari prima considerati.

Cominciamo dalla

$$Z = f_1\left(x - \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\, t\right).$$

Siano due coppie di valori x, t, x', t', per i quali sia soddisfatta la relazione:

$$x - \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\, t = x' - \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\, t',$$

ossia

$$x' - x = \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}} (t' - t).$$

La forza Z alla fine del tempo t' avrà alla distanza x' dalla origine O, lo stesso valore che aveva alla fine del tempo t alla distanza x dall'origine. Si può quindi dire che il valore della forza Z si è trasportato nel tempo $t' - t$ dalla distanza x alla x', ossia che una variazione nel valore di Z prodotta nel piano normale all'asse $O x$ a distanza x dall'origine, si fa dopo un tempo $t' - t$ risentire nel piano a distanza x'. In altri termini la forza Z si propaga nella direzione dell'asse $O x$ per spazii proporzionali ai tempi, con una velocità costante di valore

$$\frac{x' - x}{t' - t} = \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}}.$$

Se, come si usa sempre nello studio della propagazione dei moti vibratorii, definiamo come *superficie d'onda* quella superficie, in tutti i punti della quale la grandezza che si propaga ha nello stesso istante i medesimi valori, possiamo dire che in questo caso si ha una propagazione per onde piane nella direzione normale al proprio piano, con velocità costante $\frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$.

Considerazioni perfettamente analoghe si possono fare sull'altro integrale particolare $Z = f_2\left(x + \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}} t\right)$.

Esso rappresenta un'onda piana, la quale si propaga colle stesse leggi della precedente, ma in direzione opposta.

Dalle considerazioni fatte sulle due funzioni f_1, f_2 risulta che l'integrale generale (4) rappresenta la coesistenza di due sistemi di onde, le quali si propagano lungo l'asse $O x$ per versi contrari colla medesima velocità assoluta.

Se f_1, f_2 sono funzioni periodiche del tempo con periodo T e frequenza $n = \frac{1}{T}$, la distanza λ percorsa in un periodo è

$$\lambda = \frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}} T; \tag{5}$$

essa dicesi *lunghezza d'onda.* Due punti alla distanza λ sono in ogni istante nella medesima fase di oscillazione.

Proseguendo lo studio delle relazioni ($1a$), ($2a$) ricaviamo il valore della forza magnetica. In virtù della prima e della terza delle equazioni ($2a$) le componenti L ed N sono indipendenti dal tempo, e quindi, se supponiamo che anteriormente alle perturbazioni considerate il campo sia a riposo e non esistano masse libere:

$$L = 0, \qquad N = 0.$$

Le stesse equazioni dalle quali, eliminando M, abbiamo ricavato Z, dànno, eliminando Z:

$$\frac{\partial^2 M}{\partial t^2} = \frac{v^2}{\varepsilon \mu} \frac{\partial^2 M}{\partial x^2}.$$

Ne concludiamo che la forza magnetica è in ogni punto parallela all'asse Oy, ed ha uno stesso valore per tutti i punti di un piano normale all'asse Ox; essa si propaga per onde piane nella direzione positiva e nella direzione negativa dell'asse Ox colla stessa velocità $\frac{v}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$.

Le forze elettriche e le magnetiche sono dunque normali fra loro, ed entrambe trasversali rispetto al raggio di propagazione: esse si propagano per ondulazioni precisamente come accade delle deformazioni in un mezzo elastico e delle vibrazioni costituenti il suono.

Anche maggiore è l'analogia colla propagazione della luce e del calor raggiante; poichè, mentre nelle onde sonore le vibrazioni si fanno secondo il raggio di propagazione, le vibrazioni termiche e luminose, al pari di quelle elettromagnetiche, si fanno trasversalmente al raggio di propagazione.

Il caso particolare, che abbiamo considerato, corrisponde appunto alla propagazione di un raggio luminoso polarizzato in un dato piano.

La velocità di propagazione in un campo elettromagnetico dipende dalla costante dielettrica e dalla permeabilità magnetica del mezzo. Nell'etere, nell'aria, ed in generale nei gas nei quali

$\varepsilon = 1$, $\mu = 1$ tale velocità è uguale al fattore costante v, che esprime il rapporto tra l'unità elettromagnetica e l'unità elettrostatica di intensità di corrente, e che si sa avere le dimensioni di una velocità (*).

134. – Propagazione di una perturbazione elettromagnetica in un mezzo qualunque. — Se il mezzo non è perfettamente dielettrico bisognerà tener conto anche delle correnti di conduzione che in esso si producono: ammetteremo che le correnti di spostamento e le correnti di conduzione si sovrappongano.

Indichiamo con u_x, u_y, u_z, le componenti secondo i tre assi della densità della corrente, cioè le componenti della corrente di conduzione per unità di superficie, intendendo le u espresse in unità elettromagnetiche. Entro al rettangolo $ABCD$ (fig. 150) si ha una corrente di conduzione $u_x\, d y\, d z$; in modo analogo entro ai rettangoli infinitesimi normali agli assi Oy, Oz, passano rispettivamente le correnti di conduzione $u_y\, d z,\, d x$, $u_z\, d x\, d y$: in tal caso la relazione (α) conduce alle equazioni:

$$(1') \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial X}{\partial t} + 4\pi u_x &= \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z} \\ \frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial Y}{\partial t} + 4\pi u_y &= \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial Z}{\partial t} + 4\pi u_z &= \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y} \end{aligned} \right.$$

Il secondo gruppo di equazioni (2) rimane inalterato.

Se c è, in unità elettromagnetiche, la conduttività del mezzo, poichè [54] la densità in un punto è il prodotto della conduttività per la forza elettrica, esprimendo anche la forza in unità elettromagnetiche, si ha:

$$u_x = c\, v\, X, \qquad u_y = c\, v\, Y, \qquad u_z = c\, v\, Z;$$

(*) Vedi l'APPENDICE sulle unità di misura.

perciò le (1′) si possono ancora scrivere:

$$
(1'') \qquad \begin{cases} \dfrac{\varepsilon}{v}\dfrac{\partial X}{\partial t} + 4\pi c v X = \dfrac{\partial N}{\partial y} - \dfrac{\partial M}{\partial z} \\[2ex] \dfrac{\varepsilon}{v}\dfrac{\partial y}{\partial t} + 4\pi c v Y = \dfrac{\partial L}{\partial z} - \dfrac{\partial N}{\partial x} \\[2ex] \dfrac{\varepsilon}{v}\dfrac{\partial Z}{\partial t} + 4\pi c v Z = \dfrac{\partial M}{\partial x} - \dfrac{\partial L}{\partial y}. \end{cases}
$$

Nel caso più generale in cui il mezzo non è isotropo, si dovranno considerare ε e μ come variabili.

135. – Propagazione di una perturbazione elettromagnetica in un conduttore perfetto. – Abbiamo trattato il caso limite di un dielettrico perfetto; consideriamo ora il caso limite opposto di un conduttore perfetto. Essendo allora c molto grande si potranno anche con piccoli valori della forza elettrica, ottenere notevoli correnti di conduzione, si potranno quindi supporre le correnti di spostamento nulle o trascurabili a fronte delle correnti di conduzione, e le equazioni (1″) si ridurranno a:

$$
(1''') \qquad \begin{cases} 4\pi c v X = \dfrac{\partial N}{\partial y} - \dfrac{\partial M}{\partial z} \\[2ex] 4\pi c v Y = \dfrac{\partial L}{\partial z} - \dfrac{\partial N}{\partial x} \\[2ex] 4\pi c v Z = \dfrac{\partial M}{\partial x} - \dfrac{\partial L}{\partial y} \end{cases}
$$

mentre le (2) rimangono invariate.

Trattiamo anche qui il caso particolare in cui la forza F è in ogni punto parallela all'asse Oz, ed ha lo stesso valore in tutti i punti di un piano perpendicolare all'asse Ox, cioè

$$
X = O \qquad Y = O, \qquad Z = F = \varphi(x, t).
$$

In questo caso le equazioni si riducono alle

$$
(1_a''') \quad \left\{ \begin{aligned} 0 &= \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z} \\ 0 &= \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x} \\ 4\pi c v Z &= \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y} \end{aligned} \right.
$$

ed alle

$$
(2_a) \quad \left\{ \begin{aligned} &\frac{\mu}{v} \frac{\partial L}{\partial t} = 0 \\ &\frac{\mu}{v} \frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\partial Z}{\partial x} \\ &\frac{\mu}{v} \frac{\partial N}{\partial t} = 0. \end{aligned} \right.
$$

Con procedimento analogo a quello seguìto nel caso di un dielettrico si ricava:

$$
(6) \qquad \frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{1}{4\pi c \mu} \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2};
$$

equazione alle derivate parziali che risolve il problema. Essa è identica all'equazione che nella termodinamica regge la propagazione del calore nei corpi conduttori. La forza Z si propaga dunque in tale caso come la temperatura.

Senza eseguire l'integrazione della (6) bastano queste osservazioni a caratterizzare la natura del fenomeno in questo caso particolare. Se Z è il valore che ha la forza in un piano normale all'asse Ox a distanza x dall'origine nell'istante t, non è possibile trovare un altro piano a distanza x', nel quale la forza dopo un tempo $t' - t$ abbia lo stesso valore Z. Non si ha cioè una propagazione di un dato valore della forza con velocità costante, ma una propagazione graduale, come quella del calore attraverso ad una parete.

Se anche qui supponiamo che per un dato valore di x, Z sia funzione periodica del tempo, questa variazione periodica non si riproduce più colla stessa legge successivamente di distanza in distanza. Ne risulta che la propagazione per onde è in questo caso impossibile; i conduttori sono inetti a trasmettere le oscillazioni elettriche e le magnetiche, si comportano cioè come corpi opachi per tali oscillazioni.

Abbiamo così trattati i due casi limiti relativamente al mezzo in cui avviene la propagazione. In generale però il mezzo non sarà nè perfettamente isolante, nè perfettamente conduttore: si avranno per ciò a considerare fra questi due casi-limiti infiniti altri casi, nei quali occorre tener conto sia delle correnti di spostamento sia delle correnti di conduzione. La propagazione si fa allora con leggi diverse, che possono anche essere complesse, ma che sempre si possono ricavare dalle equazioni fondamentali di Maxwell.

136. – Ipotesi di Maxwell sulla natura della luce e sue prime conferme sperimentali. — Già prima che il Maxwell sviluppasse la sua mirabile teoria si erano fatte misure dirette della velocità della luce e del rapporto v fra l'unità elettromagnetica e l'unità elettrostatica d'intensità di corrente, ed era noto che i loro valori si possono ritenere uguali, perchè essi differiscono di quantità dello stesso ordine di grandezza delle differenze fra i diversi valori determinati da varii sperimentatori. Perciò già allora si pensava che una tale uguaglianza non potesse essere casuale, e che dovesse esservi una qualche relazione fra la propagazione della luce e la propagazione della elettricità.

Ora la teoria di Maxwell spiega la propagazione dei fenomeni elettromagnetici mediante un'azione che si trasmette attraverso ad un mezzo che riempie tutto lo spazio; la teoria ondulatoria della luce suppone pure l'esistenza di un tale mezzo. Di più abbiamo visto colla teoria di Maxwell che la propagazione delle oscillazioni elettromagnetiche in un mezzo perfettamente dielettrico, nel quale cioè non abbia luogo dissipazione di energia in calore per effetto Joule, si fa con legge identica a quella della propagazione della luce nell'aria.

È quindi naturale ammettere col MAXWELL che le oscillazioni elettromagnetiche e le luminose si trasmettono in uno stesso mezzo, l'etere, e che di più la luce sia essa stessa un fenomeno elettromagnetico; ammettere cioè che le vibrazioni che costituiscono la luce non siano altro che vibrazioni elettromagnetiche.

Vediamo quali conferme sperimentali si abbiano di tale ipotesi. Anzitutto se la luce è un fenomeno elettromagnetico, dovrà essere la stessa la velocità di propagazione della luce e delle oscillazioni elettromagnetiche.

Se si considera l'etere, l'aria, o in generale un gas, per cui è $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$, dovrà essere v la velocità della luce, e già abbiamo ricordato come ciò sia sufficientemente comprovato dalla esperienza.

Il valore medio di v è:

$$v = 3.\ 10^{10}\ \text{cm/sec.} = 300000\ \text{km/sec.}$$

Per un mezzo trasparente qualunque si ha in generale la permeabilità magnetica $\mu = 1$, mentre la costante dielettrica ε può essere assai diversa dall'unità; la velocità di propagazione delle oscillazioni elettromagnetiche sarà quindi espressa da $\frac{v}{\sqrt{\varepsilon}}$, sarà cioè inversamente proporzionale alla radice quadrata del potere induttore specifico della sostanza. D'altra parte nella teoria delle oscillazioni luminose la velocità della luce nei diversi mezzi è inversamente proporzionale agli indici di rifrazione di questi mezzi; perciò, se è vera la teoria di MAXWELL, dovrà la costante dielettrica di un mezzo trasparente essere uguale al quadrato del suo indice di rifrazione. Ciò è verificato sperimentalmente per alcuni corpi, non per tutti.

Il fatto che questa deduzione non è completamente confermata dall'esperienza non viene per nulla a infirmare la teoria di MAXWELL, perchè può attribuirsi alle diverse condizioni di frequenza in cui avvengono i due fenomeni. E difatti l'indice di rifrazione di una stessa sostanza ha valori diversi per le diverse luci, e precisamente cresce col crescere della frequenza delle vibrazioni, come è comprovato anche semplicemente dal fatto che nel fenomeno della dispersione le onde più corte sono (in generale) le più rifratte.

Abbiamo già notato che un corpo conduttore non è atto a trasmettere le oscillazioni elettromagnetiche; ora, se è vera la teoria di MAXWELL, tutti i corpi buoni conduttori per l'elettricità devono essere opachi per la luce. Anche questa deduzione è in massima confermata dall'esperienza. Così in generale i metalli ed i corpi buoni conduttori sono opachi, se si faccia astrazione dagli elettroliti, nei quali la conduzione avviene con leggi affatto speciali di trasmissione e di reazioni. In generale pure i corpi solidi trasparenti sono dei buoni isolanti; si hanno però molte eccezioni a questa regola, molti dielettrici sono opachi. Questo fatto però non deve recar meraviglia e non contraddice alla teoria di MAXWELL, perchè le oscillazioni luminose hanno un periodo assai minore di quello delle oscillazioni elettromagnetiche, e corpi opachi per date vibrazioni possono essere trasparenti per altre oscillazioni di maggior lunghezza d'onda.

---

§ 2°.

ESPERIENZE DI HERTZ

137. – Scopo delle esperienze. — La teoria di MAXWELL ha ricevuto piena e completa conferma dalle esperienze che ENRICO HERTZ iniziò nel 1887 al politecnico di Carlsruhe, esperienze che, seguite da una vera falange di lavori importantissimi, attualmente costituiscono un ramo intiero della scienza sperimentale. Noi non faremo un esame completo dei lavori dell'HERTZ e dei successivi sperimentatori; ci basterà accennare alla natura di tali esperimenti ed ai risultati che se ne ottengono, per renderci ben ragione del fatto che la teoria elettromagnetica della luce ha una base sperimentale.

L'esperienza doveva proporsi di dimostrare anzitutto l'esistenza di un mezzo, sede e veicolo delle forze elettriche e magnetiche, di provare cioè che le variazioni di queste forze non passano istantaneamente da un punto all'altro, ma impiegano un certo tempo a trasmettersi attraverso allo spazio con velocità finita e determinata.

L'esperienza doveva in secondo luogo dimostrare che la velocità di tale propagazione e la velocità della luce coincidono, e infine che nella propagazione delle oscillazioni elettromagnetiche accadono gli stessi fenomeni di riflessione, di rifrazione, di polarizzazione, ecc., che s'incontrano nella propagazione della luce.

Lo studio sperimentale che Hertz si propose fu dunque quello della propagazione delle variazioni della forza elettrica e magnetica. Appariva subito conveniente l'operare sopra variazioni periodiche di grande frequenza, e perciò due erano i problemi pratici che si presentavano:

1° Produrre in modo continuato delle oscillazioni elettriche, cioè far variare la forza elettrica F secondo una funzione periodica del tempo. La frequenza delle vibrazioni doveva essere grandissima, in modo da ottenere piccole lunghezze di onda, contenute nello spazio limitato in cui si poteva sperimentare.

2° Trovare un mezzo per riconoscere queste variazioni a distanza in seno al mezzo dielettrico (aria).

138. – Disposizioni pratiche usate da Hertz. Eccitatore. Risuonatore. — Per produrre le vibrazioni elettriche Hertz si servì della scarica di un condensatore, di capacità piccola, affinchè grande fosse la frequenza. La scarica di un condensatore è un fenomeno, che sebbene si componga di un numero assai grande di oscillazioni, avviene in un tempo brevissimo. Se però, una volta scaricato il condensatore, si portano di nuovo le armature alla voluta differenza di potenziale, si avrà una seconda scarica, e così via; e se le successive cariche si fanno ad intervalli brevissimi, si potrà evidentemente ottenere una successione abbastanza rapida di scariche oscillanti, sulla quale si possa sperimentare come su di un'oscillazione periodica.

Vediamo la disposizione a ciò usata da Hertz. Il suo *vibra-*

tore od *oscillatore* od *eccitatore* (fig. 151) consta di un piccolo condensatore ad aria formato da due verghette metalliche, terminanti da una parte in due sferette *a* e *b* affacciate a piccola distanza l'una dall'altra, ed all'estremità opposta in due lastrine metalliche *A*, *B*, di conveniente superficie. Se si carica questo condensatore, quando la differenza di potenziale fra le due armature ha raggiunto un dato valore, ha luogo la scarica, scocca cioè la scintilla fra le due sferette *a* e *b*. Le dimensioni dell'apparecchio sono tali che la scarica è oscillante. Variando la lunghezza delle verghette, cioè la resistenza e l'induttanza del circuito, e variando pure le dimensioni delle lastre, cioè la capacità del condensatore, si può variare la frequenza della scarica.

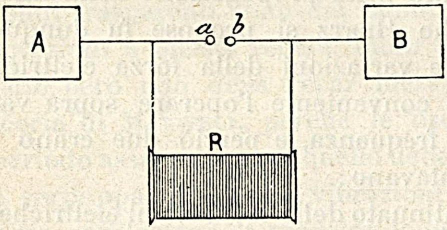

Fig. 151.

Le due asticciuole poi dell'eccitatore sono collegate ai poli di un rocchetto di Ruhmkorff; sono le correnti secondarie indotte nel rocchetto che producono le successive cariche del condensatore.

Si può comprendere come si producano le oscillazioni nell'eccitatore di Hertz, ricorrendo al paragone di analoghi fenomeni che s'incontrano nelle vibrazioni sonore. Si può, ad esempio, ottenere da una corda di violino l'impressione di un suono continuo mediante una rapida successione di colpi d'archetto, tali che l'uno succeda all'altro mentre ancora perdurano le vibrazioni sonore da questo prodotte; lo stesso avviene negli strumenti a percussione, con una rapida percussione di colpi di battacchi sulle membrane vibranti.

Il fenomeno è, nel caso nostro, perfettamente analogo; le correnti del rocchetto, che producono le successive cariche del condensatore, corrispondono ai colpi d'arco o di battacchio che producono i successivi impulsi nella corda o membrana vibrante; allo stesso modo come la frequenza del suono è quella delle vibrazioni della corda o membrana, e non quella con cui si dànno successivi impulsi, così la frequenza della scarica è determinata dalle condizioni del circuito e non dalla corrente del rocchetto; infine, come nelle vibrazioni sonore si ha l'impressione di un suono continuo se i successivi impulsi sono abbastanza rapidi, così nel caso nostro si avranno oscillazioni elettriche praticamente continue, se sarà abbastanza grande la frequenza delle correnti del rocchetto.

Per verificare l'esistenza delle vibrazioni elettromagnetiche nel mezzo dielettrico, HERTZ ricorse ad un apparecchio, a cui diede il nome di *risuonatore elettrico*.

Questo strumento è basato sopra le proprietà dei circuiti percorsi da correnti alternative in determinate condizioni di capacità, d'induttanza e di resistenza [120], [122], [130].

Si è visto che in un circuito, nel quale la resistenza ohmica si possa ritenere nulla, e fra l'induttanza e la capacità passi la relazione

$$4\pi^2 n^2 L C = 1,$$

anche con piccolissime f. e. m. si possono ottenere notevoli correnti, le quali, una volta stabilite, durano indefinitamente; il fenomeno si riduce a successive cariche e scariche del condensatore senza disperdimento di energia, si riduce cioè ad una trasformazione periodica di energia elettrica in magnetica e viceversa. La frequenza della corrente in questo circuito è

$$n = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{LC}}. \tag{7}$$

Se la resistenza r del circuito non è nulla, ma piccolissima, è pure piccola la quantità d'energia dissipata in calore per effetto JOULE; in questo caso accadranno nel circuito fenomeni analoghi a quelli del caso ideale dianzi considerato, e si potrà ancora ritenere che la frequenza della corrente sia data dalla (7).

Per avere un sistema capace di risuonare per vibrazioni di grande frequenza, conviene rendere minima la capacità.

Una delle disposizioni usate da HERTZ è costituita da un semplice filo conduttore aMb (fig. 152) terminato da una sferetta e da una punta, o da due sferette affacciate.

Il sistema rappresenta ancora un condensatore di capacità minima avente le armature collegate da un arco metallico.

Se disponiamo il circuito aMb nel campo elettromagnetico, in modo che il suo piano sia normale alla direzione della forza magnetica, una variazione di questa produce una variazione del flusso entro al circuito, e quindi una f. e. m. in esso. Se le variazioni della forza magnetica sono periodiche con frequenza conveniente, le f. e. m. prodotte nel circuito si sommano, e si potranno avere fra a e b differenze di potenziale capaci di produrre piccole scintilline visibili nell'oscurità. Quest'apparecchio ci dà dunque modo di scoprire nello spazio vibrazioni elettromagnetiche di data frequenza.

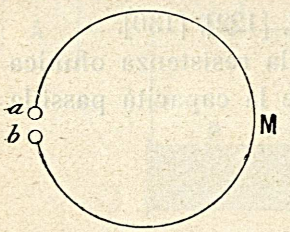

Fig. 152.

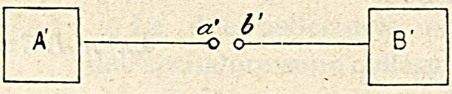

Fig. 153.

Il comportamento del risuonatore elettrico è perfettamente analogo a quello dei risuonatori nell'acustica. Se si ha una corda sonora capace di dare un suono fondamentale di determinata altezza e frequenza, e se nell'aria si propaga un suono, anche debole, purchè all'unisono con quello di cui è capace la corda, le vibrazioni dell'aria vengono comunicate alla corda, le successive vibrazioni nella corda si sommano e aumentano così la loro ampiezza, sino a riprodurre in modo sensibile il debole suono che si propagava nell'aria. Precisamente allo stesso modo le oscillazioni elettromagnetiche si comunicano al risuonatore, e si vanno sommando sino a produrre effetti sensibili.

I risuonatori elettrici possono avere forme svariatissime; si può anzi dire che qualunque sistema di conduttori non completamente chiuso, di piccola resistenza e di capacità ed induttanza di valori convenienti, può costituire un risuonatore.

Uno dei risuonatori più usato da Hertz è quello rettilineo, avente la stessa forma dell'eccitatore dianzi descritto. Due asticciuole (fig. 153), disposte l'una sul prolungamento dell'altra, terminano alle estremità in due sferette a', b', o l'una in una sferetta e l'altra in una punta, fra di loro affacciate; alle estremità opposte possono portare due lastre metalliche A', B', dalla cui superficie dipende la capacità del sistema.

Questo risuonatore ha il circuito interrotto due volte fra a' e b', e fra A' e B'; si può paragonare ad un circuito nel quale siano inseriti due condensatori in serie. In tal caso è subito ben definita la direzione che deve avere la forza elettrica per produrre la risuonanza; questa direzione è quella stessa delle due asticciuole.

Se noi consideriamo un eccitatore della forma che abbiamo descritto (fig. 151), quando esso funziona si producono delle oscillazioni elettriche parallelamente alla direzione $a\,b$ dell'eccitatore; queste dànno luogo ad oscillazioni magnetiche, che si fanno secondo linee chiuse in piani normali ad $a\,b$, le oscillazioni magnetiche producono alla loro volta altre oscillazioni elettriche ad esse normali, parallele cioè alle precedenti, e così via; in tale modo avviene la propagazione delle oscillazioni. Se nel mezzo in cui esse si propagano si trova il risuonatore (fig. 153) col suo asse $a'\,b'$ parallelo all'asse dell'eccitatore, parallelo cioè alla direzione della forza elettrica si producono fra a' e b' differenze di potenziale, a cui è dovuta la risuonanza; se invece l'asse del risuonatore è normale all'asse dell'eccitatore, la forza, essendo perpendicolare alla direzione $a'\,b'$, non può più produrvi differenza di potenziale ed il risuonatore cessa di agire.

In altre esperienze Hertz usò come risuonatore e come eccitatore due semplici tubi di ottone, chiusi alle estremità da calotte emisferiche e posti l'uno sul prolungamento dell'altro.

In tutti questi casi è sempre possibile calcolare in modo approssimativo la capacità e l'induttanza sia dell'eccitatore sia del risuonatore, e determinare così un valore approssimativo della frequenza delle vibrazioni da quello emesse, e per cui questo è capace di risuonare.

Hertz, colle disposizioni prima ricordate dell'eccitatore e del risuonatore, ottenne lunghezze d'onda di 3 a 4 m.; coll'ultima disposizione citata potè ottenere minori lunghezze d'onda, anche di soli 30 cm., a cui corrisponde una frequenza di 10^9.

Le oscillazioni hertziane hanno una frequenza di gran lunga inferiore alla frequenza della luce, giacchè la frequenza della luce verde, che si può ritenere come frequenza media dello spettro luminoso, vale in numero tondo 600.10^{12}, cioè circa un milione di volte quella delle oscillazioni hertziane.

139. — Principali risultati sperimentali. — Ricordiamo alcuni dei principali risultati a cui potè giungere Hertz sperimentando col suo eccitatore e col suo risuonatore.

Anzitutto Hertz verificò che le oscillazioni elettromagnetiche si propagano realmente nel mezzo. Preso un eccitatore ed un risuonatore così proporzionati da avere la stessa frequenza, il che otteneva con opportuni calcoli e in seguito con correzioni sperimentali, e posti i due apparecchi l'uno di fronte all'altro in modo che i loro assi fossero paralleli, constatò che quando si faceva agire l'eccitatore si ottenevano piccole scintilline nel risuonatore, anche quando i due apparecchi erano posti ad una certa distanza. Se fra eccitatore e risuonatore frapponeva una lastra di sostanza isolante, ad esempio ebanite, legno ben secco, il fenomeno continuava a verificarsi; cessava invece se vi frapponeva una lastra metallica, o, in generale, conduttrice. Si ha così una prima conferma di un fatto essenziale previsto dalla teoria di Maxwell, che cioè le vibrazioni elettromagnetiche si propagano nei dielettrici, non nei conduttori; che il dielettrico è trasparente, il conduttore opaco per tali oscillazioni.

Stabilito che le oscillazioni elettromagnetiche esistono nel dielettrico, importava subito dimostrare che esse si propagano per onde con velocità finita al pari delle oscillazioni luminose.

Si è visto che una lastra metallica arresta le oscillazioni elettromagnetiche, precisamente come uno specchio arresta la luce, ed un ostacolo materiale (parete anelastica) arresta il suono; ma allora le oscillazioni elettromagnetiche si dovranno riflettere alla superficie dei conduttori, precisamente come si riflettono la luce ed il suono. Se si dispone l'esperienza in modo che il raggio riflesso si sovrapponga al raggio incidente, si dovranno nel campo elettromagnetico verificare fenomeni di interferenza analoghi a quelli che accadono nella propagazione delle onde luminose e delle onde sonore.

Hertz dimostrò ciò sperimentalmente ricorrendo ad un'esperienza che dà luogo a fenomeni analoghi alle interferenze delle onde sonore. Se un suono si riflette su di una parete normale alla direzione della sua propagazione, le onde riflesse si sovrappongono alle incidenti, e producono le onde stazionarie dànno cioè luogo a punti fissi detti *ventri*, nei quali le oscillazioni si sommano e si ha la massima intensità, e ad altri punti detti *nodi* pure fissi, nei quali le oscillazioni sono sempre opposte, e si ha la minima intensità. Sulla parete riflettente o vicinissimo ad essa vi ha un nodo, e poi davanti un ventre, e poi un altro nodo, e così via alternativamente; la distanza fra due successivi nodi o due successivi ventri è uguale ad una mezza lunghezza d'onda.

Hertz potè produrre un'esperienza analoga disponendo una grande lastra di zinco verticale di fronte all'oscillatore pure verticale; per mezzo del risuonatore poi esplorò lo spazio fra la parete ed il vibratore, e potè constatare l'esistenza di nodi e ventri. Poichè questi non possono altrimenti prodursi che per le interferenze delle onde riflesse colle incidenti, si conclude che effettivamente le vibrazioni elettriche si propagano per ondulazioni.

Misurando la distanza fra due nodi o fra due ventri Hertz determinò la lunghezza d'onda, e poichè per calcoli basati sulle dimensioni del risuonatore, conosceva un valore approssimato della frequenza, potè calcolare la velocità di propagazione, che trovò uguale a quella della luce, nei limiti di approssimazione consentiti da tal genere di esperienze.

Questi risultati furono confermati da tutti i successivi sperimentatori che migliorarono anche assai le condizioni della esperienza.

Le oscillazioni elettriche si propagano dunque in modo perfettamente identico a quello dei raggi luminosi; perciò Hertz diede ad esse il nome di *raggi di forza elettrica.*

L'esperienza ora ricordata ci ha provato che i metalli riflettono le radiazioni elettriche. Ne risulta subito che per mezzo di specchi concavi si potrà ottenere che i raggi elettrici si propaghino in una determinata direzione, diminuendone così l'affievolimento.

Nelle esperienze di Hertz le due asticciuole a, b dell'eccitatore sono disposte sull'asse focale O di uno specchio cilindrico a direttrice parabolica costituito da una lastra di zinco, sostenuta da una conveniente intelaiatura di legno (fig. 154).

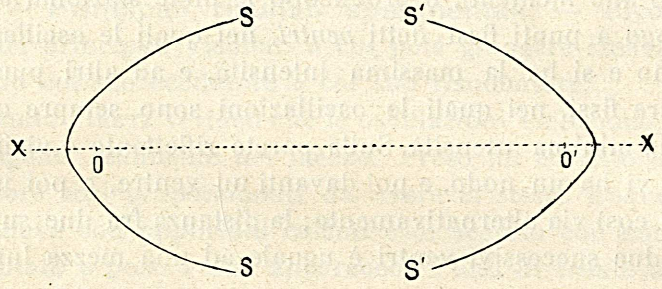

Fig. 154.

Sull'asse focale O' di uno specchio identico sono poste le due asticciole del risuonatore; i due specchi poi si dispongono affacciati l'uno all'altro coi loro assi paralleli. Affinchè l'osservatore sia libero di operare senza frapporsi fra gli specchi, il rocchetto dell'eccitatore e le palline fra cui avviene la scintilla nel risuonatore, devono essere portate nello spazio esterno ai due specchi, con una disposizione analoga a quella della fig. 155 la quale rappresenta la sezione dello specchio S' fatta nel piano focale. Se le leggi della riflessione per le radiazioni elettriche sono quelle stesse che reggono le radiazioni luminose, i raggi emessi dall'eccitatore, riflessi dallo specchio $S\,S$, emergono tutti paralleli al piano $X\,X$ dei due assi focali, e dopo la riflessione nello specchio $S'\,S'$ convergono all'asse focale in cui è posto il risuonatore.

Con una tale disposizione Hertz potè riconoscere le radiazioni elettriche ad una distanza di 15 a 20 metri, ed anche attraverso a pareti di muro molto secche.

La disposizione con specchi parabolici che individua nello spazio un fascio di raggi elettrici in una data direzione si presta bene a riprodurre per le radiazioni hertziane molte delle note esperienze relative alla luce.

Possiamo anzitutto verificare che la propagazione dei raggi elettrici si fa in linea retta. Difatti disposti gli specchi come abbiamo dianzi accennato, si prenda uno schermo metallico *M*; si osserverà che finchè lo schermo *M* è tenuto fuori dello spazio *S S′ S S′* (fig. 154) fra gli specchi, la sua presenza non influisce per nulla sugli effetti ottenuti sul risuonatore; se invece introduciamo man mano lo schermo nello spazio fra gli specchi, le scintilline al risuonatore andranno via via affievolendosi, e cesseranno completamente quando lo schermo occupi la maggior parte di detto spazio, quando cioè precluda il passaggio alla maggior parte dei raggi rettilinei paralleli fra i due specchi.

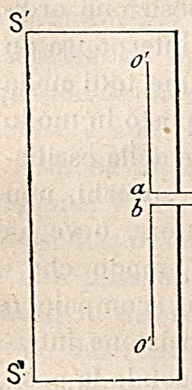

Fig. 155.

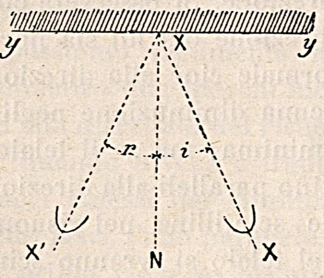

Fig. 156.

Se davanti ad una parete metallica verticale *y y* (fig. 156) disponiamo l'oscillatore in modo che il suo piano assiale *X X* faccia un certo angolo *i* col piano *N X* normale alla parete, si osserverà nel risuonatore il massimo effetto quando sia disposto in modo che il suo piano assiale *X X′* passi per la verticale *X*, e faccia colla normale *X N* alla parete un angolo *r* uguale ad *i*.

Ciò conferma anche meglio i risultati delle precedenti esperienze, per quanto riguarda la riflessione dei raggi elettrici.

Hertz sperimentò pure sulla rifrazione dei raggi elettrici, e constatò che interposto fra gli specchi aventi i piani assiali coincidenti un prisma di asfalto, coll'angolo di circa 30°, cessavano di manifestarsi le scintilline al risuonatore; ricomparivano invece le scintilline quando spostava il risuonatore in modo che il suo piano assiale facesse un dato angolo col piano assiale del vibratore. Potè in tal modo non solo constatare la rifrazione dei raggi elettrici, ma anche determinare, misurando l'angolo di deviazione, l'indice di rifrazione dell'asfalto per tali raggi.

Abbiamo notato che nelle oscillazioni prodotte dall'eccitatore di Hertz la forza elettrica è costantemente parallela alla direzione delle asticciuole dell'eccitatore, cioè le vibrazioni si fanno solo in una data direzione, come accade per la luce polarizzata. Si potranno quindi riprodurre cogli apparecchi di Hertz esperienze analoghe a quelle che in ottica si fanno sulla polarizzazione della luce.

Si abbiano gli specchi disposti di fronte nella posizione ordinaria coi piani assiali coincidenti, e fra di essi s'interponga un telaio di legno, sul quale siano tesi dei fili di rame tutti nella stessa direzione. Si osserverà che se il telaio è disposto in modo che la direzione dei fili sia normale alla direzione delle oscillazioni, normale cioè alla direzione degli assi degli specchi, non vi ha alcuna diminuzione negli effetti del risuonatore, o ve ne ha una minima; ma se il telaio si gira di 90° in modo che i fili risultino paralleli alla direzione delle oscillazioni, scompaiono affatto le scintilline nel risuonatore; per una posizione intermedia del telaio si avranno scintille affievolite. Secondo la posizione in cui è posto, il telaio si comporta dunque come una lastra opaca, trasparente o semitrasparente. Possiamo facilmente renderci ragione di un tale comportamento. Le forze elettriche incontrando fili ad esse paralleli, vi generano delle correnti, le quali consumano in calore l'energia delle oscillazioni, che così si spengono e non si propagano oltre; se i fili sono invece normali sono minime le correnti che si possono indurre, e quindi la massima parte delle vibrazioni si propaga al di là; se infine i fili sono inclinati, possiamo intendere le oscillazioni scomposte in due, le une parallele ai fili, che vengono smorzate, le altre ad essi normali che sono libere di propagarsi.

Il comportamento del telaio è assolutamente analogo al comportamento delle lastre di tormalina tagliate parallelamente all'asse di cristallizzazione, le quali assorbono i raggi polarizzati in una data direzione, mentre sono trasparenti pei raggi polarizzati nella direzione normale. Se fra i due prismi di Nicol, polarizzatore ed analizzatore, disposti colle loro sezioni principali coincidenti in modo che attraverso ad essi si abbia luce, s'interpone una lastra di tormalina, si avrà luce completa, oscurità o luce affievolita, secondo che l'asse della tormalina è parallelo, normale od inclinato alla sezione principale dei nicol.

Se si dispongono i due specchi in croce, in modo che i loro piani assiali siano fra di loro perpendicolari, non si produrrà nel risuonatore alcun effetto. Se fra i due apparecchi interponiamo il telaio di fili metallici, continuerà a non prodursi scintille se la direzione dei fili è parallela a quella dell'oscillatore o del vibratore; ma se si fa rotare il telaio nel suo piano incominceranno ad apparire le scintille, e si avrà un effetto massimo quando la direzione dei fili sarà a 45° colla direzione dell'eccitatore e con quella del risuonatore.

Anche di queste esperienze possiamo facilmente renderci ragione. Finchè si hanno semplicemente i due specchi incrociati, le oscillazioni sono perpendicolari alla direzione del risuonatore, e non possono su di esso agire; quando invece è frapposto il telaio in direzione inclinata, i raggi emessi dal vibratore vengono dal reticolo scomposti in due fasci, l'uno parallelo, l'altro normale alla direzione dei fili. Il primo viene assorbito, l'altro si propaga. In quest'ultimo fascio che giunge al risuonatore la direzione delle oscillazioni è inclinata alla direzione del risuonatore, e può dare una componente a questa parallela, capace di produrre la scintillina. L'effetto è naturalmente massimo quando il reticolo è disposto a 45°.

Questo fenomeno ha completa analogia con quello che si osserva tra due nicol incrociati; attraverso ad essi non passa luce; interponendosi la lastra di tormalina si ha ancora oscurità finchè l'asse della tormalina è parallelo alla sezione principale di uno dei nicol; facendo invece rotare la lastra incomincierà a passare luce, e si avrà massima luce quando l'asse della tormalina è disposto a 45° sulle sezioni principali dei due nicol.

Senza proseguire nello studio dei lavori di Hertz e dei successivi sperimentatori bastano le cose che abbiamo ricordato a confermare che la teoria di Maxwell ha una vera base sperimentale.

Le radiazioni elettromagnetiche e le radiazioni luminose si propagano entrambe in un mezzo che riempie tutto lo spazio, e le leggi che regolano tali propagazioni sono perfettamente identiche. È quindi naturale l'ammettere non solo che sia lo stesso il mezzo in cui le due classi di vibrazioni si propagano, ma ancora che non vi sia differenza oggettiva, sostanziale, fra queste oscillazioni. Luce e radiazioni elettromagnetiche si devono ritenere come un fenomeno unico; la differenza sta solo nei parametri delle equazioni, che stabiliscono le leggi da cui esse sono rette, cioè essenzialmente, nella frequenza e nell'ampiezza delle oscillazioni. È in grazia di questa differenza che sono diversi gli effetti e le apparenze dei due fenomeni, ed occorrono quindi mezzi differenti per osservarli e studiarli, benchè fisicamente essi siano identici.

---

§ 3°.

PROPAGAZIONE DELLA ENERGIA IN UN CAMPO ELETTROMAGNETICO

140. – Equazione ed ipotesi di Poynting. — Le equazioni di Maxwell e le esperienze di Hertz ci hanno dimostrato come si propaghino nello spazio le oscillazioni elettromagnetiche. Il prof. J. H. Poynting, in una sua memoria pubblicata nel 1884, partendo dalle equazioni di Maxwell si propose di studiare come e con quali leggi si propaghi l'energia elettromagnetica. Dopo le esperienze di Hertz, le quali vennero a dare piena conferma alla teoria del Maxwell, le deduzioni di Poynting acquistarono un'importanza grandissima.

Noi potremo giungere ai risultati del Poynting partendo dalle equazioni di Maxwell sotto la forma più semplice che abbiamo loro data.

Proponiamoci di calcolare le quantità di energia che nella unità di tempo entra nello spazio limitato da una superficie chiusa qualunque presa nel campo elettromagnetico. Essa si compone dell'aumento che ricevono l'energia elettrica e la magnetica contenute in tale spazio, e dell'energia che in esso si dissipa sotto forma di calore.

Se F ed $\mathcal{H}$ sono la forza elettrica e la magnetica in un punto, X, Y, Z e L, M, N le loro componenti parallele agli assi, il valore dell'energia elettrica per unità di volume è [45] $\frac{\varepsilon}{8\pi} F^2$, ed il valore dell'energia magnetica è [90] $\frac{\mu}{8\pi}\mathcal{H}^2$, e quindi la energia elettromagnetica totale:

$$w = \frac{\varepsilon}{8\pi} F^2 + \frac{\mu}{8\pi}\mathcal{H}^2$$

ossia

$$w = \frac{\varepsilon}{8\pi}(X^2 + Y^2 + Z^2) + \frac{\mu}{8\pi}(L^2 + M^2 + N^2).$$

La sua variazione nell'unità di tempo è data dalla derivata

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{1}{4\pi}\left[\varepsilon\left(X\frac{\partial X}{\partial t} + Y\frac{\partial Y}{\partial t} + Z\frac{\partial Z}{\partial t}\right) + \mu\left(L\frac{\partial L}{\partial t} + M\frac{\partial M}{\partial t} + N\frac{\partial N}{\partial t}\right)\right],$$

la quale esprime l'aumento di energia per unità di tempo nella unità di volume.

Dette ϱ la resistenza specifica del mezzo nel punto che si considera, u_x, u_y, u_z, le componenti della densità di corrente parallele agli assi, la quantità di energia dissipata sotto forma di calore per unità di tempo nell'unità di volume è:

$$q = \varrho\,(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2).$$

Per la legge di Ohm, come abbiamo visto [134]:

$$u_x = c\,v\,X = \frac{v}{\varrho} X, \qquad \text{da cui} \qquad \varrho\,u_x^2 = v\,u_x X;$$

e analogamente

$$\varrho\,u_y^2 = v\,u_y Y, \qquad \varrho\,u_z^2 = v\,u_z Z;$$

sostituendo:

$$q = v\,(u_x\,X + u_y\,Y + u_z\,Z).$$

Alla stessa espressione si giunge osservando che l'energia dissipata in calore rappresenta i lavori fatti sulle correnti u_x, u_y, u_z dalle forze elettriche X, Y, Z, i valori delle quali espressi in unità elettromagnetiche sono $v\,X$, $v\,Y$, $v\,Z$.

L'energia totale che per unità di tempo entra nell'unità di volume è dunque:

$$(\alpha) \qquad \frac{\partial w}{\partial t} + q = \frac{1}{4\pi}\left[\varepsilon\left(X\frac{\partial X}{\partial t} + \ldots\right) + \mu\left(L\frac{\partial L}{\partial t} + \ldots\right) + 4\pi v\,(u_x\,X + \ldots)\right];$$

nel volume $d\,x\,d\,y\,d\,z$ è:

$$\left(\frac{\partial w}{\partial t} + q\right) d\,x\,d\,y\,d\,z,$$

e nel volume limitato dalla superficie S è

$$(\beta) \qquad W = \iiint\left(\frac{\partial w}{\partial t} + q\right) d\,x\,d\,y\,d\,z.$$

Il Poynting per mezzo delle equazioni di Maxwell potè trasformare questo integrale di volume in un integrale di superficie, il quale si presta ad un'interpretazione fisica notevole.

Si moltiplichino le equazioni di Maxwell [134], [132] che qui riportiamo.

$$(1') \qquad \left\{\begin{aligned} \frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial X}{\partial t} + 4\pi u_x &= \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z} \\ \frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial Y}{\partial t} + 4\pi u_y &= \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\varepsilon}{v}\frac{\partial Z}{\partial t} + 4\pi u_z &= \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y} \end{aligned}\right.$$

$$
(2) \qquad \left\{
\begin{aligned}
\frac{\mu}{v}\frac{\partial L}{\partial t} &= \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y} \\
\frac{\mu}{v}\frac{\partial M}{\partial t} &= \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z} \\
\frac{\mu}{v}\frac{\partial N}{\partial t} &= \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}
\end{aligned}
\right.
$$

rispettivamente per X, Y, Z, L, M, N e si sommino membro a membro. Il primo membro dell'equazione risultante è:

$$\frac{\varepsilon}{v}\left(X\frac{\partial X}{\partial t}+\ldots\right)+\frac{\mu}{v}\left(L\frac{\partial L}{\partial t}+\ldots\right)+4\pi(u_x X+\ldots),$$

e vale, tenendo conto della (α):

$$\frac{4\pi}{v}\left(\frac{\partial w}{\partial t}+q\right).$$

Nel secondo membro i termini contenenti le derivate rispetto ad x dànno:

$$Z\frac{\partial M}{\partial x}+M\frac{\partial Z}{\partial x}-\left(Y\frac{\partial N}{\partial x}+N\frac{\partial Y}{\partial x}\right)=\frac{\partial}{\partial x}(ZM-YN).$$

Analogamente i termini contenenti le derivate rispetto ad y e z si riducono a

$$\frac{\partial}{\partial y}(XN-ZL), \qquad \frac{\partial}{\partial z}(YL-XM).$$

Pertanto:

$$\frac{4\pi}{v}\left(\frac{\partial w}{\partial t}+q\right)\underset{(*)}{=}\frac{\partial}{\partial x}(ZM-YN)+\frac{\partial}{\partial y}(XN-ZL)+\frac{\partial}{\partial z}(YL-XM).$$

Ricavando da quest'equazione il valore di $\frac{\partial w}{\partial t}+q$, e introducendolo nella (β) si ha:

$$W=\frac{v}{4\pi}\iiint\left[\frac{\partial}{\partial x}(ZM-YN)+\frac{\partial}{\partial y}\ldots+\frac{\partial}{\partial z}\ldots\right]dx\,dy\,dz;$$

(*) - B. C. (20-12-1949)

ed eseguendo una prima integrazione rispetto ad x per il primo termine, rispetto ad y per il secondo, ecc.:

$$(\gamma) \quad W=\frac{v}{4\pi}\left[\iint(ZM-YN)\,dy\,dz+\iint(XN-ZL)\,dz\,dx+\iint(YL-XM)\,dx\,dy\right].$$

In questa formola i binomi tra parentesi sono funzioni di due sole variabili e si riferiscono ai punti della superficie S; il doppio integrale deve intendersi esteso a tutta la superficie stessa.

Indicando con n la normale esterna all'elemento $d\,S$ della superficie e con $(n\,x)$, $(n\,y)$, $(n\,z)$ gli angoli che essa forma rispettivamente cogli assi, si ha:

$$d\,y\,d\,z=d\,S\cos(n\,x),$$
$$d\,z\,d\,x=d\,S\cos(n\,y),$$
$$d\,x\,d\,y=d\,S\cos(n\,z).$$

Sostituendo nella (γ) e sopprimendo il fattore v, il che equivale a supporre le componenti X, Y, Z, e quindi F misurate in unità elettromagnetiche:

$$W=\frac{1}{4\pi}\int[(ZM-YN)\cos(nx)+(XN-ZL)\cos(ny)+(YL-XM)\cos(nz)]\,dS.$$

Immaginiamo la forza elettrica F e la forza magnetica $\mathcal{H}$ proiettate in f ed h sopra il piano $y\,z$ (fig. 157) e siano φ e ψ gli angoli che queste proiezioni formano coll'asse $O\,y$. Le proiezioni di f e di h sugli assi $O\,y$ e $O\,z$ sono evidentemente Y, Z, M, N, perciò

$$Y=f\cos\varphi$$
$$Z=f\,\mathrm{sen}\,\varphi$$
$$M=h\cos\psi$$
$$N=h\,\mathrm{sen}\,\psi$$

da cui

$$Z\,M-Y\,N=f\,h\,(\mathrm{sen}\,\varphi\cos\psi-\cos\varphi\,\mathrm{sen}\,\psi)=f\,h\,\mathrm{sen}\,(\varphi-\psi).$$

In modo perfettamente analogo si possono esprimere gli altri due termini fra parentesi.

Ora $fh\,\text{sen}\,(\varphi - \psi)$ è l'area del parallelogramma di lati f, h, cioè l'area della proiezione sul piano yz del parallelogramma avente per lati la forza elettrica F e la forza magnetica $\mathcal{H}$ nel punto considerato. In modo analogo gli altri binomi rappresentano le proiezioni dello stesso parallelogramma sugli altri piani coordinati. Se quindi indichiamo con θ l'angolo formato dalle forze F ed $\mathcal{H}$, e consideriamo un vettore A disposto secondo la normale al piano $F\mathcal{H}$, di grandezza uguale all'area $F\mathcal{H}\,\text{sen}\,\theta$ del parallelogramma di lati F ed $\mathcal{H}$, i tre binomi ci rappresentano le proiezioni A_x, A_y, A_z di questo vettore sopra i tre assi.

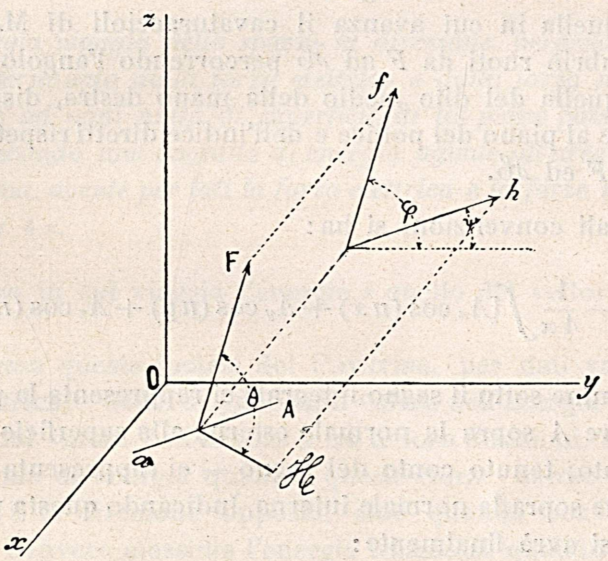

Fig. 157.

Osserviamo che $fh\,\text{sen}\,(\varphi - \psi)$ è positivo quando $\varphi > \psi$, quando cioè la rotazione che porta f in h secondo l'angolo minore appaia fatta nel verso opposto a quello delle lancette di un orologio per chi guardi nella direzione Ox. Per le altre due proiezioni si hanno condizioni analoghe.

Ne risulta che assumendo come positive le proiezioni del vettore A quando sono dirette secondo la parte positiva degli assi, detto vettore dovrà essere portato normalmente al piano $F\mathcal{H}$ nella direzione a, cioè nella direzione nella quale bisogna guardare perchè la rotazione che porta F in $\mathcal{H}$ appaia fatta nel verso opposto a quello delle lancette di un orologio.

Le proiezioni A_x, A_y, A_z rappresenteranno invece i binomi fra parentesi col segno cambiato se noi porteremo il vettore A nella direzione opposta. Possiamo definire la direzione di A con una delle seguenti regole:

1° la direzione A è quella per la quale il sistema A, F, $\mathcal{H}$ è destrorso;

2° è quella guardando nella quale la rotazione che porta F in $\mathcal{H}$ secondo l'angolo θ più piccolo, appare fatta nel verso delle lancette di un orologio;

3° è quella in cui avanza il cavaturaccioli di MAXWELL, il cui manubrio ruoti da F ad $\mathcal{H}$ percorrendo l'angolo θ;

4° è quella del dito medio della mano destra, disposto normalmente al piano del pollice e dell'indice diretti rispettivamente secondo F ed $\mathcal{H}$.

Con tali convenzioni si ha:

$$W = -\frac{1}{4\pi}\int [A_x \cos(nx) + A_y \cos(ny) + A_z \cos(nz)]\, dS.$$

Il termine sotto il segno integrale ci rappresenta la proiezione del vettore A sopra la normale esterna alla superficie nel punto considerato; tenuto conto del segno — ci rappresenta invece la proiezione sopra la normale interna. Indicando questa proiezione con A_{ni} si avrà finalmente:

$$W = \frac{1}{4\pi}\int A_{ni}\, dS: \tag{8}$$

La quantità di energia, che nell'unità di tempo penetra nello spazio limitato da una superficie S *qualunque, è data, a meno del fattore* $\frac{1}{4\pi}$, *dal flusso, entrante nella superficie del vettore* A, *che ha per grandezza il valore* F $\mathcal{H}$ *sen* θ *dell'area del parallelogramma di lati* F *ed* $\mathcal{H}$, *e per direzione la normale al piano* F $\mathcal{H}$, *di verso tale che il sistema* A, F, $\mathcal{H}$ *sia destrorso.*

Questa proposizione è una rigorosa conseguenza delle equazioni di Maxwell: essa però non determina ancora in modo completo come l'energia si propaghi, perchè non ci dice quanta energia passi attraverso ad un elemento di superficie, o attraverso alla unità di superficie. Osserviamo però come, fra le possibili interpretazioni della equazione (8), la più semplice consiste nell'ammettere che la quantità di energia che attraversa l'elemento $d\,S$ sia dato dallo stesso differenziale $A_{ni}\,d\,S$, il cui integrale dà l'energia totale che penetra nella superficie chiusa S.

Il Poynting dall'interpretazione più naturale della sua formola è dunque condotto alla seguente ipotesi:

L'energia viaggia nello spazio in direzione perpendicolare al piano determinato dalla forza elettrica e dalla forza magnetica; attraverso ad ogni unità di superficie di tal piano passa per ogni minuto secondo una quantità di energia uguale all'area del parallelogramma, avente per lati la forza elettrica e la forza magnetica, divisa per $4\,\pi$.

Il verso in cui viaggia l'energia è quello del vettore A sopra definito.

Ammessa questa ipotesi del Poynting, per dati valori della forza elettrica e della magnetica, il valore dell'energia trasmessa dipende dal valore dell'angolo θ fra le loro direzioni. Non si ha trasmissione di energia quando queste forze hanno la stessa direzione o la direzione opposta, cioè quando $\theta = 0°$, ovvero $\theta = 180°$; è invece massima l'energia trasmessa quando esse sono normali, e la trasmissione avviene nell'un verso, o nel verso opposto, secondo che è $\theta = 90°$, ovvero $\theta = 270°$.

141. – Caso particolare di una corrente rettilinea. Funzione del dielettrico e del conduttore nella propagazione. — Applichiamo questa ipotesi ad un caso semplice.

Sia (fig. 158) un conduttore cilindrico rettilineo percorso dal basso all'alto da una corrente costante, la cui intensità abbia il valore i espresso in unità elettromagnetiche. Consideriamo una porzione di lunghezza l e di resistenza r, agli estremi della quale il potenziale abbia i valori V_1, V_2 costanti; ed indichiamo con a il raggio della sezione retta.

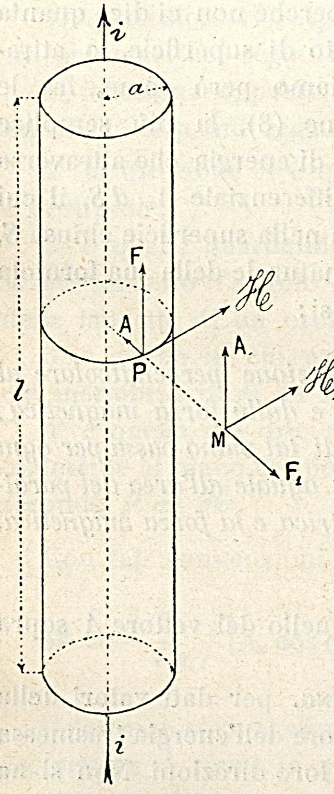

Fig. 158.

Per vedere come si propaghi in questo caso l'energia, consideriamo dapprima un punto P interno al conduttore ed infinitamente vicino alla superficie: poichè la corrente è costante ed uniformemente distribuita su ogni sezione del conduttore, la forza elettrica F nel punto P è diretta parallelamente all'asse, nel verso in cui i potenziali vanno decrescendo; la forza magnetica $\mathcal{H}$ è tangente in P alla sezione retta $A\,B$, e diretta secondo $P\ \mathcal{H}$, conformemente alla regola del MAXWELL. La propagazione dell'energia si fa dunque normalmente al piano $F P\ \mathcal{H}$, nella direzione PA nella quale avanza il cavaturaccioli di MAXWELL il cui manubrio ruoti da F verso $\mathcal{H}$; si fa cioè dall'esterno verso l'interno del cilindro. Ciò succede per ogni punto interno al conduttore; ne risulta che l'energia non si propaga lungo il conduttore, ma dall'esterno affluisce verso l'interno di esso. La quantità di energia che nell'unità di tempo entra per unità di superficie del conduttore è

$$\frac{1}{4\,\pi}\,F\,\mathcal{H}\,\mathrm{sen}\,\theta,$$

e nel caso nostro, essendo

$$\theta = 90^\circ, \qquad \mathrm{sen}\,\theta = 1$$

$$F = \frac{V_1 - V_2}{l}, \qquad \mathcal{H} = \frac{2\,i}{a},$$

è espressa da

$$\frac{1}{4\pi}\,\frac{V_1 - V_2}{l}\,\frac{2i}{a}.$$

Attraverso a tutta la superficie considerata $2\pi a l$ penetra l'energia

$$\frac{2\pi a l}{4\pi}\,\frac{V_1 - V_2}{l}\,\frac{2i}{a} = (V_1 - V_2)\,i = r\,i^2,$$

la quale corrisponde appunto a quella trasformata in calore per effetto Joule.

Questa coincidenza doveva necessariamente verificarsi, poichè se la teoria del Poynting è fisicamente solo un'ipotesi, matematicamente è una deduzione legittima dei principii dell'elettromagnetismo.

In un punto M esterno al conduttore la forza magnetica ha ancora la direzione $\mathcal{H}_1$, normale al raggio; la forza elettrica F_1, dovuta al campo elettrostatico generato della corrente nel dielettrico, si può ritenere, almeno in punti abbastanza vicini, diretta secondo il raggio, perchè la superficie del conduttore può considerarsi come equipotenziale, essendo piccola la caduta di potenziale che in essa si produce in un breve tratto di conduttore.

Ne risulta che il vettore A, secondo cui si propaga l'energia, è parallello all'asse del conduttore ed ha la direzione di i.

Effettivamente il vettore A è leggermente inclinato verso la superficie del conduttore perchè questa non è una vera superficie di livello. L'energia si propaga nel dielettrico attorno al conduttore, in massima parte parallelamente ad esso, in parte invece penetra nel conduttore e vi si dissipa sotto forma di calore. Se il filo non presentasse alcuna resistenza, sarebbe nulla la caduta di potenziale che in esso si produrrebbe, cioè la sua superficie sarebbe rigorosamente equipotenziale, il vettore A non avrebbe alcuna componente normale ad essa, non si avrebbe alcuna perdita per effetto Joule e tutta l'energia si trasmetterebbe parallelamente all'asse del conduttore. La trasmissione dell'energia avviene dunque nel dielettrico e non nel conduttore;

questo non fa altro che dare un asse al fenomeno, cioè una direzione alla propagazione; funziona come una guida od una rotaia.

Nel caso pratico in cui non è nulla la resistenza del conduttore, questo dissipa una parte dell'energia; ed è quindi ancora paragonabile ad una rotaia nella quale una parte dell'energia viene dissipata per attrito.

Le idee del Poynting vengono a chiarire anche meglio il concetto che i corpi conduttori, rispetto alle forze elettriche, hanno proprietà puramente negative. Come nei campi elettrostatici l'energia risiede nei corpi dielettrici e non nei conduttori, così nel caso della corrente elettrica l'energia si propaga nel dielettrico e non nel conduttore (*).

« Il metallo del filo non è il materiale attivo del meccanismo « trasmittente; è invece un materiale passivo, che nel funzio« namento di tale meccanismo interviene colla sua cedevolezza. « In mezzo al dielettrico circostante, che è il corpo ove le forze « hanno sede e si trasmettono, il filo non fa altro che stabilire « una linea di debolezza, la quale fa sì che la propagazione « dell'energia avvenga in una direzione determinata; il filo non « è la sede del fenomeno principale, ma semplicemente deter« mina per il fenomeno un asse ».

Il conduttore non rappresenta un canale lungo cui l'energia viaggi, ma uno spazio verso cui una parte dell'energia converge e in cui va a dissiparsi.

142. – Portata della teoria di Poynting. — Si è visto che l'equazione (8) di Poynting, la quale dà il valore dell'energia che nell'unità di tempo entra in una superficie chiusa qualunque S, è una rigorosa conseguenza delle equazioni di Maxwell; essa quindi deve ritenersi come esatta tanto più dopo che le esperienze di Hertz hanno dato una base sperimentale alla equazione di Maxwell.

(*) Le parti virgolate in questa pagina e nelle seguenti sono tolte dal discorso pronunciato da Galileo Ferraris alla *R. Accademia de' Lincei* nella adunanza solenne del 3 giugno 1894.

Il POYNTING, come abbiamo detto, interpreta questa equazione nel modo più naturale ritenendo che l'energia si trasmetta nella direzione del vettore A, così che per ogni unità di tempo passi attraverso ad ogni unità di superficie normalmente ad A una quantità di energia uguale ad

$$\frac{1}{4\pi} F \mathcal{H} \operatorname{sen} \theta.$$

Si ricordi però che questa è una semplice ipotesi; infinite altre ipotesi sul modo di propagazione dell'energia sono ugualmente conciliabili colla equazione (8).

Infatti immaginiamo oltre al vettore A, già definito, un altro vettore A' a distribuzione solenoidale, il quale abbia le stesse dimensioni (MT^{-3}) di A, il cui flusso cioè rappresenti una quantità di energia nell'unità di tempo.

Il flusso del vettore A' entrante nella superficie chiusa S è nullo a causa della solenoidalità, e perciò anche il vettore $A + A'$ soddisfa all'equazione di POYNTING; si potrà quindi ancora immaginare una propagazione dell'energia fatta nella direzione del vettore risultante dei due A ed A', per modo che nell'unità di tempo passi una quantità di energia uguale al valore di questo vettore attraverso all'unità di superficie normalmente alla sua direzione.

Potendosi immaginare infiniti vettori come A', si avranno infiniti modi di propagazione dell'energia, e tutti soddisferanno all'equazione di POYNTING.

Resta quindi ben stabilito che l'interpretazione che il POYNTING dà della sua equazione per quanto sia la più semplice e la più naturale, non esce dal campo delle ipotesi, e che infinite altre ipotesi si possono fare tutte ugualmente attendibili.

Queste considerazioni erano necessarie per ben capire il valore delle conseguenze che dall'ipotesi di POYNTING si possono dedurre, ed anche perchè alcuna di queste conseguenze non appariscano talora strane e non conciliabili coi risultati della esperienza.

Secondo l'ipotesi di POYNTING esiste trasmissione di energia sempre quando il vettore A non è nullo, cioè sempre quando le forze F ed $\mathcal{H}$ hanno valori diversi da zero, e formano fra di loro un angolo θ diverso da 0° e da 180°. Orbene è facile immaginare campi dovuti a masse elettriche ed a masse magnetiche in condizioni statiche, nei quali il vettore A non è nullo.

Consideriamo ad esempio (fig. 159) una massa elettrica posta in un punto E, ed una massa magnetica posta in un punto M. In tutti i punti P a distanza finita, che non si trovano sulla retta congiungente E con M, le forze F ed $\mathcal{H}$ hanno valori non nulli, e le loro direzioni formano angoli diversi da 0° e da 180°; il vettore A ha un certo valore ed è diretto normalmente al piano PEM, dal di dietro al davanti del piano di figura nei punti come P alla sinistra di EM, dal davanti al di dietro pei punti come P' alla destra della retta EM. Si avrebbe quindi in questo campo, dovuto a condizioni puramente statiche, una trasmissione continua di energia, che si farebbe secondo cerchi aventi il centro sulla retta EM, situati in piani ad essa normali.

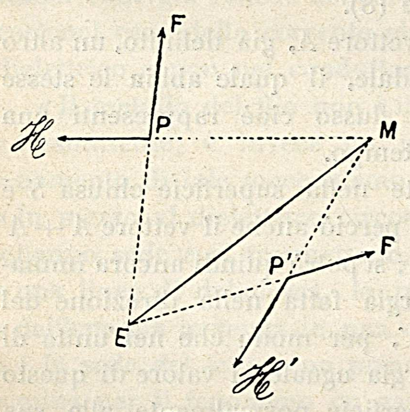

Fig. 159.

Veramente una tale trasmissione di energia non sarebbe impossibile; il fatto che essa non si rende palese si può spiegare colla proprietà solenoidale della distribuzione del vettore, per la quale non vi può essere accumulazione di energia in nessun punto.

L'ammettere però che effettivamente avvenga una tale trasmissione non sarebbe un'ipotesi abbastanza legittima, perchè non confortata da alcuna esperienza.

Basti l'esempio considerato a far comprendere come non si possa asserire che l'ipotesi di Poynting corrisponda al fatto fisico: la propagazione dell'energia indicata dal Poynting non è che uno fra gli infiniti modi possibili, e non è detto che debba sempre essere quello effettivo.

Per queste considerazioni alcuni scienziati ebbero ripugnanza ad ammettere l'ipotesi del Poynting. Ma se non bisogna lasciarsi da essa trascinare a deduzioni troppo affrettate, è certamente « una esagerazione il credere con Hertz che il principio della « continuità dell'energia, quale fu nettamente delineato dal « Poynting, non trovi ancora nella scienza attuale un terreno « preparato ».

143. – La trasmissione dell'energia si fa realmente nel dielettrico e non nel conduttore. — Dall'ipotesi di Poynting abbiamo dedotto che la trasmissione dell'energia si fa nel dielettrico e non nel conduttore; ma neppure questa conseguenza si può ritenere rigorosamente dimostrata, perchè noi possiamo sempre scegliere un vettore A' a distribuzione solenoidale, tale che il risultante di A e di A' sia diverso da *zero* in un conduttore perfetto; in tale ipotesi l'energia si trasmetterebbe anche nel conduttore. Possiamo dire che questa seconda ipotesi è meno semplice e meno probabile di quella di Poynting, ma nulla ci autorizza ad asserire che l'una piuttosto che l'altra sia verificata.

Del resto, anche senza ricorrere ad astrazioni scientifiche, « il fatto che il dielettrico ha la funzione essenziale nella tra« smissione dell'energia elettromagnetica, si presenta come natu« rale, quasi come intuitivo, a chi, dopo di aver accettato il « concetto di Faraday, che sta a base della teoria maxwelliana, « il concetto cioè che non vi abbiamo forze a distanza, esami« nasse con semplici argomentazioni di buon senso un impianto « di trasmissione.

« Consideriamo infatti un impianto di trasmissione costituito « da una dinamo generatrice e da un motore elettrico collegato « in circuito con questa per mezzo di due fili metallici.

« Se le due macchine sono di quelle ove i fili partono da « spazzole appoggiate alle parti metalliche mobili, vi ha tra i « due alberi rotanti continuità così del metallo come del die« lettrico, e perciò si può fare tanto l'ipotesi che l'energia si « trasmetta nell'interno dei fili, quanto quella che essa si tra« smetta all'esterno. La difficoltà di capire il meccanismo della « trasmissione è la stessa nelle due ipotesi, perchè come fuori « dei fili, così dentro di essi nessun movimento è visibile.

« Ma possiamo considerare casi nei quali sussiste la conti-
« nuità soltanto del dielettrico, o soltanto del metallo e da
« questi possiamo dedurre criteri sicuri per la scelta fra le due
« ipotesi.

« Si ha la continuità del solo dielettrico, e non quella del
« metallo nel caso di una trasmissione da una dinamo alter-
« natrice ad armatura fissa ad un motore a corrente alternante
« del medesimo tipo. In questo caso infatti la continuità metal-
« lica può esistere solo fra le parti fisse delle due macchine,
« le quali consistono, come si sa, in due corone di spirali;
« la continuità non esiste fra queste parti fisse e le mobili, le
« quali sono, come si sa, due stelle di magneti portate da
« alberi e giranti dentro delle due corone; queste due stelle
« girano nelle due corone di spirali senza toccarle, girano nel-
« l'aria. Ebbene, quantunque manchi la continuità metallica,
« tuttavia le due stelle si trasmettono dall'una all'altra il mo-
« vimento, esattamente come farebbero due ruote dentate
« imboccanti l'una nell'altra. Dunque alla trasmissione non è
« necessaria la continuità del metallo; lo strato di isolante che
« avviluppa tutta la parte mobile della dinamo e quella che
« avviluppa tutta la parte mobile del motore non impediscono
« la trasmissione, il dielettrico si lascia attraversare dall'energia
« elettromagnetica. La cosa risulta anche più evidente se, invece
« che ad una trasmissione diretta pensiamo ad una trasmis-
« sione indiretta con trasformatori. Allora infatti non esiste
« continuità metallica nemmeno tra le parti fisse delle due
« macchine ».

« Consideriamo ora un caso nel quale sia interrotta la con-
« tinuità dell'isolante: immaginiamo che la camera dove è la
« dinamo, o quella dove è il motore, od entrambe siano tap-
« pezzate con un grosso strato di metallo che non lasci sco-
« perta nè sulle pareti laterali, nè sul pavimento, nè sul soffitto
« alcuna parte isolante. In questo caso non è più possibile
« nessuna trasmissione; noi non possiamo, in questo caso, far
« uscire anche solo un briciolo di energia elettromagnetica
« dalla camera ove è la dinamo, nè possiamo farne entrare un
« briciolo in quella dove è il motore. La parete metallica non

« lascia passare l'energia elettromagnetica; questa non esce o « non entra nella stanza, se non alla condizione che vi sia una « finestrina ove possa passare; e questa finestrina è aperta al- « l'energia se è chiusa solo da materia isolante, come le finestre « delle nostre abitazioni sono aperte alla luce quando sono « chiuse solamente con vetri. L'energia può penetrare in parte « nel metallo della parete, ma quivi rimane trasformata in « calore, e soltanto in questo stato potrà poi passare dall'altra « parte. Se il metallo costituente la parete potesse essere un « perfetto conduttore, se non avesse una resistenza specifica, « nemmeno questo fatto avverrebbe, l'energia elettromagnetica « non penetrerebbe nemmeno nell'interno di esso; un perfetto « conduttore sarebbe per l'energia elettromagnetica un perfetto « ostruttore. Se fosse completamente vero il fatto che notevoli « ricerche di Dewar e Fleming fanno prevedere, che cioè alla « temperatura dello zero assoluto la resistenza specifica dei « metalli si annulla, si potrebbe dire che una parete metallica « allo zero assoluto non solo costituirebbe uno schermo perfetto « per l'energia elettromagnetica, ma non si lascierebbe nem- « meno penetrare da essa, per effetto diretto di essa non po- « trebbe essere riscaldata, e rimarrebbe invariabilmente allo « zero assoluto. È adunque forza concludere che delle due « ipotesi, che l'energia elettromagnetica viaggi nel metallo, o « che viaggi fuori del metallo nel dielettrico, solamente la se- « conda è accettabile. Lo scaldarsi che fanno i fili metallici « congiungenti la stazione generatrice colla ricettrice, non in- « firma questa ipotesi; anche nei congegni della ordinaria « meccanica non sono già gli organi trasmettitori quelli che si « scaldano, ma sono i perni, i cuscinetti, le guide, le rotaie ».

Ci siamo essenzialmente riferiti a correnti alternative, che si prestano effettivamente meglio per le considerazioni relative alla trasmissione dell'energia, perchè in esse si possono seguire le variazioni delle condizioni del mezzo dielettrico, mentre nelle correnti continue tali condizioni sono costanti.

Nelle correnti alternative una larga serie di osservazioni e di fenomeni valgono a confermarci sempre meglio nel concetto che il dielettrico è la sede e il veicolo dell'energia.

Così, ad esempio, il fenomeno dello *skin-effect*, per il quale una corrente di grande frequenza si localizza presso alla superficie del conduttore e non si distribuisce in modo uniforme su tutta la sezione, si presenta come intuitivo dopo le considerazioni che noi abbiamo fatte. Si è visto che l'energia in massima parte viaggia parallelamente al conduttore, e solo in piccola parte converge dall'esterno verso l'interno di esso, e vi si dissipa. Ora se la corrente è rapidamente variabile, l'energia non ha tempo di penetrare molto addentro nel conduttore, ed è quindi naturale che i suoi effetti siano limitati alla superficie.

Il fenomeno è del resto paragonabile a quanto avviene nella trasmissione del calore. Così, ad esempio, le variazioni di temperatura che si verificano alla superficie della terra, si propagano solo a piccola profondità.

Il paragone, che un tempo comunemente si stabiliva fra una corrente elettrica ed una corrente di liquido entro ad un tubo, sta solo in quanto che in entrambi i casi si ha un trasporto di energia, ottenuto per mezzo di uno spostamento di masse elettriche nel primo caso, di masse materiali nel secondo. Ma affatto diverso è il meccanismo col quale nei due casi si effettua il trasporto dell'energia.

Infatti nella corrente di liquido l'energia viaggia all'interno del tubo trasportata come forza viva dalle masse fluide, e solo in parte viene trasmessa alle pareti del tubo, e dissipata per attriti; nella corrente elettrica invece l'energia viaggia all'esterno del conduttore, e solo in parte viene a questo trasmessa ed ivi dissipata per effetto JOULE. Mentre la velocità del liquido è massima sull'asse del tubo, la densità della corrente è invece massima alla superficie del conduttore.

144. – Considerazioni generali sulle teorie precedenti. — Dal complesso delle teorie e delle considerazioni che siamo venuti svolgendo, siamo portati a ritenere che le radiazioni sia luminose, sia termiche, sia elettromagnetiche si propaghino nell'etere; e se, come già divinava il LAMÉ, « verrà un giorno nel « quale si dovranno spiegare per mezzo dell'etere anche le forze « nei corpi elastici », quel giorno si dovrà dire in modo generale che il mezzo nel quale si trasmette l'energia sotto qualunque forma, è uno solo, l'etere che riempie tutto lo spazio.

Uno solo è il veicolo dell'energia, sebbene diversi siano i modi in cui la trasmissione si effettua dipendentemente dai diversi modi in cui l'energia è prodotta. Così, ad esempio, la teoria di MAXWELL, e le esperienze di HERTZ hanno reso omai indubitabile questo fatto: « il mezzo che trasmette l'energia dall'al-« bero di una ruota idraulica a quello di un motore lontano, o « dal focolare di una motrice a vapore alle punte dei carboni « fra le quali brilla l'arco voltaico od ai fili di carbone splen-« denti nei palloncini delle lampade ad incandescenza, è quel « medesimo, attraverso al quale, e per opera del quale viene « dal sole a noi pressochè tutta l'energia di cui disponiamo su « questa terra ».

Correnti alternative, oscillazioni hertziane e radiazioni termiche e luminose non sono in sostanza che forme diverse d'uno stesso fenomeno; le differenze stanno unicamente nei parametri, cioè nelle grandezze numeriche, ed essenzialmente nella frequenza.

Che il valore della frequenza possa bastare a spiegare le grandi differenze nei fenomeni che abbiamo citati, facilmente si comprende pensando all'influenza che, come si è visto, ha questo valore sulle oscillazioni direttamente prodotte con mezzi elettrici. Infatti le correnti alternative industriali, la cui frequenza varia in media fra 15 e 100, si trasmettono con un conduttore precisamente come le correnti continue; tutta la sezione del conduttore è ugualmente utilizzata, alla resistenza effettiva reale si aggiunge però la resistenza induttiva, il cui valore cresce col crescere della frequenza. Ma se si considerano frequenze di molto superiori, come ad esempio quelle delle correnti di scarica dei condensatori, non viene più utilizzata tutta la sezione dei conduttori, la resistenza induttiva è pure grandissima, cosicchè è enorme la indipendenza che il conduttore presenta alla corrente, e questa può più facilmente trasmettersi nel dielettrico che non nel conduttore. Se si potessero raggiungere frequenze di gran lunga superiori, sino ai valori corrispondenti al calor raggiante ed alla luce, tali correnti più non potrebbero trasmettersi nel conduttore, ma solo nel dielettrico. Mentre nelle correnti di bassa frequenza si ha nei conduttori un mezzo semplice per guidare la propagazione dell'energia, le oscillazioni di alta frequenza non si possono più guidare se non con mezzi ottici, specchi, lenti, prismi, ecc.

Notiamo di passaggio l'importanza che potrebbe avere questa osservazione.

Se la luce non è altro che una oscillazione elettromagnetica, è naturale l'idea che si possa con una corrente elettrica di alta frequenza produrre direttamente la luce, senza passare per l'intermediario del calore, a produrre il quale si perde attualmente la maggior parte dell'energia. Senza discutere sulla maggiore o minor probabilità che si possa giungere a questo risultato, possiamo però dire che una tale corrente non potrebbe certo trasmettersi per mezzo di conduttori, quindi il problema andrebbe piuttosto posto in questi termini: trovare un apparecchio per la trasformazione di una corrente di piccola frequenza, atta a trasmettersi colle reti ordinarie, in corrente di alta frequenza capace di dare direttamente la luce.

« Intorno al meccanismo della trasmissione dell'energia nel-
« l'etere si è cercato e si va cercando di diffondere alcune delle
« idee fondamentali per mezzo di finzioni o di modelli mecca-
« nici, alcuni dei quali, segnatamente quelli di Fitzgerald e di
« Lodge, hanno indubbiamente contribuito in larghissima misura
« a popolarizzare le nuove teorie. Ma questi sono artifizi utili
« soltanto per aiutare nei primi passi gli studiosi meno adde-
« strati alle astrazioni matematiche. Meno imperfettamente, ed
« in un campo più elevato, giovano a delineare le idee sulle
« proprietà dell'etere e sul meccanismo della trasmissione le
« ricerche teoriche, colle quali, in forma matematica, si confron-
« tano le proprietà del mezzo elettromagnetico con quelle dei
« corpi elastici, o si cercano le proprietà meccaniche che si
« dovrebbero attribuire ad un corpo acciocchè i suoi movimenti
« potessero soddisfare alle equazioni di Maxwell o di Hertz.
« Tali ricerche possono anche avere un'importanza grande per
« sè, perchè la dimostrazione di un'analogia, o di una differenza,
« è per sè stessa un trovato scientifico. Ma se si considerano
« come teorie elettromagnetiche, anche queste hanno puramente

« il carattere di modelli provvisori, l'ufficio dei quali è somi-
« gliante a quello dei ponti di servizio che si adoperano nei
« lavori architettonici; necessari durante la costruzione, questi
« ponti debbono essere demoliti ad opera finita: lasciati in posto
« impedirebbero la vista dell'edificio. Le equazioni di MAXWELL
« o quelle di HERTZ compendiano quella parte delle nostre no-
« zioni intorno al mezzo elettromagnetico, la quale è fin d'ora
« nello stato attuale della scienza, riducibile a forma precisa:
« esse compendiano quanto effettivamente si sa per esperienza
« intorno alle proprietà meccaniche del mezzo. Conoscendo
« quelle equazioni, noi siamo autorizzati a dire che conosciamo
« l'etere, col medesimo diritto col quale diciamo di conoscere
« le proprietà dei corpi elastici, perchè conosciamo le equazioni
« che reggono l'equilibrio ed il moto di essi. Una teoria mec-
« canica dell'etere può essere legittima se si accorda con quelle
« equazioni; ma non può aggiungere nulla a ciò che esse dicono
« o, se aggiunge, aggiunge troppo. Le equazioni di MAXWELL e
« di HERTZ costituiscono da sè una teoria meccanica, una teoria
« meccanica larga senza una precisa specificazione del mecca-
« nismo; una così detta interpretazione meccanica di essa non
« fa che specificare il meccanismo, ed ha maggior probabilità
« di allontanarla dal vero, che non di avvicinarla ad esso. Una
« teoria è tanto più probabile quanto più è astratta. Se essa si
« traduce in equazioni rispondenti ai fatti direttamente dati dalla
« esperienza, essa è quanto oggi si può desiderare. Il progresso
« sta nel fare che le equazioni abbraccino domani un più largo
« numero di fatti sperimentali ».

« il carattere di mezzi provvisorî, simili a quelli rasso-
« miglianti a quelli dei ponti di servizio che si adoperano nei
« lavori architettonici necessari durante la costruzione; questi
« ponti debbono essere demoliti ad opera finita; lasciati in posto
« impedirebbero la vista dell'edificio. Le equazioni di Maxwell
« o quelle di Hertz compendiano quella parte delle opere ag-
« giunte intorno al mezzo elettromagnetico, la quale, fin d'ora
« nello stato attuale della scienza, è ridotta a forma precisa
« e compendiano quanto effettivamente si sa per esperienza
« intorno alle proprietà macroscopiche del mezzo. Conoscendo
« quelle equazioni noi siamo autorizzati a dire che conosciamo
« l'etere, col medesimo diritto col quale diciamo di conoscere
« le proprietà dei corpi elastici perchè conosciamo le equazioni
« che reggono l'equilibrio ed i moti di essi. Una teoria mec-
« canica dell'etere può essere legittima se si accorda con quelle
« equazioni: ma non può aggiungere nulla a ciò che esse dicono
« e, se aggiunge, aggiunge troppo. Le equazioni di Maxwell e
« di Hertz costituiscono di per sè una teoria meccanica, una teoria
« meccanica larga, senza una precisa specificazione sul mecca-
« nismo; una costruita interpretazione meccanica di esse può
« lo sbaglio oltrepassare il meccanismo, ed ha maggiore probabilità
« di allontanarsi dal vero, che non di avvicinarsi ad esso. Una
« teoria è tanto più probabile quanto più è astratta. Se essa si
« traduce in equazioni rispondenti ai fatti direttamente dati dalla
« esperienza, essa è quanto ogni si può desiderare. Il progresso
« sta nel fare che le equazioni abbraccino d'ora in poi un più largo
« insieme di fatti sperimentali ».

APPENDICE

NOZIONI SOMMARIE SULLE UNITÀ DI MISURA ELETTRICHE E MAGNETICHE.

1. — Unità empiriche ed unità derivate. Sistema assoluto C. G. S. — Il numero che dà la *misura* di una grandezza esprime il rapporto fra questa grandezza ed un'altra della stessa specie, che si sceglie come termine di confronto, e si dice *unità di misura.*

Per procedere alla misura di una grandezza bisogna anzitutto aver scelta l'unità di misura per le grandezze di quella data specie.

Si può assumere come unità una qualunque fra le grandezze di quella specie ad arbitrio; alle unità così scelte si dà il nome di *empiriche* od *arbitrarie.* Un campione empirico deve essere permanente, cioè non deve alterarsi nè col tempo nè col variare delle condizioni fisiche, di guisa che tutte le misure fatte con quella unità risultino fra di loro paragonabili; inoltre deve essere facilmente trasportabile e facilmente riproducibile.

Si può ancora definire un'unità di misura per mezzo delle relazioni matematiche che passano fra quella ed altre unità di natura diversa già precedentemente stabilite. Le unità così definite si dicono *derivate;* rispetto ad esse le unità prima stabilite si dicono *fondamentali.*

Nel definire le unità di misura per un dato sistema di grandezze, si potrà scegliere un certo numero di unità empiriche fondamentali, e da queste dedurre tutte le altre come unità derivate. Per la difficoltà di stabilire i campioni empirici in modo che soddisfino alle volute condizioni di permanenza, un sistema di misura è tanto migliore quanto minore è il numero delle unità empiriche. Il minimo numero di unità empiriche per un dato sistema dipende dalla natura delle grandezze che si hanno a misurare. Così nelle questioni di geometria basta il concetto di spazio ed è sufficiente l'unità empirica di *lunghezza;* nelle questioni di cinematica si introduce un nuovo concetto fondamentale, quello di tempo, ed è quindi necessaria l'unità arbitraria di *tempo;* nelle questioni di meccanica, in cui si introduce ancora il concetto di massa, bisogna definire una terza unità arbitraria, quella di *massa.*

Un sistema che si fondi unicamente sulle tre unità empiriche di lunghezza, massa e tempo dicesi *sistema assoluto di misura.*

Gauss per primo introdusse nella scienza il concetto di misure assolute applicandolo alle misure magnetiche; Kirchhoff indicò la possibilità di ridurre le misure elettriche a sistemi assoluti; spetta a Guglielmo Weber il merito di aver stabilito in modo rigoroso questi sistemi di misura.

Se indichiamo in generale con L, M, T i campioni empirici fondamentali di lunghezza, massa e tempo, un'unità derivata qualunque si può sempre, a meno di fattori costanti, porre sotto la forma

$$L^\alpha\ M^\beta\ T^\gamma,$$

nella quale gli esponenti α, β, γ sono numeri qualunque, positivi, negativi o nulli, intieri o frazionari. Questa espressione simbolica dà la legge colla quale varia l'unità derivata al variare delle unità fondamentali; si dice che essa esprime le *dimensioni* dell'unità derivata.

Un sistema assoluto è pienamente stabilito quando siano fissate le unità empiriche di lunghezza, massa e tempo, e siano note le equazioni di dimensione che legano a queste tre fondamentali le varie grandezze a considerarsi.

Se A è il valore dell'unità derivata nel sistema basato sui campioni empirici L, M, T, e si prendono come nuovi campioni empirici L', M', T', l'unità derivata assume un nuovo valore A tale che

$$\frac{A'}{A} = \left(\frac{L'}{L}\right)^\alpha \left(\frac{M'}{M}\right)^\beta \left(\frac{T'}{T}\right)^\gamma.$$

Se n è il numero che dà la misura di una grandezza nell'unità A la stessa grandezza nell'unità A è espressa dal numero n' tale che

$$n\,A = n'\,A', \qquad \frac{n'}{n} = \frac{A}{A'}.$$

Il rapporto dei valori numerici di una stessa grandezza è uguale al rapporto inverso delle unità rispettive.

La « British Association for Advancement of Sciences » prescelse come unità fondamentali di lunghezza, di massa e di tempo, il *centimetro,* la massa di un *gramma,* ed il *minuto secondo;* queste stesse unità furono adottate definitivamente ed ufficialmente dal Congresso Internazionale degli Elettricisti tenuto in Parigi nel 1881, nel quale si è pure convenuto di indicare le unità derivate di questo sistema semplicemente col simbolo C. G. S., senza dar loro speciali denominazioni; solo si credette di fare eccezione per le unità di forza e di lavoro, che furono rispettivamente chiamate *dina* ed *erg*.

Un sistema assoluto di misura basato sulle unità fondamentali centimetro, gramma, secondo, dicesi *sistema C. G. S.*, o *sistema centimetrico.*

2. — **Grandezze geometriche, cinematiche e meccaniche.** — È opportuno premettere le dimensioni e le unità C. G. S. delle principali grandezze che si considerano nella geometria, nella cinematica e nella meccanica.

Grandezze	Dimensioni	Unità C. G. S.
Geometria :		
Angolo piano e solido	*numero*	—
Lunghezza	L	cm
Superficie	L^2	cm^2
Volume	L^3	cm^3
Cinematica :		
Tempo	T	sec.
Velocità	$L\,T^{-1}$	$\frac{\text{cm}}{\text{sec.}}$
Accelerazione	$L\,T^{-2}$	$\frac{\text{cm}}{\text{sec.}^2}$
Meccanica :		
Massa	M	gr
Forza	$L\,M\,T^{-2}$	$\frac{\text{cm gr}}{\text{sec.}^2}$
Lavoro . . . . Energia . . . . Forza viva	$L^2\,M\,T^{-2}$	$\frac{\text{cm}^2\text{ gr}}{\text{sec.}^2}$
Potenza motrice	$L^2\,M\,T^{-3}$	$\frac{\text{cm}^2\text{ gr}}{\text{sec.}^3}$

Per gli usi pratici le unità C. G. S. di potenza motrice e di lavoro risultano troppo piccole; perciò fu stabilito di mantenere come base il sistema C. G. S., ma di moltiplicarne le unità per convenienti potenze di 10; per tal modo si adottò:

come unità di lavoro il *joule* $= 10^7$ erg,

come unità di potenza il *watt* $= 10^7 \dfrac{\text{erg}}{\text{sec.}}$.

Queste sono le unità usate dagli elettricisti; invece i meccanici usano come unità di forza, di lavoro e di potenza rispettivamente il kilogramma, il kilogrammetro ed il cavallo-vapore, o il horse-power (*): nello studio dei fenomeni termici si esprimono le quantità di calore (energia termica) in calorie; inoltre nella pratica tecnica si adotta di regola come unità di potenza il kilowatt, e di energia il kilowattora. È quindi necessario conoscere i rapporti fra queste varie unità.

Detta g la gravità in $\dfrac{m}{\text{sec.}^2}$:

kg.	$= 10^5\ g$ dine	
kgm	$= 10^7\ g$ erg.	$= g$ joule
cav	$= 10^7\ 75\ g \dfrac{\text{erg}}{\text{sec.}}$.	$= 736$ watt
HP	$= 550$ foot-pound . . .	$= 746$ watt
joule.	$= 10^7$ erg	$= \dfrac{1}{g}$ kgm
watt	$= 10^7 \dfrac{\text{erg}}{\text{sec.}}$.	$= \dfrac{1}{736}$ cav
kilowatt. . .	$= 10^{10} \dfrac{\text{erg}}{\text{sec.}}$.	$= 1{,}36$ cav
caloria	$= 427$ kgm	$= 427\ g$ joule
kwora.	$= 3600.10^3$ joule	$= 367.10^3$ kgm
kwora.	$= 860$ calorie.	

3. — **Grandezze magnetiche.** — Noi non sappiamo quali siano effettivamente le dimensioni fisiche delle grandezze magnetiche, nè potremmo saperlo, perchè sarebbe necessario conoscere prima l'essenza e la natura fisica dello stesso magnetismo. Se però si scelgono ad arbitrio le dimensioni di una di queste grandezze, risultano determinate le dimensioni di tutte le altre, e si può su queste basi

(*) Il Congresso di Parigi dei meccanici (1889) adottò come unità di potenza il *poncelet* che è uguale a 100 kgm per sec.

stabilire il sistema di misura. Le grandezze magnetiche si possono dunque ridurre in infiniti modi a sistema assoluto di misura; è naturale che fra tutti si sia adottato quel sistema che porta la maggior semplificazione nelle formule e nei calcoli. Nella trattazione dei campi magnetici è fondamentale la formula di Coulomb, la cui costante k entra in quasi tutte le relazioni fra le grandezze magnetiche. Si convenne perciò di considerare questa grandezza come un semplice numero privo di dimensioni.

Si è visto [62] come, partendo da questa ipotesi fondamentale, si possa col procedimento di Gauss dedurre dalla formula di Coulomb l'unità di massa, e quindi le sue dimensioni. Le dimensioni di tutte le altre grandezze magnetiche risultano allora direttamente dalle relazioni che passano fra di esse.

Dimensioni delle grandezze magnetiche.

Fattore k della formula di Coulomb	*numero*
Massa magnetica	$L^{\frac{3}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$
Intensità del campo magnetico	$L^{-\frac{1}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$
Flusso di forza magnetica	$L^{\frac{\ }{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$
Potenziale magnetico	$L^{\frac{1}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$
Densità del magnetismo	$L^{-\frac{1}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$
Momento magnetico di un magnete	$L^{\frac{\ }{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$
Intensità della magnetizzazione.	$L^{-\frac{1}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$
Forza definita elettromagneticamente	$L^{-\frac{1}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$
Induzione magnetica	$L^{-\frac{1}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$
Suscettività magnetica	*numero*
Permeabilità magnetica	*numero*
Spostamento magnetico	$L^{-\frac{1}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$
Riluttività	*numero*
Riluttanza	L^{-1}
Potenza di una lamina	$L^{\frac{\ }{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$

1. — **Grandezze elettriche.** — Delle grandezze elettriche, come delle grandezze magnetiche, non sono note le dimensioni fisiche, ma si possono costituire infiniti sistemi assoluti di misura, scegliendo ad arbitrio le dimensioni di una qualunque. Anche qui è naturale che si scelga il sistema in modo da ottenere la massima semplificazione nelle formule e nei calcoli.

In un campo elettrico in equilibrio, al pari che in un campo magnetico, ha importanza capitale la formula di Coulomb; conviene perciò considerare la costante k di questa formula come un semplice numero privo di dimensioni. Invece nella trattazione dei fenomeni dovuti ad elettricità in movimento la semplificazione che si ottiene col supporre k uguale ad un numero è assai piccola; conviene allora considerare come privo di dimensioni il fattore h della formula $\mathfrak{L} = h\,i$ (2) [94], fattore che entra in pressochè tutte le relazioni dell'elettromagnetismo.

È pertanto opportuno lo stabilire due sistemi di misura delle grandezze elettriche: il *sistema elettrostatico*, che parte dall'ipotesi, che il fattore k della formula di Coulomb sia un semplice numero; ed il *sistema elettromagnetico* che tratta come un semplice numero il fattore h della formula $\mathfrak{L} = h\,i$.

Nel primo sistema si definisce nel modo più semplice una quantità di elettricità per mezzo delle forze che si esercitano fra masse elettriche in equilibrio; nel secondo si definisce nel modo più semplice una corrente per mezzo delle sue azioni elettromagnetiche. La scelta di due sistemi di misura corrisponde al fatto che è diverso l'ordine di grandezza delle varie quantità, secondochè si considera elettricità in equilibrio, od elettricità in movimento.

Dimensioni delle grandezze elettriche.

Grandezze	Sistema elettrostatico	Sistema elettromagnetico
Fattore k della form. di COULOMB	*numero*	$L^{2} T^{-2}$
Quantità di elettricità	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}}$
Densità elettrica superficiale . .	$L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{-\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}}$
Intensità del campo elettrico . .	$L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}$
Flusso di forza elettrica	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{5}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}$
Potenziale elettrico	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}$
Spostamento elettrico	$L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{-\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}}$
Capacità elettrostatica	L	$L^{-1} T^{2}$
Costante dielettrica	*numero*	$L^{-2} T^{2}$
Forza elettromotrice	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}$
Intensità di corrente	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}$	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$
Resistenza elettrica	$L^{-1} T$	$L T^{-1}$
Resistività	T	$L^{2} T^{-1}$
Conduttanza	$L T^{-1}$	$L^{-1} T$
Conduttività	T^{-1}	$L^{-2} T$
Fattore h della formula $\mathfrak{L} = h i$.	$L^{-1} T$	*numero*
Coefficiente di induzione mutua .	$L^{-1} T^{2}$	L
» » propria .		
Impedenza	$L^{-1} T$	$L T^{-1}$
Reattanza		

5. — **Rapporto fra le unità dei due sistemi.** — La coesistenza di due sistemi non porta praticamente alcuna complicazione, perchè si può sempre passare dall'uno all'altro, quando siano noti i rapporti fra le unità dei due sistemi.

Se si indica con v il rapporto fra l'unità elettromagnetica C. G. S. e l'unità elettrostatica C. G. S. di quantità di elettricità, i rapporti fra le altre unità si possono facilmente esprimere in funzione di v.

Rapporti fra le unità elettromagnetiche C. G. S. e le unità elettrostatiche C. G. S. delle principali grandezze elettriche.

Quantità di elettricità	v
Intensità di corrente	
Forza elettrica	
Potenziale	$\frac{1}{v}$
Forza elettromotrice	
Capacità	v^2
Resistenza	
Coefficiente di induzione mutua	$\frac{1}{v^2}$
» » propria	

Fra i valori di una stessa grandezza espressi nei due sistemi passano i rapporti inversi. Tenendo conto delle dimensioni di una stessa grandezza nei due sistemi si ricavano le dimensioni di v, che sono quelle di una velocità.

La media dei valori sperimentali di v coincide colla media dei valori ricavati dai varii sperimentatori per la velocità della luce:

$$v = 3.\ 10^{10} \text{ cm per sec.}$$

Il Maxwell dà una rappresentazione fisica notevole di questo rapporto v come velocità. Perciò studia le azioni che si esercitano fra masse elettriche omonime, quando i corpi su cui sono distribuite si muovono su traiettorie parallele, ammettendo che all'azione elettrostatica si aggiunga un'azione elettrodinamica analoga a quella che si esercita fra due correnti (*). Quando le masse omonime sono distribuite uniformemente su due piani paralleli che si muovono

(*) Questa deduzione ingegnosa fu confermata dalle esperienze di Rowland, il quale per mezzo di un disco dielettrico in rapida rotazione constatò l'azione di una corrente di convenzione sull'ago magnetico.

colla velocità v, le due azioni opposte elettrostatica ed elettrodinamica sono uguali e si elidono.

La teoria elettromagnetica della luce e le esperienze di HERTZ hanno poi dimostrato in modo non dubbio che v è la velocità con cui si propagano le radiazioni elettromagnetiche, termiche e luminose in un mezzo nel quale la costante dielettrica e la permeabilità magnetica sono uguali all'unità.

6. — **Sistema pratico di misura.** — Per la pratica industriale le unità del sistema elettromagnetico C. G. S. sono troppo grandi o troppo piccole, cosicchè le grandezze pratiche risulterebbero espresse da numeri grandissimi, o da piccole frazioni. Per ciò il sistema pratico si fonda bensì sul sistema elettromagnetico C. G. S., ma le varie unità si moltiplicano per convenienti potenze di 10, in modo da ridurle ad avere lo stesso ordine di grandezza delle quantità da misurarsi. Stabiliti questi coefficienti per due delle unità, risultano subito determinati per tutte le altre. Le denominazioni (*) di queste unità furono ricavate dai nomi dei più illustri elettricisti.

Per tal modo le *unità pratiche* per le principali grandezze elettriche sono:

per le resistenze . . . . *ohm* . . . $= 10^9 \dfrac{\text{cm}}{\text{sec.}}$

per le forze elettromotrici e le differenze di potenziale } *volt* . . . $= 10^8 \dfrac{\text{cm}^{\frac{3}{2}}\,\text{gr}^{\frac{1}{2}}}{\text{sec.}^2}$

per le intensità di corrente . *ampère* . $= \dfrac{\textit{volt}}{\textit{ohm}}$ . . . . . $= 10^{-1} \dfrac{\text{cm}^{\frac{1}{2}}\,\text{gr}^{\frac{1}{2}}}{\text{sec.}}$

per le quantità di elettricità . *coulomb* $=$ *ampère* sec. $= 10^{-1}\,\text{cm}^{\frac{1}{2}}\,\text{gr}^{\frac{1}{2}}$

per le capacità elettrostatiche . *farad* . . $= \dfrac{\textit{coulomb}}{\textit{volt}}$ . . $= 10^{-9} \dfrac{\text{sec.}^2}{\text{cm}}$

per i coefficienti d'induzione mutua e propria } *henry* . . $= \dfrac{\textit{volt}\ \text{sec.}}{\textit{ampère}}$ . . $=$ sec. *ohm* $=$

$= 10^9$ cm $=$ quadr. terr.

(*) Queste denominazioni si devono ritenere indeclinabili nella lingua italiana; si scriverà quindi, anche al plurale, *volt*, *ampère*, *watt*, ecc. Il professore GALILEO FERRARIS seguì e raccomandò sempre questo sistema, come il più consono all'indole della lingua nostra. Del resto l'aggiunta dell'*s* come distintivo del plurale non è neppure generale nelle lingue straniere; poichè i tedeschi scrivono anche al plurale volt, ampère, watt, ecc.

Questi coefficienti per le unità pratiche, come pure i nomi di *ohm, volt e fasad*, proposti dalla « British Association », furono ufficialmente adottati del Congresso di Parigi del 1881, il quale stabilì pure le denominazioni di *ampère* e *coulomb*. La denominazione di *henry* fu adottata dal Congresso di Chicago del 1893; prima l'unità di induttanza era detta *quadrante* o *secohm*.

Il Congresso di Parigi del 1881 adottò pure in modo ufficiale per i multipli delle unità del sistema pratico, le stesse denominazioni che nel sistema metrico, aggiungendovi le denominazioni *mega* e *micro* ad indicare il multiplo 10^6 ed il sottomultiplo 10^{-6}.

Il sistema pratico, che si è dedotto dal sistema elettromagnetico C. G. S., si può ancora considerare come un sistema elettromagnetico assoluto avente per unità fondamentali:

$$L = 10^9 \text{ cm.} = \text{quadrante},$$
$$M = 10^{-11} \text{ gr.}$$
$$T = \text{sec.}$$

Importa notare che il *joule* ed il *watt* sono le unità di lavoro e di potenza in questo sistema; esse si possono definire, come abbiamo visto, indipendentemente da ogni considerazione elettrica per mezzo della unità C. G. S. e di opportuni coefficienti, e potrebbero quindi essere adottate da tutti i meccanici.

7. — Misure assolute e misure relative. Campioni delle unità pratiche. — Per eseguire la misura di una grandezza in un sistema assoluto si può procedere in due modi distinti:

1° Si può determinare il valore della grandezza facendo uso soltanto dei campioni di lunghezza, massa e tempo, cioè unicamente per mezzo di determinazioni geometriche e meccaniche: la misura si dice allora *assoluta*.

2° Si può ancora stabilire prima un campione che rappresenti l'unità per le grandezze di quella specie e poi determinare il valore della grandezza, confrontandola direttamente con questo campione; queste si dicono misure *relative*.

Delle grandezze elettriche si possono eseguire misure assolute, ma, per le difficoltà che esse presentano, nella pratica industriale è necessario ricorrere a misure relative; per ciò non bastava aver date le definizioni astratte delle varie unità, ma bisognava stabilire dei campioni, che la rappresentassero in modo abbastanza rigoroso per l'uso pratico.

Collo sviluppo delle applicazioni elettrotecniche, prima ancora che si pensasse a sistemi assoluti di misura, si era presentata la necessità di avere dei campioni di resistenza e perciò le case costruttrici di apparecchi avevano stabiliti dei campioni arbitrarii, nessuno dei quali soddisfaceva alle volute condizioni di permanenza. Il Siemens adottò come unità la resistenza di una colonna di mercurio purissimo della sezione di 1 mm^2 e della lunghezza di 1 m alla temperatura di 0°. L'unità di Siemens, che si indica con (*U. S.*), ha il grave inconveniente di essere un campione puramente empirico, che non è in relazione con alcun sistema di misura; presenta però le proprietà necessarie a costituire un buon campione, perchè è costante col tempo, dipendendo le variazioni solo dalla colonna di vetro, e di più è facilmente riproducibile, potendosi ritenere che varii campioni di mercurio, purchè preparati abbastanza accuratamente, presentino la stessa resistività indipendentemente dalle piccole impurità che possono contenere.

Per queste ragioni la « British Association » propose di adottare, per costituire il campione dell'*ohm*, la disposizione di Siemens, e nominò una Commissione per stabilire quale fosse la lunghezza della colonna di mercurio di 1 mm^2 di sezione, la cui resistenza fosse uguale all'*ohm*; tale lunghezza fu stabilita in cm 104,83. Questa unità, che non corrisponde esattamente all'*ohm* si indica con (*B. A.*). Il Congresso di Parigi, prendendo una media fra le determinazioni dei varii sperimentatori, stabilì che la lunghezza della colonna di mercurio fosse di 106 cm, e diede a questa unità, che non coincide ancora coll'*ohm* teorico, il nome di *ohm legale*. Infine il Congresso di Chicago per definire la colonna di mercurio ne fissò la massa, anzichè la sezione, per determinare la quale è necessario conoscere la densità del mercurio, e di più stabilì che la lunghezza della colonna fosse di cm 106,3; questo campione che più si avvicina all'*ohm* teorico, dicesi *ohm internazionale*.

Come il sistema pratico risultò pienamente definito coll'adozione dei coefficienti per due delle unità, così basterebbe stabilire i campioni di due sole unità; tuttavia per le esigenze tecniche, a facilitare le misure, si trovò conveniente adottare ancora un terzo campione sussidiario, perciò il Congresso di Chicago, oltre al campione dell'*ampère*, stabilì ancora quello del *volt*, fondandosi per il primo sugli effetti voltametrici della corrente, per il secondo sulla f. e. m. di una pila il più che sia possibile costante.

8. — **Conclusioni del Congresso Internazionale di Elettricità di Chicago (1893).** — Si stabilì che ai Governi rappresentati da delegati al Congresso sia raccomandato di adottare formalmente come unità legali di misura elettriche le seguenti:

1° Come unità di resistenza, l'*ohm internazionale*, che è basato sopra l'*ohm* uguale a 10^9 unità di resistenza del sistema C. G. S. di unità elettromagnetiche, ed è rappresentato dalla resistenza offerta ad una corrente elettrica costante da una colonna di mercurio alla temperatura del ghiaccio fondente, della massa di grammi 14,4521, di sezione trasversale uniforme e della lunghezza di centimetri 106,3.

2° Come unità di corrente, l'*ampère internazionale*, che è $^1/_{10}$ dell'unità di corrente del sistema C. G. S. di unità elettromagnetiche, e che è rappresentato abbastanza bene per l'uso pratico dalla corrente costante, che passando attraverso ad una soluzione di nitrato d'argento nell'acqua, e in conformità con le annesse istruzioni (*), deposita argento nella ragione di grammi 0,001118 per minuto secondo.

3° Come unità di forza elettromotrice, il *volt internazionale*, che è la forza elettromotrice, la quale, agendo in modo continuo su di un conduttore la cui resistenza è un *ohm internazionale*, produce una corrente di un *ampère internazionale*, e che è rappresentato abbastanza bene per l'uso pratico da $\frac{1000}{1434}$ della differenza di poten-

(*) Nelle seguenti istruzioni la parola *voltametro ad argento* significa l'apparecchio per mezzo del quale una corrente elettrica è fatta passare attraverso ad una soluzione di nitrato d'argento nell'acqua. Il voltametro ad argento misura la totale quantità di elettricità che è passata durante l'esperimento; notando tale durata si può dedurre il valor medio della corrente rispetto al tempo o, se la corrente è tenuta costante, la corrente stessa. Nell'impiego del voltametro ad argento per misurare correnti di circa un *ampère*, debbono essere adottate le seguenti disposizioni:

Il catodo, su cui l'argento deve depositarsi, deve avere la forma di una tazza di platino di diametro non minore di 10 centimetri e di 4 a 5 cm di profondità. L'anodo deve essere una lamina di argento puro di circa 30 cm^2 di superficie e di 2 o 3 mm. di grossezza.

Questa è sostenuta orizzontalmente nel liquido presso la superficie per mezzo di un filo di platino passato attraverso a fori praticati nella lamina in parti opposte. Per evitare che l'argento disaggregato, che si forma sull'anodo, cada sul catodo, l'anodo deve essere avvolto con carta da filtro pura, assicurata al dorso della lamina per mezzo di ceralacca.

Il liquido deve consistere di una soluzione neutra di nitrato d'argento puro, contenente 15 parti in peso di nitrato su 85 parti di acqua. La resistenza del voltametro varia alcun poco quando passa la corrente. Per evitare che questi cambiamenti abbiano un effetto troppo grande sulla corrente, deve essere inserita nel circuito una conveniente resistenza oltre quella del voltametro. La resistenza metallica totale del circuito non deve essere minore di 10 *ohm*.

ziale fra i poli della pila voltaica conosciuta sotto il nome di pila Clark, ad una temperatura di 15° centigradi, preparata nel modo descritto nell'annessa istruzione (*).

4° Come unità di quantità di elettricità, il *coulomb internazionale*, che è la quantità di elettricità che si trasmette durante un minuto secondo in un circuito percorso da una corrente eguale ad un *ampère internazionale*.

(*) La Commissione nominata dal Congresso di Chicago per stabilire le istruzioni relative alla pila Clark non potè compiere i propri lavori causa la morte del presidente della Commissione stessa von Helmholtz. Riassumiamo però qui le istruzioni quali furono stabilite da un apposito Comitato nominato dall'Accademia delle Scienze di New-York ed ufficialmente adottate per legge dagli Stati Uniti.

Definizioni e proprietà della pila.

L'elettrodo positivo è costituito da mercurio, l'elettrodo negativo da zinco amalgamato, l'elettrolito da una soluzione satura di solfato di zinco e di solfato mercuroso. La forza elettromotrice della pila è di *volt* internazionali 1,434 alla temperatura di 15° C.; e diminuisce di *volt* 0,00115 per un aumento di temperatura di 1° C. fra i 10° C. ed i 25° C.

Descrizione della pila.

Il recipiente di vetro consta di due parti cilindriche che convergono in alto e si riuniscono in un collo comune, chiuso da un turacciolo di vetro smerigliato. Le due parti devono avere un diametro di almeno 2 cm e una lunghezza di almeno 3 cm; al fondo di ognuno di esse è fissato attraverso al vetro un filo di platino del diametro di circa mm 0,4. Il collo deve avere un diametro di almeno cm 1,5.

Sul fondo, in modo da ricoprire perfettamente i fili di platino, si pone da una parte mercurio puro, dall'altra amalgama di zinco contenente 90 parti di mercurio su 10 di zinco. Sul mercurio si dispone uno strato della grossezza di 1 cm di pasta di solfato di zinco e solfato mercuroso. Sopra tale pasta e sopra l'amalgama di zinco si pone uno strato della grossezza di 1 cm di cristalli di solfato di zinco neutro. L'intiero recipiente poi si riempie con soluzione satura di solfato di zinco.

Preparazione delle diverse sostanze.

Mercurio. — Per assicurarne la purezza lo si deve prima trattare con acido al modo usuale ed in seguito distillarlo nel vuoto.

Amalgama di zinco. — Si può usare senza ulteriore preparazione lo zinco noto nell'industria come « commercialmente puro ». L'amalgama deve essere costituita da 90 parti in peso di mercurio, e 10 parti in peso di zinco. Si pongono entrambi in un crogiuolo di porcellana, e si riscaldano a 100° C., agitando moderatamente finchè lo zinco sia completamente disciolto nel mercurio.

Solfato mercuroso. — Il solfato mercuroso, acquistato come puro, contiene spesso come impurità del solfato mercurico. Ora il solfato mercurico in presenza di acqua si decompone in un solfato acido ed in un solfato basico. Quest'ultimo è praticamente insolubile nell'acqua, e la sua presenza in piccola quantità non ha

5° Come unità di capacità elettrostatica, il *farad internazionale*, che è la capacità di un condensatore caricato ad una differenza di potenziale di un *volt internazionale* da una quantità di elettricità uguale ad un *coulomb iuternazionale.*

6° Come unità di lavoro, il *joule*, che è uguale a 10^7 unità di lavoro nel sistema C. G. S., e che è rappresentato abbastanza bene per l'uso pratico dal lavoro fatto in un secondo da un *ampère internazionale* in un *ohm internazionale.*

7° Come unità di potenza, il *watt*, che è uguale a 10^7 unità di potenza nel sistema C. G. S. e che è rappresentato dalla potenza di un *joule* per minuto secondo.

8° Come unità di induttanza, l'*henry*, che è l'induttanza di un circuito nel quale la forza elettromotrice indotta è un *volt internazionale* quando l'intensità della corrente induttrice varia nella ragione di un *ampère* per minuto secondo.

---

influenza sulla forza elettromotrice della pila, mentre invece il solfato acido è solubile nell'acqua e l'acido prodotto ha influenza sulla f. e. m. della pila. Si deve quindi sottoporre il solfato mercuroso ad uno speciale trattamento per rimuovere ogni traccia di solfato mercurico acido.

Perciò si mescola il solfato mercuroso commercialmente puro ad una piccola quantità di mercurio puro, si lava ben bene il tutto con acqua fredda distillata, agitandolo in una bottiglia, si versa l'acqua e si ripete più volte l'operazione. In tal modo l'acido prodotto viene asportato dall'acqua ed il mercurio aggiunto viene intaccato dal solfato mercurico acido formando solfato mercuroso.

Se alla prima lavatura si vede che si è formato molto solfato mercurico basico giallo insolubile, ciò sarà prova che si è in presenza di molto solfato acido, e sarà più prudente ricorrere ad altro solfato mercuroso, anzichè cercare di liberarlo affatto dall'acido con ripetute lavature.

In generale tre lavature sono sufficienti; però, osservando che il solfato mercuroso, quando è quasi affatto libero da acido, prende, con ripetute lavature, una tinta leggermente gialla, dovuta alla formazione di solfato mercuroso basico, si potranno continuare le lavature finchè appare tale tinta. Dopo l'ultima lavatura si toglie per quanto è possibile l'acqua.

Solfato di zinco. — Il solfato di zinco deve essere puro, neutro, cristallizzato e libero da ferro. Si deve quindi liberare da ogni traccia di acido il solfato di zinco. Per ciò si mescola nell'acqua distillata con circa il doppio in peso di cristalli di solfato di zinco puro, e per neutralizzare ogni acido libero si aggiunge ossido di zinco nella proporzione di circa il 2 °/₀ del peso di cristalli di solfato di zinco. I cristalli si sciolgono a fuoco dolce, osservando che la temperatura della soluzione non deve eccedere 30° C. Si aggiunge ancora del solfato mercuroso trattato come sopra, nella proporzione di circa il 12 °/₀ in peso dei cristalli di solfato di zinco, per neutralizzare il rimanente ossido di zinco libero. Si filtra quindi la soluzione mentre è ancora calda.

Pasta di solfato mercuroso e solfato di zinco. — Per preparare tale pasta si comincia ad unire una parte in peso di mercurio a due o tre parti in peso di solfato mercuroso. Se questo è secco lo si mescola quindi con una pasta costituita

9. — **Discussioni al Congresso Internazionale di Elettricità di St-Louis (1904).** — Al Congresso di St-Louis furono sollevate due importanti questioni sopra i campioni delle unità elettriche.

La prima riguarda il campione di f. e. m. che molti, anzichè in base alla pila Clark, vorrebbero definire per mezzo della pila Weston (che ha la f. e. m. di volt internazionali 1,019 alla temperatura di 20° C. e diminuisce di volt 0,000038 per ogni grado di aumento di temperatura). A sostegno della loro proposta portano le seguenti ragioni: il valore fissato a Chicago per la f. e. m. della pila Clark è troppo alto (esperienze eseguite al Reichsanstalt porterebbero a ridurre questo valore alquanto inferiore a volt 1,433): nella pila Clark preparata di fresco la f. e. m. va gradatamente diminuendo sino a raggiungere in circa un mese il valore di regime: la pila Weston presenta una f. e. m. più vicina al valore del volt:

---

da cristalli di solfato di zinco ed una soluzione concentrata di solfato di zinco. Se invece il solfato mercuroso è umido vi si aggiunge solo dei cristalli di solfato di zinco: questi però dovranno essere in eccesso in modo che non abbiano a sciogliersi completamente in seguito. In entrambi i casi il tutto dovrà formare una massa compatta avente disseminati dei cristalli di solfato di zinco e dei globuli di mercurio.

Sarà conveniente rompere i cristalli di solfato di zinco prima di usarli per poter meglio manipolare la pasta.

Costruzione della pila.

Dopo aver ben pulito ed essiccato il recipiente di vetro, lo si pone in una stufa ad acqua calda. Vi si introduce pel collo un sottile tubo di vetro, arrivante sino al fondo di una delle due parti, e largo quanto possono permetterlo le dimensioni del recipiente: tale tubo è destinato ad impedire che nell'introduzione dell'amalgama abbiano a sporcarsi le parti superiori del recipiente. In un crogiolo di porcellana si sarà intanto riscaldata l'amalgama, per introdurre la quale si farà uso di un tubo contagoccie lungo circa 10 cm. Portata la voluta quantità di amalgama in modo da ricoprire perfettamente il filo di platino, si toglie il vaso dalla stufa ad acqua e si lascia raffreddare: l'amalgama aderirà al vetro e presenterà una superficie pulita con splendore metallico. Mediante un tubo contagoccie si introduce poscia il mercurio nell'altra parte del recipiente e quindi la pasta di solfato mercuroso e solfato di zinco, versandola attraverso ad un tubo largo giungente sin quasi sopra al mercurio e fatto in alto ad imbuto. Se la pasta non si muove liberamente nel tubo, la si potrà spingere con una bacchettina di vetro. Su tale pasta e sull'amalgama si pone quindi lo strato di cristalli di solfato di zinco, e in fine si versa sopra la soluzione concentrata di solfato di zinco, attraverso ad un piccolo imbuto, in modo da lasciare il collo del vaso pulito e secco. Per evitare la rottura del recipiente per un innalzamento di temperatura, tale soluzione non dovrà giungere sino a toccare il turacciolo, ma lasciare un piccolo spazio libero. Da ultimo si frega il turacciolo tutt'attorno presso all'estremità con una soluzione alcoolica di ceralacca e lo si preme fortemente in posto.

infine la pila Weston è meno influenzata che non la Clark dalle variazioni di temperatura.

La seconda questione si riferisce ai campioni che si devono adottare come base del sistema pratico campionario. Pure essendo tutti convinti dell'opportunità di stabilire dei campioni pratici per le tre unità *ohm*, *ampère* e *volt* (uno dei quali è necessariamente sussidiario), sostengono alcuni che il sistema pratico dovrebbe basarsi sui campioni dell'*ohm* e del *volt*, anzichè su quelli dell'*ohm* e dell'*ampère*, come fu stabilito a Chicago. I sostenitori di tale idea osservano che una pila campione è di uso più semplice che non un voltametro, e diffatti nella tecnica attuale le misure potenziometriche hanno importanza molto maggiore che non quelle voltametriche. Per contro gli oppositori rilevano che il voltametro è capace di una esattezza superiore a quella della pila campione: mentre in pile identicamente preparate le f. e. m. raramente presentano differenze inferiori ad 1 su 2000, nella misura col voltametro si può abbastanza facilmente ottenere una precisione di 1 su 5000: anzi il Guthe ottenne precisioni di 1 su 20000 usando soluzioni affatto neutre (e perciò non depositando più di 3 gr. di argento per 100 cm^3 della soluzione, perchè questa coll'uso diviene acida), ed inoltre sostituendo attorno all'anodo un vaso poroso alla carta da filtro, le cui sostanze organiche possono agire chimicamente. Su questo punto si può osservare che entrambi i campioni dell'*ampère* e del *volt* si basano su azioni elettrochimiche, più semplici però nel voltametro, che non nella pila: che nel voltametro occorre un solo corpo che più facilmente si può ottenere allo stato di purezza: che infine minore deve essere l'influenza delle impurità del voltametro, perchè queste non dànno luogo a deposito, richiedendo per l'elettrolisi f. e. m. maggiori di quelle dell'argento.

Il Congresso di St-Louis non si è pronunciato su tali questioni e si è limitato a nominare una Commissione internazionale incaricata di studiarle.

L. Ferraris.

INDICE

CAPITOLO I.

Preliminari. — Definizioni e teoremi generali sui vettori.

§ 1°

Campo di un vettore.

§ 2°

Campi di forze.

§ 3°

Campi di forze newtoniane.

CAPITOLO II.

Elettricità.

§ 1°

Equilibrio elettrico.

§ 2°

Corrente elettrica.

CAPITOLO III.

Magnetismo.

§ 1°

Forze magnetiche. Masse magnetiche. Campo magnetico.

§ 2°

Magnetizzazione. Distribuzione del magnetismo nei magneti.

§ 3°

Forze nell'interno di un magnete. Induzione magnetica.

§ 4°

Energia di un campo magnetico.

CAPITOLO IV.

Elettromagnetismo.

§ 1°

Campi magnetici generati da variazioni dello spostamento elettrico.

§ 2°

Forze elettromotrici prodotte da variazioni dello spostamento magnetico.

CAPITOLO V.

Correnti variabili.

§ 1°

Leggi e considerazioni fondamentali.

§ 2°

Correnti alternative.

§ 3°

Correnti di scarica dei condensatori.

CAPITOLO VI.

Propagazione delle perturbazioni elettromagnetiche.

§ 1°

Teoria elettromagnetica della luce di Maxwell.

§ 2°

Esperienze di Hertz.

§ 3°

Propagazione dell'energia in un campo elettromagnetico.

APPENDICE.

Nozioni sommarie sulle unità di misura elettriche e magnetiche.