ATTI

DELLA

REALE ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI

ANNO CCCXIX.

1922

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXXI.

2° SEMESTRE.

BIBLIOTHECA LYNCEORUM

ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL DOTT. PIO BEFANI

1922

Fisica. — *Le equazioni di propagazione di Maxwell per un dielettrico sottoposto ad un campo elettrico e magnetico longitudinali.* Nota del dott. ALDO PONTREMOLI, presentata dal Socio O. M. CORBINO [1].

Sono noti i tre fenomeni, studiati in particolare dal Wiedemann, e per cui un filo di ferro: *a*) se sottoposto ad un campo elettrico e magnetico longitudinali, si torce; o, quando subisca una torsione, *b*) se magnetizzato lungo l'asse, è sede di una forza elettromotrice, *c*) se percorso da una corrente, si magnetizza longitudinalmente.

La teoria delle simmetrie [2] ammette la possibilità di corrispondenti fenomeni ottici quando il mezzo, su cui si opera, sia sede delle stesse cause di dissimetria.

Così un mezzo isotropo, a molecole simmetriche, sottoposto ad un campo elettrico e magnetico paralleli alla direzione della propagazione luminosa, potrebbe presentare oltre che un potere rotatorio magnetico, un nuovo potere rotatorio non mutante con l'inversione della direzione di propagazione luminosa rispetto al mezzo immobile, o, il che in questo caso è lo stesso, con la inversione simultanea dei due campi.

E ancora, un mezzo isotropo a molecole dissimetriche (cioè con potere rotatorio naturale) potrebbe polarizzarsi in senso longitudinale dielettricamente o magneticamente secondo che sottoposto ad un campo magnetico od elettrico.

È appunto in vista del primo di tali fenomeni (che coinciderebbe con l'apparizione di un potere rotatorio di tipo naturale nella direzione dei campi), che analizzeremo in questa Nota come si modificano le equazioni di Maxwell nelle condizioni attuali.

Supponiamo dunque di avere N molecole (simmetriche) per unità di volume e che in ognuna d'esse, per semplicità, esista un unico elettrone di polarizzazione [3] con carica e e massa m; non vi siano inoltre nel mezzo elettroni di conduzione.

[1] Pervenuta all'Accademia il 23 agosto 1922.

[2] P. Curie, Oeuvres, pag. 136.

[3] Si passa con ovvia estensione al caso di una molecola contenente p elettroni di polarizzazione di una stessa specie, o p cariche di polarizzazione di una specie, q di altra, ecc.

Siano ξ, η, ζ le componenti, rispetto ad un triedro destrorso fisso, dello spostamento dalla posizione d'equilibrio dell'elettrone di una singola particella: tali spostamenti avranno luogo, oltre che per azione del campo elettrico variabile $E^*(X, Y, Z)$ della perturbazione luminosa e delle forze di attrito e di richiamo che si esercitano sull'elettrone, anche per effetto del campo elettrico E e del campo magnetico H, esterni e costanti.

Le componenti del momento elettrico p di una singola particella saranno

$$p_x = e\xi \quad , \quad p_y = e\eta \quad , \quad p_z = e\zeta$$

e, nell'unità di volume, si manifesterà una polarizzazione elettrica P tale, che

$$(1) \qquad P_x = eN\xi \quad , \quad P_y = eN\eta \quad , \quad P_z = eN\zeta$$

se le particelle sono, come supporremo, regolarmente distribuite.

Sia il fascio luminoso, propagantesi lungo l'asse Z dei campi esterni, polarizzato rettilineamente nel piano yz; il principio D'Alembert, raggiunto un regime permanente, ci porta alle seguenti equazioni differenziali, ponendo mente essere $Z = 0$ e sostituendo agli spostamenti la polarizzazione P:

$$(2) \qquad \begin{aligned} \ddot{P}_x + \frac{re^2}{m}\dot{P}_x - \frac{e}{mc}H\dot{P}_y + \frac{4\pi e^2}{m\theta}P_x &= \frac{Ne^2}{m}X \\ \ddot{P}_y + \frac{re^2}{m}\dot{P}_y + \frac{e}{mc}H\dot{P}_x + \frac{4\pi e^2}{m\theta}P_y &= \frac{Ne^2}{m}Y \\ P_z &= \frac{\theta N}{4\pi}Z \end{aligned}$$

dove c è la velocità della luce nel vuoto, θ e r sono costanti positive [1].

Sia $T = 2\pi\tau$, il periodo della luce incidente di lunghezza d'onda λ e velocità $\frac{c}{n}$ di propagazione nel mezzo, n essendo l'indice di rifrazione relativo alla perturbazione luminosa nelle condizioni attuali.

Se la propagazione avviene nel senso positivo dell'asse z, sarà

$$(3) \qquad \begin{aligned} X &= \text{pr. } A\, e^{\frac{i}{\tau}\left(t - \frac{nz}{c}\right)} \\ Y &= \text{pr. } B\, e^{\frac{i}{\tau}\left(t - \frac{nz}{c}\right)} \end{aligned}$$

[1] Per significato di θ e di r, vedi ad es.: Wood, *Optique Physique*, II, pag. 71.

dove 2A è l'ampiezza del campo elettrico nell'onda incidente e B è una costante da determinarsi. In regime permanente le (2) hanno per soluzione

$$
(4) \qquad
\begin{aligned}
P_x &= \frac{\theta N}{4\pi}\,\frac{\Delta X + i\Psi Y}{\Delta^2 - \psi^2} \\
P_y &= \frac{\theta N}{4\pi}\,\frac{\Delta Y - i\Psi X}{\Delta^2 - \psi^2} \\
P_z &= \frac{\theta N}{4\pi}\,E
\end{aligned}
$$

ove

$$
(5) \qquad \Delta = 1 + \frac{a}{\tau} i - \frac{b}{\tau^2} \quad , \quad a = \frac{r\sigma}{4\pi} \quad , \quad b = \frac{m\theta}{4\pi e^2} = \tau_P^2 \quad , \quad \Psi = \frac{\sigma H}{4\pi c \tau e}
$$

essendo $T_p = 2\pi\tau_P$ il periodo di risonanza dell'elettrone di polarizzazione.

Se il moto degli elettroni crea una magnetizzazione **M** nel mezzo, nell'unità di volume questa avrà per valore [1]:

$$
(6) \qquad M = \frac{1}{2c}\,(P \wedge v)
$$

dove v è la velocità dell'elettrone di polarizzazione. Nel nostro caso appunto, come si appura applicando la (4), la (1) e la (3), la magnetizzazione non è nulla e dovremo quindi introdurla nell'equazioni fondamentali di Maxwell per le onde elettromagnetiche. Se H^* è il campo magnetico della perturbazione luminosa, **B** l'induzione magnetica, **D** lo spostamento elettrico, sarà

$$
\begin{aligned}
D &= E^* + 4\pi P & B &= H^* + 4\pi M \\
\operatorname{curl} E^* &= -\frac{1}{c}\dot{B} & \operatorname{curl} H^* &= \frac{1}{c}\dot{D} \\
\operatorname{div} D &= 0 & \operatorname{div} B &= 0
\end{aligned}
$$

dalle quali, con ovvi passaggi, si ricava nel nostro caso l'equazione differenziale

$$
\ddot{E}^* + 4\pi\ddot{P} + 4\pi c \operatorname{curl}\dot{M} = c^2\,\frac{\partial^2 E^*}{\partial z^2}
$$

cui, per la (4) equivale il sistema di equazioni

$$
\begin{aligned}
\ddot{X} + \theta N\,\frac{\Delta\ddot{X} + i\Psi\ddot{Y}}{\Delta^2 - \psi^2} - 4\pi c\,\frac{\partial\dot{M}_y}{\partial z} &= c^2\,\frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \\
\ddot{X} + \theta N\,\frac{\Delta\ddot{Y} - i\Psi\ddot{X}}{\Delta^2 - \psi^2} + 4\pi c\,\frac{\partial\dot{M}_x}{\partial z} &= c^2\,\frac{\partial^2 Y}{\partial z^2}
\end{aligned}
$$

[1] Abraham, *Theorie der Elektrizität*, II, pag. 254.

cioè, dalla (6) avendosi $M_x = -\frac{eN}{2c}\zeta\dot{\eta}$, $M_y = \frac{eN}{2c}\zeta\dot{\xi}$,

$$\ddot{X} + \theta N \frac{\Delta\ddot{X} + i\Psi\ddot{Y}}{\Delta^2 - \psi^2} - 4\pi c\left[\frac{\theta N}{8\pi c}\zeta\frac{\partial}{\partial z}\frac{\Delta\ddot{X} + i\Psi\ddot{Y}}{\Delta^2 - \psi^2}\right] = c^2\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}$$

$$\ddot{Y} + \theta N \frac{\Delta\ddot{Y} - i\Psi\ddot{X}}{\Delta^2 - \psi^2} - 4\pi c\left[\frac{\theta N}{8\pi c}\zeta\frac{\partial}{\partial z}\frac{\Delta\ddot{Y} - i\Psi\ddot{X}}{\Delta^2 - \psi^2}\right] = c^2\frac{\partial^2 Y}{\partial z^2}$$

e ponendo $\frac{\pi\zeta}{\lambda} = \gamma$, per le (3) si avrà

$$(7)\qquad \begin{aligned} &(n^2 - 1)X - (1 + i\gamma n)\frac{\theta N}{\Delta^2 - \psi^2}(\Delta X + i\Psi Y) = 0 \\ &(n^2 - 1)Y - (1 + i\gamma n)\frac{\theta N}{\Delta^2 - \psi^2}(\Delta Y - i\Psi X) = 0 \end{aligned}$$

che differiscono dalle corrispondenti equazioni del potere rotatorio puramente magnetico pel termine in γ, quantità proporzionale al rapporto tra lo spostamento dielettrico dell'elettrone di polarizzazione (per effetto del campo esterno E) e la lunghezza d'onda della luce incidente.

In una prossima Nota determineremo gli indici di rifrazione ed i coefficienti di assorbimento delle due onde circolarmente polarizzate, che si propagano nella direzione delle linee di forza dei campi esterni, e le modificazioni nel potere rotatorio conseguenti alla azione contemporanea di un campo elettrico e di un campo magnetico.

Chimica fisiologica. — *Sulla produzione e distruzione della colesterina della milza durante l'autolisi asettica* (1). Nota del dott. Salvatore Marino, presentata dal Corrisp. D. Lo Monaco (2).

Osservazioni recenti di Abelous e Soula (3) hanno messo in rilievo che la milza, sottoposta ad autolisi in ambiente sterile, dà luogo, in un primo tempo, ad aumento e, successivamente, a diminuzione della colesterina che essa contiene.

La temperatura agevola i due processi di formazione e di distruzione della colesterina. Altri organi invece, come ghiandole surrenali, polmone, tiroide e rene, messi nelle stesse condizioni di ambiente e di temperatura, a differenza della milza, non mostrano alcuno aumento di colesterina ed invece

(1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Chimica fisiologica nella R. Università di Roma.
(2) Pervenuta all'Accademia il 1° settembre 1922.
(3) C. R. Soc. Biol., 1920; Arch. Intern. de Physiologie, 1921.