RIVISTA

SUNTI di A. STEFANINI.

Philosophical Magazine. Vol. XXXII, 1891.

J. WALKER. e J. L. S. HATTON. *Determinazione sperimentale dei battimenti nelle vibrazioni di una campana ruotante.* — Facendo ruotare diverse campane di vetro, eccitate con un arco da violino, gli Autori hanno trovato verificata la relazione data dal Bryan, secondo il quale il numero dei battimenti di una campana ruotante è indipendente dalla velocità di rotazione ed è dato, nel caso di oscillazioni a due dimensioni, da $2s(s^2 - 1) / (s^2 + 1)$ ove $2s$ è il numero delle linee nodali meridiane della campana.

F. J. SMITH. *Di alcuni effetti del magnetismo sulle sbarre di ferro, nichel e altri metalli che hanno ricevuto una torsione permanente; e di una nuova forma di stile cronografico.* — Secondo l'asse di un rocchetto magnetizzante è posto un filo metallico verticale, che porta uno specchio per misurare le sue deviazioni. Se il filo è di ferro ben ricotto e senza torsione permanente, al chiudere della corrente magnetizzante lo specchio devia un poco, e torna a zero al cessare della corrente. Se il filo è stato prima torto, la torsione temporaria dovuta alla magnetizzazione è maggiore, e si produce nel senso della torsione iniziale qualunque sia il senso della corrente; cresco presso a poco proporzionalmente alla torsione iniziale fino a un certo valore di questa torsione, poi diminuisce. Gli stessi fenomeni già noti per gli studi del Wiedemann, si osservano, benchè con minore intensità, anche nel nichel; ma non si presentano per altri metalli non magnetici (Cu, Sn, Pt, Pb, Ag, Zn, Cd, ottone, bronzo).

Se s'inverte il magnetismo in una sbarra di ferro situata entro un rocchetto, nella sbarra si provoca una corrente temporaria, che non si ha con sbarre di altri metalli.

Se la corrente, che passa nel rocchetto che contiene il filo di ferro torto, è interrotta rapidamente con un diapason elettromagnetico, il filo rende una nota musicale, che sembra dovuta a causa diversa di quella che fu indicata dal Page per un caso simile, perchè invece di esser prodotta da variazioni nella lunghezza, lo è dalle oscillazioni di torsione che esso compie. Queste oscillazioni posson esser assai considerevoli, per poter essere comunicate a una leggera e lunga leva fissata all'estremo libero del filo, e registrate su un cilindro di Duhamel. Si ha così un

cronografo per registrare nettamente anche 1000 vibrazioni al secondo.

E. L. NICHOLS e B. W. SNOW. *Influenza della temperatura sul colore dei pigmenti*. — I colori studiati (solfo, ossido di piombo, solfuro di piombo, minio etc.) erano distesi in sottile strato su un nastro di platino, che veniva scaldato per mezzo di una corrente elettrica, e la temperatura raggiunta era dedotta dall'allungamento che subiva una porzione del nastro compresa fra due tratti posti sotto due microscopi forniti di micrometro oculare.

In generale aumentando la temperatura diminuisce il poter riflettente di quei colori nel rosso, mentre resta quasi invariato nel bleu. L'ossido di zinco, in una determinata porzione dello spettro, aumenta il poter riflettente al crescere della temperatura.

Secondo gli A. il poter riflettente dei pigmenti dipende dalla luce riflessa alla superficie che è quasi bianca, e da quella riflessa dagli strati interni; e i cambiamenti di colore che si osservano dipendono dalle indicate variazioni del poter riflettente.

LORD RAYLEIGH. *Problemi dinamici che servono a illustrare la teoria dei gas*. — Convinto che la condizione non troppo favorevole in cui si trova la teoria cinetica dei gas derivi in gran parte da mancanza di preparazione negli studiosi, che si trovano a un tratto alle prese con problemi di difficoltà non ordinaria, l'A. ritiene vantaggioso di prendere a superare una difficoltà alla volta; e in questa Nota mostra come partendo dalle ordinarie formule per l'urto dei corpi elastici si possa giungere gradatamente a trovare la distribuzione finale delle velocità in un sistema di molecole. Egli ottiene, con mezzi assai facili, le stesse formule del Maxwell; ma non è possibile un breve sunto del calcolo a ciò necessario.

C. TOMLINSON. *Alcune osservazioni suggerite da un articolo popolare sul fuoco fatuo*. — L'A. fa osservare che nelle enciclopedie e nei libri che tendono a popolarizzare la scienza si trovano talvolta cose poco esatte come quelle relative ai fuochi fatui, che si attribuiscono, in uno di quei libri, alla spontanea combustione di idrogeno fosforato, in altri si dicono dovuti a cause non ben conosciute; e coglie l'occasione per riferire quanto a proposito dei fuochi fatui fu scritto da Musschenbröck, dal Priestley dal Blesson, per mostrare come gli scrittori di quei libri popolari avrebbero a loro disposizione dei buoni materiali, se si prendessero la pena di cercarli. Resulta infatti da numerose osservazioni che i fuochi fatui son dovuti all'accensione, o per mezzo di un lampo o di una fiamma accidentale, dell'idrogeno carbonato (me-

tano) che si solleva dai luoghi paludosi per la decomposizione dei vegetali; e se ora quei fuochi son più rari che pel passato, si deve al progresso della coltivazione.

Sir. W. THOMSON. *Su un teorema di trigonometria cinetica piana, suggerito dal teorema di Gauss della curvatura integra.* — Se AB, BC, CA son tre curve descritte in un piano da una particella che sia successivamente scagliata dai punti A, B, C con velocità tali che la somma dell'energia cinetica e di quella potenziale abbia sempre il medesimo valore E, e se la particella si muove sotto l'azione di una forza $\left(\frac{-dV}{dx}, \frac{-dV}{dy}\right)$, l'eccesso della somma dei tre angoli A, B, C su due angoli retti è dato dall'integrale di $\Delta^2 \log \sqrt{E - V}$ esteso alla superficie ABC, essendo $\Delta^2 = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2}$.

Infatti, si rammenti che

$$\iint dx dy \Delta^2 \psi = \int ds \frac{d\psi}{dn}$$

ove ψ è una funzione di (x, y) , l'integrale doppio è esteso a una superficie qualunque, quello semplice al suo contorno, e n la direzione della normale al contorno.

Il teorema accennato dice che l'integrale esteso alla superficie ABC è uguale a

$$(1) \quad \int ds \frac{-dV}{2(E - V) dn}$$

Ma $\frac{-dV}{dn}$ è la componente normale della forza, che chiameremo N, e $2(E - V)$ è il quadrato della velocità, che indicheremo con v^2 ; la (1) diviene dunque

$$(2) \quad \int ds \frac{N}{v^2}.$$

Ora N/v^2 è la curvatura, che indicheremo con $1/\rho$, in ogni punto dei tre archi AB, BC, CA. Perciò, dividendo $\int ds$ in ciascuna delle parti che si riferiscono a questi archi, e che indicheremo con

$$\int_A^B ds, \quad \int_B^C ds, \quad \int_C^A ds,$$

la (2) diviene:

$$(3) \quad \int_A^B \frac{ds}{\rho} + \int_B^C \frac{ds}{\rho} + \int_C^A \frac{ds}{\rho}$$

Ma $\int_A^B \frac{ds}{\rho}$ è il cambiamento di direzione nell'arco AB, e simil-

mente per gli altri due; e questo dimostra il teorema.

J. A. WANKLYN, W. JOHNSTONE e W. J. COOPER. *Sulla natura della soluzione.* — Sperimentando su diversi sali inorganici ed organici, il Dalton aveva concluso che in ogni soluzione si ha una contrazione più o meno grande. Gli A. invece osservano che posson darsi tre casi: 1° che non vi sia nè contrazione nè espansione; 2° che vi sia contrazione; e 3° che vi sia espansione. Come esempi del 2° caso si può citare la soluzione del cloruro sodico nell'acqua; del 3° quella del cloruro ammonico pure nell'acqua. Gli A. si fermano più specialmente sul 1° caso, che è presentato dalla soluzione dello zucchero di canna nell'acqua, col quale il volume della soluzione è sempre esattamente la somma dei volumi dello zucchero e dell'acqua.

J. TROWBRIDGE. *Smorzamento delle oscillazioni elettriche nei fili di ferro.* — Fotografando l'immagine della scintilla, che scaricava un condensatore, prodotta con uno specchio girante, l'A. osservò che quando una porzione del circuito di scarica era di rame (filo di cm. 0,087 di diametro) il numero delle doppie oscillazioni visibili sulla negativa era da 9 a 9,5; ma quando quel filo era sostituito con filo di argentana (diam. 0,061 cm.) si vedevano 3 oscillazioni, e se ne vedeva soltanto una quando il filo era di ferro (diam. 0,087 cm.). Discutendo questi fatti, e tenendo conto della resistenza dei diversi fili adoprati, l'A. conclude che la permeabilità magnetica dei fili di ferro esercita un'influenza notevole sulle oscillazioni elettriche di alta frequenza, in modo da ridurle ad una mezza oscillazione soltanto in un circuito di capacità e di autoinduzioni convenienti. È probabile che sia influenzata anche la durata delle oscillazioni nei fili di ferro; ma ciò non è stabilito con certezza. Le correnti di alta frequenza, come sono quelle che si hanno nella scarica di una bottiglia di Leyda, magnetizzano dunque certamente il ferro, poichè il ferro che serve in tali scariche ha il tempo di modificare il carattere della scintilla.

C. E. HOLLAND, P. R. JONES e C. G. LAMB. *Tavola di funzioni sferiche zonali - con spiegazioni e illustrazioni del prof. J. Perry.* — La tavola contiene i valori delle note funzioni $P_1, P_2, P_3, \dots, P_8$ per valori dell'argomento di grado in grado da 1° a 90° .

Come applicazioni, il Perry cita quelle di trovare il potenziale di una data distribuzione superficiale, il potenziale di una spira circolare in un punto qualunque, o il moto di un solido di rivoluzione in un fluido infinito e incompressibile.

W. SUTHERLAND. *Teoria cinetica dei solidi.* — Quantunque dovesse esser più facile stabilire una teoria cinetica pei solidi che per i gas, perchè nei solidi le molecole si aggirano attorno a punti fissi, puro la generalità delle due celebri leggi sperimentali per i gas perfetti, servi d'incitamento a superare da prima le difficoltà teoriche pel caso dei gas.

Ora l'A. osserva che le leggi sperimentali da esso stabilite per i solidi, posson ritenersi come garanzia che nella sua essenza la teoria cinetica dei solidi sarà cosa assai semplice come quella dei gas, e procede ad indicarne le linee generali.

L'ipotesi fondamentale consiste nell'attribuire alle molecole dei solidi le stesse proprietà che hanno quella dei gas, cioè che si attirino scambievolmente, e che per di più, ciascuna si muova in una piccola porzione di spazio attorno a una determinata posizione media. S'immagini dunque che un certo numero di molecole, tutte della stessa massa e della stessa dimensione, si muovano l'una rispetto all'altra sotto l'azione di una forza attrattiva scambievole $\phi(r)$, e che si urtino o rimbazzino, con un coefficiente di restituzione uguale all'unità. Se le molecole sono fra loro assai vicine, è evidente che ciascuna è impedita, da quelle adiacenti, di cambiar posizione, e non potrà che oscillare in uno spazio limitato, che l'A. chiama il dominio di quella molecola. Tal collezione di molecole ha la caratteristica dei solidi; e si avrà liquefazione quando ogni molecola cessi di essere impedita nei suoi moti dalle contigue, e possa sfuggire dal suo dominio.

Per stabilire le condizioni di equilibrio di un tal sistema, cominciando dai corpi omogenei e isotropi l'A. scompone un corpo in cilindri elementari, e ammettendo che la distribuzione delle molecole sia una distribuzione cubica, e chiamando e il lato del cubo, seguendo il metodo indicato da Poisson trova che l'attrazione su uno di quei cilindri è data da $\frac{1}{6e^3} \sum r \phi(r)$, ove la somma è estesa a tutte le molecole che hanno azione sensibile su una molecola fissa. Gli urti delle molecole fra loro producono l'effetto di una forza repulsiva; e per trovare la repulsione che così ri-

sente quel medesimo cilindro, l'A., come nella teoria cinetica dei gas, suppone che la comunicazione delle quantità di moto per gli urti delle molecole contro la base del cilindro avvenga come se tutte le molecole avessero una velocità comune, e come se un terzo del numero totale si movesse sempre parallelamente a ciascuno dei tre assi. Allora, se n è il numero totale delle molecole per unità di area, talchè sia $n = 1/e^2$, un numero $n/3$ di molecole urta contro la base del cilindro con la velocità v , e un numero $v/2\alpha$ volte al secondo se α è l'oscillazione media di una molecola sul suo dominio. Poichè nell'urto la velocità delle molecole cambia segno, la forza che negli urti è esercitata sulla base del cilindro è $\frac{n}{3} 2mv \frac{v}{2\alpha}$, ossia $mv^2/3e^2\alpha$, e per l'equilibrio si dovrà avere

$$(1) \quad \frac{mv^2}{3e^2\alpha} - \frac{1}{6e^3} \sum r \phi(r) = 0$$

oppure, poichè si ha che fare con valori medii:

$$(1_a) \quad \sum \frac{mv^2}{2\alpha} - \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{e} \sum \sum r \phi(r) = 0$$

Se invece le proprietà delle molecole sono diverse in tre direzioni ortogonali e si suppone che il corpo considerato sia soggetto a una pressione idrostatica μ , l'A. mostra che alla precedente deve sostituirsi la relazione

$$\frac{2D}{3e^2(e-E)} - \mu - \frac{1}{6e^3} \sum r \phi(r) = 0,$$

nella quale D è l'energia cinetica media di una molecola, ed E la distanza fra i centri delle molecole quando esse sono a contatto per l'urto.

È questa l'equazione fondamentale dei solidi, che dà la relazione generale fra la pressione, il volume e l'energia cinetica, quando si conoscano le dimensioni delle molecole e la legge della loro attrazione. Da quella, pel modulo di compressibilità $k = \omega dp/d\omega$ in cui ω rappresenta il volume, (cioè per l'inverso della compressibilità) si deduce facilmente il valore

$$k = \frac{2}{3} \frac{e}{3} \frac{d}{de} \left\{ \frac{D}{e^2(e-E)} - \frac{1}{4e^3} \sum r \phi(r) \right\}$$

perchè $\omega = ve^3$, se v è il numero di molecole per unità di volume.

L' A. sottopone queste formule a verificazioni sperimentali, confrontando coi risultati trovati quelli teorici che da esse si deducono pel modulo di compressibilità e per le calorie di fusione dei metalli; e trova che nell'ipotesi di molecole invariabili, quantunque la forma delle equazioni teoriche sia confermata da tal confronto, pure i valori numerici non concordano; perchè i moduli teorici sono 65 volte più grandi, e le calorie di fusione 4,75 volte maggiori che pei metalli studiati. Ma tenendo conto del fatto, accennato anche da altri, che le molecole cambiano dimensione, e precisamente si contraggono al crescere della temperatura, l'accordo fra i valori teorici e quelli sperimentali è tale, da convalidare l'equazione fondamentale sopra detta.

Un'altra conferma di tale equazione si ha nei valori che mediante la medesima posson trovarsi per i periodi delle oscillazioni molecolari dei metalli, prendendo per peso dell'atomo d'idrogeno il valore $2,5 \cdot 10^{-26}$ grammi che si deduce dai calcoli del Thomson: per le molecole del litio si troverebbe così un numero 6×10^{13} di vibrazioni complete al secondo, che si accorda con il valore 2×10^{13} trovato dal Langley per le radiazioni dei corpi a circa 100° c.

L' A. confrontando ancora le variazioni che da questa teoria si deducono pel modulo di Joung per effetto della temperatura, con quelle constatate sperimentalmente, mostra come questa medesima teoria renda completamente conto della rigidità dei solidi, ciò che non può fare la teoria statica che ammette fra le molecole forze attrattive e repulsive; e mostra finalmente come si possa stabilire la equazione fondamentale anche pei corpi composti, e come dalle esperienze sulla tensione superficiale dei liquidi possono aversi delle indicazioni sulla legge delle forze molecolari altra volta proposta nella forma $F = \frac{3\Delta m^2}{r^2}$ (cfr. *Nuovo Cim.* 27, pag. 261).

Sir W. THOMSON. *Sul moto periodico di un sistema conservativo finito.* — Non è possibile un breve sunto di questa Nota; ed è forza limitarsi ad accennare ai problemi che sono in essa trattati.

L' A. comincia dal dimostrare che per ogni dato valore E dell'energia totale di un sistema conservativo finito, vi è un'orbita, completamente determinata, tale che se il sistema si pone in moto lungo di essa con qualunque configurazione, con la energia totale E, il sistema circolerà in essa periodicamente. Poi egli considera il caso di un doppio pendolo, costituito da un corpo girevole attorno a un asse fisso o da un altro corpo girevole attorno

a un altro asse parallelo al primo e fisso rispetto al primo corpo; dopo di ciò studia il moto di un orologio ideale, con pendolo, pesi e scappamento dead-beat, e applica le considerazioni cui è condotto al problema dei tre corpi, e al moto rigorosamente periodico di due pianeti.

Termina il suo lavoro trattando della instabilità del moto periodico; e accenna alla Memoria di Poincaré sul problema dei tre corpi, della quale ha avuto cognizione soltanto dopo di aver scritto questa Nota. I risultati cui è giunto, concordano pienamente con quelli del Poincaré.

Wied. Ann. d. Phys. u. Chem. Vol. XLV, 1892.

E. WARBURG. *Sulla forza elettrica agli elettrodi, e sull'elettizzazione del gas nella scarica a stelletta.* — Per misurare la forza che si esercita fra due lastre metalliche fra le quali si produce una scintilla, l'A. sospendeva la lastra negativa ad uno dei bracci di una bilancia, e al di sotto poneva la lastra positiva. Perchè la misura della forza attrattiva che così si manifesta riesca esatta, è necessario che tutte le linee di forza attraversino la lastra appesa alla bilancia, ed escano normalmente alla sua superficie inferiore. Tutto ciò si ottiene ponendo sopra al catodo una lastra di ugual diametro in comunicazione con esso, e circondandolo con una superficie cilindrica che si prolunga inferiormente. Le oscillazioni della bilancia eran letto col metodo dello specchio e del cannocchiale. L'apparecchio era coperto da una campana di vetro, e furono studiate le scariche nell'azoto e nell'idrogeno, mediante una corrente costante fornita da una batteria di 600 accumulatori.

Dalle esperienze eseguite l'A. conclude che è possibile misurare con questo metodo la forza elettrica e la densità superficiale che si ha al catodo al momento della scarica: tale attrazione risulta proporzionale alla densità della corrente, ed è, in milligrammi per ampère, fra elettrodi di platino e di alluminio:

nell'azoto secco alla press. di 0,5 a 2 mm,	1300-2400
» azoto alquanto umido » 0,5 a 2 mm,	500- 800
» idrogeno » 1 a 3 mm,	200- 350

Come già fu notato da Schuster (*Proc. R. Soc.* 47 pag. 541, 1890) nella stelletta negativa si ha un eccesso di elettricità libera positiva.

Una lastra positiva è attratta, e quindi anche si carica, meno di una lastra negativa. Perciò due elettrodi piani infiniti che

sieno vicini fra loro si caricano ugualmente soltanto finchè l'elettricità è in equilibrio; ma quando fra di essi scocca la scintilla, la carica dell'anodo è più debole di quella del catodo, e l'eccesso di elettricità positiva si manifesta nel gas attraversato dalla corrente.

Per la densità normale della corrente, per la quale cioè la scarica luminosa negativa si può propagare liberamente al di sopra del catodo, la forza elettrica al catodo diminuisce al diminuire della pressione, e per l'idrogeno è minore che per l'azoto, e ciò in conformità della nota legge sulla distanza esplosiva.

La carica elettrica del gas, che esso acquista nella scarica luminosa, produce un aumento di pressione idrostatica, e provoca la formazione di filetti vorticosi fra le superficie affacciate degli elettrodi, e che possono spiegare il trasporto di materia ponderabile nel senso della corrente positiva.

H. HERTZ. *Sul passaggio dei raggi catodici a traverso strati metallici sottili.* — Se una lastra piana di sostanza fosforescente, per es. vetro d'uranio, si copre in parte su una faccia con una sottil foglia d'oro, e se sull'oro si pongono ancora qua e là alcuni dischetti di mica, e se la faccia così coperta si espone, a circa 20 cm. di distanza dal catodo, ai raggi che partono da un disco piano di alluminio di un centimetro di diametro, da principio il vetro diviene fosforescente solamente nelle porzioni non coperte dall'oro; ma continuando a rarefare il gas nel tubo di scarica, quando i raggi catodici cominciano a colpire il vetro, questo comincia a diventar fosforescente anche al di dietro dell'oro; la luminosità cresce sempre, e finalmente l'oro, veduto dalla parte opposta, sembra come un velo sulla lastra di vetro; mentre i dischetti di mica proiettano sul vetro un'ombra decisamente nera. L'esperienza riesce anche con foglie di argento e di alluminio, e specialmente coll'alluminio battuto che si trova in commercio, e che è quasi affatto opaco per la luce.

Questo passaggio dei raggi catodici a traverso i sottili strati metallici è tanto più interessante, in quanto che quei raggi incontrano una resistenza insormontabile ad attraversare alcune delle sostanze che sono per la luce fra le più trasparenti.

L'aspetto che presenta il fenomeno e la propagazione ulteriores dei raggi catodici al di dietro degli strati metallici, esclude poi l'ipotesi che quei raggi passino soltanto a traverso i piccoli fori, che certamente si trovano in quei sottili strati adoprati.

F. STENGER. *La forza controelettromotrice dell'arco voltaico.* — Già il Lecher (cfr. *N. Cim.* 26, pag. 186) da alcune sue esperienze aveva concluso che nell'arco voltaico non vi è alcuna forza

contro-elettromotrice; ora l'A. osserva che il risultato negativo dedotto dalle esperienze del Lecher si potrebbe attribuire a mancanza di sensibilità del metodo adoprato, che era simile a quello, indicato da Faraday, per mettere in evidenza l'extracorrente di apertura. Modificando però quel metodo in modo che fosse sensibile a una forza controelettromotrice anche di pochi volts, l'A. ha potuto constatare che tale forza controelettromotrice dell'arco voltaico non esiste affatto.

S. HENRICHSEX. *Sul magnetismo dei composti organici.* — Continuando le sue ricerche (cfr. *N. Cim.* 23 pag. 188) l'A. trova che, pei composti organici studiati, fra il magnetismo M_t a t^0 e quello M_0 a 0^0 si può porre la relazione:

$$M_t = M_0 (1 + at).$$

Il valore di a pei liquidi studiati è circa $-0,00133$.

L'A. ha eseguito anche delle misure assolute sulla costante di magnetizzazione k che compare nella formula data dal Boltzmann (*Wien. Ber.* 80, 1879) per l'azione magnetica di una spirale, ed ha trovato in media il valore $k = 42,9 \times 10^{-6}$.

E. COHN. *Sull'elettrodinamica dei conduttori.* — Mentre si può dire che dopo le esperienze di Hertz la teoria elettrodinamica del Maxwell pei coibenti ha trionfato di tutte le antiche teorie, pei conduttori non è così, e già il Maxwell aveva accennato ad alcune contraddizioni che per essi esistono fra la teoria e l'esperienza. L'A. mostra quali sono queste contraddizioni, cominciando dal rammentare che per la propagazione di un'onda elettromagnetica piana si ha l'equazione

$$(1) \quad \frac{d^2 X}{dt^2} + \frac{1}{T} \frac{dX}{dt} = V^2 \Delta X$$

nella quale T e V sono legate alla costante dielettrica K , alla conduttività C e alla permeabilità magnetica μ mediante le relazioni

$$(2) \quad T = \frac{K}{4\pi C} \quad V^2 = \frac{1}{\mu K}$$

Un integrale della (1) è

$$(3) \quad X = e^{-\rho t} \text{sen}(nt - qz)$$

purchè sia

$$(4) \quad V^2 (q^2 - p^2) = n^2$$

$$(5) \quad V^2 \cdot 2pq = \frac{n}{T}$$

Se dunque per un dato mezzo si conoscono V e T , mediante le (3) e (4) si posson determinare per esso la lunghezza d'onda $\frac{2\pi}{q}$ e il coefficiente d'assorbimento $\frac{p}{q}$.

Maxwell si servi soltanto della (5) per calcolare p ; e i risultati ottenuti non concordano con quelli sperimentali nel caso dei corpi conduttori. L'A. fa però notare che si potrebbero determinare le incognite p e q mediante ambedue le equazioni (4) e (5); ma allora siccome p e q avrebbero la stessa forma per tutti i corpi, non vi dovrebbe essere nè dispersione anormale, nè assorbimento elettivo, ciò che dimostra un'insufficienza della teoria.

Eliminando poi V dalle equazioni (4) e (5) si trova

$$(6) \quad \frac{q}{p} - \frac{p}{q} = 2nT,$$

e da questa si dedurrebbe che tutte le soluzioni acquose diluite di uguale conduttività dovrebbero assorbire ugualmente i raggi ugualmente refrangibili; e questo è contraddetto dall'esperienza. Di più, poichè per tutti i metalli secondo Kundt e Rathenau si ha $\frac{p}{q} > 1$, dalla (6) resulterebbe $T < 0$ per tutti i metalli, mentre la teoria suppone sempre $T > 0$.

Dopo altre osservazioni l'A. conclude che le equazioni fondamentali che conducono alla (1) sono state confermate pel caso di $T = \infty$, cioè pei coibenti, finchè V si considera come una funzione empirica del periodo. Sono state confermate per valori finiti di T , cioè per conduttori, nel solo caso dello stato stazionario (come la legge di Ohm, le azioni magnetiche di correnti stazionarie, etc.); allora spariscono i termini $\frac{dX}{dt}$, cioè la polarizzazione dei conduttori; e ciò vale anche per lo stato quasi stazionario, come nei fenomeni d'induzione, compresa la scarica dei condensatori. Non si manifestano contraddizioni nemmeno per le oscillazioni hertziane; ma in esse l'interno dei conduttori non è interessato e le misure e i calcoli si riferiscono per quei casi, al dielettrico ambiente.

L'A. non indica in qual modo si possano evitare queste contraddizioni; ma ritiene che sia utile conoscerle per il progresso della teoria.

A queste osservazioni del Cohn è però stato opposto dal Goldhammer (*Wied. Ann.* 46, pag. 99) che per renderla applicabile anche ai conduttori, la teoria di Maxwell non abbisogna di esser

modificata, ma richiede soltanto di essere forse più chiaramente interpretata.

Infatti, osserva il Goldhammer, secondo Maxwell le costanti C e K hanno un significato fisico soltanto per quei fenomeni che si osservano nello stato stazionario del mezzo; e in tal caso anche il Cohn riconosce che la teoria è applicabile anche ai conduttori. Quando si tratti di oscillazioni rapidissime, come quelle hertziane, le quantità C e K perdono affatto, nella definizione del Maxwell, ogni significato fisico, e non si può in alcun modo asserire che le equazioni fondamentali che la contengono debbono sussistere anche per quelle oscillazioni; e se si voglion mantenere, bisogna ammettere, per lo meno, che si abbia $K = f(t)$, $C = f(t)$. Ma allora K non è più una costante dielettrica, nè C una conduttività specifica: soltanto, C e K sono i valori che per ogni valore di T spettano ai coefficienti delle equazioni differenziali del movimento, e come tali possono esser positive o negative, reali o immaginarie.

Queste ed altre considerazioni conducono il Goldhammer a concludere che la elettrodinamica del Maxwell rappresenta quanto di più sicuro conosciamo, non solo per i coibenti, ma anche pei conduttori.

I. KLEMENCIC. *Sulla riflessione dei raggi elettrici su lustre metalliche e di solfo*. — È l'esposizione dettagliata delle esperienze fatte dall'A.; i cui risultati furon già indicati nel vol. 31 pag. 272 di questo Giornale.

A. ABR. *Sul contegno magnetico della magnetite di Moraviczka in confronto di quello dell'acciaio*. — Sottoponendo all'azione magnetizzante di una corrente elettrica diversi prismi di magnetite provenienti da Moraviczka, l'A. ha trovato che il magnetismo permanente della magnetite è maggiore di quello dell'acciaio temperato, e che la magnetite è fra tutti i corpi magnetici conosciuti quello che ha il maggior magnetismo specifico. Sotto l'azione di forze smagnetizzanti il magnetismo permanente della magnetite diminuisce di più di quello dell'acciaio; e al cessare dell'azione smagnetizzante la magnetite conserva minor magnetismo dell'acciaio.

Devesi notare che l'A. non accenna affatto agli studi analoghi eseguiti sulla magnetite dal Prof. Pacinotti (cfr. *N. Cim.* 16 pag. 275) nel 1884.

W. C. RÖNTGEN. *Sulla costituzione dell'acqua liquida*. — Oltre il massimo di densità che possiede alla temperatura di 4° , l'acqua presenta altre anomalie: come la diminuzione di compressibilità coll'aumento di temperatura fra 0 e 50° ; l'aumento

del coefficiente di dilatazione termica al crescere della pressione fino a pressioni di 2500 a 3000 atm., e ciò tanto più quanto più bassa è la temperatura e minore la pressione; e finalmente la diminuzione della viscosità col crescere della pressione.

L' A. mostra come questi fatti possano spiegarsi, ammettendo che l'acqua liquida risulti dal miscuglio di due specie di molecole: le molecole della prima specie avrebbero proprietà analoghe a quelle del ghiaccio, e si trasformerebbero in molecole di seconda specie quando fossero scaldate, mentre col raffreddamento si riformerebbero delle molecole della prima specie. L'acqua che non sia soprafusa sarebbe una soluzione satura di molecole della prima specie, che sarebbe tanto più concentrata, quanto più bassa fosse la temperatura. Oltre a ciò l' A. ammette che, come si osserva nella fusione del ghiaccio, il passaggio delle molecole dalla prima alla seconda specie sia accompagnato da diminuzione di volume. L'esistenza di trasformazioni molecolari, analoghe a queste, è indicata anche da altri fenomeni, come risulta dalle osservazioni di Haga sull'effetto Thomson nel mercurio, e da quelle di Braun sulla termoelettricità dei metalli fusi.

Bibliografia. — C. SORET. *Elementi di cristallografia fisica*. (Genève, Georg. 1893) -- Questo trattato risponde ad un desiderio vivamente sentito. Comprende il fisico che la conoscenza dei cristalli, che acquista sempre maggior importanza, non è altro se non la fisica dei corpi solidi essendo eccezione le sostanze solide non cristalline, regola le cristalline. E comprendono i cristallografi che le misure puramente geometriche costituiscono già un materiale così vasto e così completo, che è giunta ormai l'ora di utilizzarlo per porre in relazione le proprietà geometriche con le fisiche — se pure è lecito fare questa distinzione — essendo scopo finale della scienza quello di trovare il nesso necessariamente esistente fra i diversi fenomeni della natura.

D'altra parte i maggiori trattati ora esistenti di fisica cristallografica non sono senza gravi difetti per lo studioso. Qua e là manchevole quello del Groth; compilato con diligenza non sufficiente quello del Mallard; quello del Liebisch poi preziosissimo, direi indispensabile, allo studioso avanzato, mal potrebbe venire consigliato al principiante che intende orizzontarsi nel vasto e difficile campo.

Il Soret ha invece saputo risolvere felicemente il difficile problema di presentare un'introduzione allo studio della cristallografia fisica, pure tenendo conto dei risultati delle ultime ricerche sperimentali e teoriche.

La prima parte del trattato contiene un'esposizione dei principi della cristallografia geometrica e non è quindi questo il luogo di discorrerne. Nella seconda vengono trattate le proprietà molecolari dei cristalli, il capitolo VIII è un utilissimo riassunto delle teorie proposte sulla struttura dei cristalli; i capitoli X ed XI una chiara esposizione dei fenomeni di coesione e di elasticità.

Alla terza parte, che tratta dell'ottica è stata data una giusta proporzione: mentre i cristallografi sogliono dare allo studio ottico una preponderanza eccessiva, giustificata solo da ragioni storiche e dal fatto che i metodi di ricerca sono dettagliatamente sviluppati e comodamente precisati. I capitoli più avanzati e difficili — come p. es. la riflessione metallica cristallina — sono stati lasciati da parte come era naturale in un trattato elementare.

Le proprietà termiche dei cristalli vengono svolte nella quarta parte. La quinta tratta delle proprietà elettriche e magnetiche; noi vorremmo segnalare ai cristallografi una assai chiara esposizione dei fenomeni della polarizzazione dielettrica, che toccano così da vicino le idee moderne sulla natura dell'elettricità. Il Capitolo che tratta della piro- e della piezoelettricità contiene le teorie e le ricerche più recenti in proposito.

Terminiamo col raccomandare vivamente questo trattato ai cristallografi e soprattutto ai fisici, esprimendo la speranza che la cristallografia fisica trovi dei cultori anche in Italia.

X.