

ATTI
DELLA
REALE ACCADEMIA DEI LINCEI
ANNO CCXCIX.
1902

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XI.

2° SEMESTRE.



ROMA
TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL CAV. V. SALVIUCCI

1902

Fisica matematica — *La teoria elettrodinamica di Hertz di fronte ai fenomeni di induzione.* Nota di T. LEVI-CIVITA, presentata dal Corrispondente RICCI.

Nel risolvere due particolari questioni di induzione elettrodinamica in base alla teoria (integrale) di Helmholtz-Hertz, ho incidentalmente asserito ⁽¹⁾ che alla teoria hertziana pura manca qualche elemento (due condizioni ai limiti) perchè quelle questioni, e così il problema generale dell'induzione elettrodinamica, risultino matematicamente determinati.

Mi affretto a dichiarare che una tale affermazione è inesatta.

Un più maturo esame mi ha infatti mostrato che le condizioni in superficie scaturiscono ovviamente da un passaggio al limite, che è nello spirito della teoria di Hertz.

Nella presente Nota metto in chiaro questo punto, desumendone la univoca determinazione del problema generale dell'induzione elettrodinamica entro l'ambito della teoria hertziana pura.

Ne consegue l'identità delle teorie integrali di Helmholtz-Hertz e di Maxwell di fronte ai fenomeni di induzione: l'una e l'altra si accordano infatti nel campo abbracciato dalle equazioni differenziali di Hertz.

Che le teorie di Helmholtz Hertz e di Maxwell conducessero ai medesimi risultati, per quanto concerne l'accennata classe di problemi, avevo già avvertito a proposito delle due particolari questioni da me discusse; ma io supponevo allora che si trattasse di un campo, comune bensì alle due teorie integrali, ma non in pari tempo contenuto nelle equazioni differenziali di Hertz. È invece proprio questa la ragion vera della coincidenza.

A rigore si potrebbe dunque fare a meno delle teorie integrali, anche per quanto attiene ai fenomeni di induzione. Ma non è, a mio credere, opportuno, relegarle senz'altro tra i ferravecchi, poichè, nelle applicazioni particolari (e le due sopra ricordate ne sono esempio), si può spesso valersene con notevole vantaggio per semplificare la trattazione matematica.

1. *Comportamento delle forze elettromagnetiche nell'attraversare una superficie conduttrice.*

(1) *Sur le champ électromagnétique etc.*, Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse, Ser. III, T. IV, 1902, pag. 6-7; *Influenza di uno schermo conduttore*, ecc., in questi Rendiconti, Nota I del 16 febbraio u. s., pag. 164-165; nonchè Nuovo Cimento, fascicolo di giugno, § 7 della notizia ivi inserita.

Sia τ uno strato conduttore di spessore finito $2h$, limitato da due piani paralleli $z = -h, z = h$; siano Q_1 e Q_2 due punti di questi piani, situati sopra una medesima perpendicolare ad entrambi.

Designino, colle solite notazioni, $X, Y, Z; L, M, N$ le componenti delle forze elettrica e magnetica in un generico punto Q dello strato conduttore τ ; $X_1, \dots, N_1; X_2, \dots, N_2$ i loro valori limiti in Q_1 e Q_2 rispettivamente (supposto, beninteso, che Q vi tenda senza uscire da τ).

Ritenuto che τ sia un conduttore isotropo, e dette $\varepsilon, \mu, \lambda$ le sue costanti caratteristiche, saranno soddisfatte entro τ le equazioni fondamentali di Hertz

$$\begin{cases} A\mu \frac{dL}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A\mu \frac{dM}{dt} = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A\mu \frac{dN}{dt} = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}; \\ A\varepsilon \frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} - 4\pi\lambda AX, \\ A\varepsilon \frac{dY}{dt} = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} - 4\pi\lambda AY, \\ A\varepsilon \frac{dZ}{dt} = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx} - 4\pi\lambda AZ, \end{cases}$$

dove, come di consueto, si rappresenta con A la inversa della velocità della luce nell'etere.

Dalle prime due di ciascun gruppo, integrando rispetto a z fra $-h$ e h , si ottiene

$$(1) \quad \begin{cases} X_2 - X_1 = \dots, \\ Y_2 - Y_1 = \dots; \\ L_2 - L_1 = -4\pi A \int_{-h}^h \lambda Y dz + \dots, \\ M_2 - M_1 = 4\pi A \int_{-h}^h \lambda X dz + \dots, \end{cases}$$

nelle quali i termini omissi convergono a zero con h , semprechè, come è nella natura delle cose, si ritengano le forze elettromagnetiche e loro derivate prime finite entro τ , e dotate di limite superiore finito, anche al decrescere indefinito dello spessore h .

Il caso limite di una superficie (piana) conduttrice si ha dal nostro strato τ , supponendo che, al decrescere indefinito di h , sia finito e diverso da zero il limite dell'integrale $\int_{-h}^h \lambda dz$. Designando questo limite con $\frac{1}{A^2 R}$, $A^2 R$ starà a rappresentare la resistenza unitaria della superficie, espressa in

unità elettrostatiche, e quindi R la stessa resistenza unitaria, valutata in unità elettromagnetiche.

Per definizione, X_1 e Y_1 sono i valori limiti in Q_1 delle componenti tangenziali della forza elettrica, quando si tende a Q_1 da τ ; ma, attesa la continuità delle componenti tangenziali, nel passaggio, anche brusco, fra due generici mezzi ⁽¹⁾, è lecito altresì riguardare X_1, Y_1 come i valori limiti in Q_1 , quando vi si tende dall'esterno dello strato. Lo stesso per L_1, M_1 , e per $X_2, Y_2; L_2, M_2$ rispetto a Q_2 .

Ciò posto, passando al limite per $h = 0$, ricaviamo dalle (1):

$$X_1 = X_2, Y_1 = Y_2,$$

le quali esprimono che:

Le componenti tangenziali della forza elettrica rimangono continue anche attraverso superficie conduttrici.

Ho enunciato addirittura la proposizione per una superficie qualunque, poichè la generalizzazione dal caso del piano si fa con procedimento ovvio e ben noto.

Designando con X, Y i valori comuni di $X_1, X_2; Y_1, Y_2$, le (2), al limite, danno:

$$\begin{cases} L_2 - L_1 = -\frac{4\pi}{AR} Y, \\ M_2 - M_1 = \frac{4\pi}{AR} X, \end{cases}$$

le quali esprimono che *la forza magnetica tangenziale subisce una brusca variazione, definita da un vettore proporzionale alla forza elettrica e diretto normalmente ad essa.*

Importa osservare che, dalla direzione della forza elettrica a quella del vettore rappresentante la discontinuità, si ruota attorno all'asse z nel verso (negativo) $y x$.

Dopo ciò si passa senza difficoltà al caso di una superficie conduttrice qualsiasi.

Detti infatti α, β, γ i coseni direttori della normale in un suo punto generico Q ; $X^{(n)}, Y^{(n)}, Z^{(n)}$ le componenti della forza elettrica tangenziale in Q (che, per quanto s'è visto, hanno in Q valore limite determinato, da qualunque parte vi si tenda); A, M, N gli incrementi bruschi, che subiscono le componenti della forza magnetica tangenziale, quando si attraversa la superficie nella direzione positiva della normale, la relazione geometrica,

⁽¹⁾ Hertz, *Ueber die Grundgleichungen der elektrodynamik für ruhende Körper*. Ges. Werke, B. II, pag. 221; ovvero, in traduzione italiana, Nuovo Cimento, terza serie, T. XXVIII, 1890, pag. 204-205.

testè sostanzialmente enunciata, fra i due vettori $(X^{(r)}, Y^{(r)}, Z^{(r)})$, (A, M, N) , si esprime mediante le formule:

$$\begin{cases} A = \frac{4\pi}{AR} (\beta Z^{(r)} - \gamma Y^{(r)}), \\ M = \frac{4\pi}{AR} (\gamma X^{(r)} - \alpha Z^{(r)}), \\ N = \frac{4\pi}{AR} (\alpha Y^{(r)} - \beta X^{(r)}). \end{cases}$$

Sarebbe facile caratterizzare anche il comportamento delle componenti normali. Lascio però di farlo, perchè, come vedremo, non è necessario, per lo scopo nostro, fissarlo a priori: esso rimane all'incontro necessariamente determinato dagli altri dati del problema.

2. *Posizione del problema generale della induzione elettrodinamica. Sua univocità.*

Consideriamo un campo elettromagnetico, definito in un dato intervallo di tempo t_0, t_1 .

Sieno X', Y', Z' le componenti della forza elettrica; L', M', N' le componenti della forza magnetica.

Supposto, per fissar le idee, che la sede del campo sia un dielettrico indefinito S , impolarizzabile e in quiete, X', \dots, N' saranno soluzioni del sistema

$$(I) \quad \begin{cases} A \frac{dL}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz}, \\ A \frac{dM}{dt} = \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx}, \\ A \frac{dN}{dt} = \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy}; \end{cases}$$

$$(II) \quad \begin{cases} A \frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy}, \\ A \frac{dY}{dt} = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz}, \\ A \frac{dZ}{dt} = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx}, \end{cases}$$

le quali potranno del resto presentare singolarità (fisse o variabili con t , isolate, a una, a due, o anche a tre dimensioni), che non interessa di specificare.

Se si introducono nel campo dei conduttori, il campo rimane evidentemente modificato.

Supponiamo si tratti di una superficie, o, più in generale, di un sistema di superficie conduttrici, σ , non comprendenti alcun posto singolare delle

X', \dots, N' . Indichiamo con $X, Y, Z; L, M, N$ le componenti delle forze elettromagnetiche del campo così modificato.

Mi propongo di far vedere che, noti i valori di X, \dots, N in un istante t_0 , la teoria di Hertz basta a determinarli per ogni altro valore di t (dell'intervallo, entro cui si riguarda assegnato il campo induttore X', \dots, N').

A questo scopo osservo anzitutto che le differenze

$$\begin{aligned} X_1 &= X - X', & Y_1 &= Y - Y', & Z_1 &= Z - Z'; \\ L_1 &= L - L', & M_1 &= M - M', & N_1 &= N - N' \end{aligned}$$

(componenti delle forze elettromagnetiche dovute all'induzione) debbono essere, per natura loro, soluzioni delle (I), (II), regolari ⁽¹⁾ in ogni punto dello spazio, non appartenenti alle σ , e nulle all'infinito come $\frac{1}{r}$ almeno ($r^2 = x^2 + y^2 + z^2$).

In un generico punto Q di σ , le X', \dots, N' si comportano, per ipotesi, regolarmente; le X, \dots, N debbono presentare i caratteri, rilevati nel precedente paragrafo.

Potremo dunque ritenere, per le differenze X_1, \dots, N_1 :

a) Le componenti $X_1^{(t)}, Y_1^{(t)}, Z_1^{(t)}$ della forza elettrica tangenziale (di origine induttiva) rimangono continue anche attraverso le σ .

b) Le componenti della forza magnetica tangenziale (indotta) subiscono, quando si attraversano le σ nel senso della normale positiva, le discontinuità:

$$(3) \quad \begin{cases} \mathcal{A}_1 = \frac{4\pi}{AR} (\beta Z^{(t)} - \gamma Y^{(t)}) = \frac{4\pi}{AR} (\beta Z_1^{(t)} - \gamma Y_1^{(t)}) + c_1, \\ \mathcal{M}_1 = \frac{4\pi}{AR} (\gamma X^{(t)} - \alpha Z^{(t)}) = \frac{4\pi}{AR} (\gamma X_1^{(t)} - \alpha Z_1^{(t)}) + c_2, \\ \mathcal{N}_1 = \frac{4\pi}{AR} (\alpha Y^{(t)} - \beta X^{(t)}) = \frac{4\pi}{AR} (\alpha Y_1^{(t)} - \beta X_1^{(t)}) + c_3, \end{cases}$$

designandosi ordinatamente con c_1, c_2, c_3 le quantità cognite (funzioni regolari dei punti di σ)

$$\frac{4\pi}{AR} (\beta Z^{(t)} - \gamma Y^{(t)}),$$

$$\frac{4\pi}{AR} (\gamma X^{(t)} - \alpha Z^{(t)}),$$

$$\frac{4\pi}{AR} (\alpha Y^{(t)} - \beta X^{(t)}).$$

La direzione positiva α, β, γ della normale si intende scelta con criterio arbitrario in un punto di ciascuno dei pezzi, di cui si compone il

(1) Si chiama qui regolare una funzione di x, y, z, t finita e continua assieme alle sue derivate prime e seconde.

sistema σ (in un punto solo, nel caso tipico di un' unica superficie): essa resta allora fissata per continuità in ogni altro punto Q.

Ancora, si osservi che, se X_1^+, \dots, N_1^+ rappresentano i valori limiti delle componenti X_1, \dots, N_1 , quando si tende a Q dalla regione positiva (quella verso cui è rivolta la direzione positiva della normale); X_1^-, \dots, N_1^- gli analoghi valori limiti, quando si tende a Q dalla regione negativa, sussiste l'identità

$$\begin{vmatrix} X_1^+ & Y_1^+ & Z_1^+ \\ L_1^+ & M_1^+ & N_1^+ \\ \alpha & \beta & \gamma \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} X_1^- & Y_1^- & Z_1^- \\ L_1^- & M_1^- & N_1^- \\ -\alpha & -\beta & -\gamma \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} X_1^{(T)} & Y_1^{(T)} & Z_1^{(T)} \\ \mathcal{A}_1 & \mathcal{M}_1 & \mathcal{N}_1 \\ \alpha & \beta & \gamma \end{vmatrix}.$$

Per verificarlo, basta tener presente che le differenze $X_1^+ - X_1^{(T)}$, $Y_1^+ - Y_1^{(T)}$, $Z_1^+ - Z_1^{(T)}$, e le tre analoghe $X_1^- - X_1^{(T)}$, ecc., sono proporzionali ad α , β , γ , talchè è lecito, nei due determinanti nel primo membro sostituire $X_1^{(T)}$, $Y_1^{(T)}$, $Z_1^{(T)}$ agli elementi della prima riga; sommando allora i due determinanti, trattando nello stesso modo le componenti della forza magnetica e ricordando il significato di \mathcal{A}_1 , \mathcal{M}_1 , \mathcal{N}_1 , risulta appunto il secondo membro.

Ciò posto, ricaviamo per le nostre componenti X_1, \dots, N_1 la formola di Poynting: moltiplichiamo cioè le (I), (II) (scrittovi X_1 per X , ecc.) ordinatamente per $\frac{X_1}{4\pi A}$, $\frac{Y_1}{4\pi A}$, \dots , $\frac{N_1}{4\pi A}$, e sommiamo, integrando a tutto il campo S. Con ovvie integrazioni per parti, in cui bisogna naturalmente aver riguardo alle superficie di discontinuità σ , posto per brevità

$$(4) \quad \Omega = \int_s \left\{ \frac{1}{8\pi} (X_1^2 + Y_1^2 + Z_1^2) + \frac{1}{8\pi} (L_1^2 + M_1^2 + N_1^2) \right\} dS,$$

si ottiene

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega}{dt} = & -\frac{1}{4\pi A} \int_{\sigma} \begin{vmatrix} X_1^+ & Y_1^+ & Z_1^+ \\ L_1^+ & M_1^+ & N_1^+ \\ \alpha & \beta & \gamma \end{vmatrix} + \\ & + \begin{vmatrix} X_1^- & Y_1^- & Z_1^- \\ L_1^- & M_1^- & N_1^- \\ -\alpha & -\beta & -\gamma \end{vmatrix} d\sigma = -\frac{1}{4\pi A} \int_{\sigma} \begin{vmatrix} X_1^{(T)} & Y_1^{(T)} & Z_1^{(T)} \\ \mathcal{A}_1 & \mathcal{M}_1 & \mathcal{N}_1 \\ \alpha & \beta & \gamma \end{vmatrix} d\sigma. \end{aligned}$$

Integrando ancora fra t_0 e t e designando con Ω_0 il valore di Ω per $t = t_0$, risulta

$$(5) \quad \Omega - \Omega_0 + \frac{1}{4\pi A} \int_{t_0}^t dt \int_{\sigma} \begin{vmatrix} X_1^{(T)} & Y_1^{(T)} & Z_1^{(T)} \\ \mathcal{A}_1 & \mathcal{M}_1 & \mathcal{N}_1 \\ \alpha & \beta & \gamma \end{vmatrix} d\sigma = 0.$$

Appoggiandosi a questa identità, è facile riconoscere che non possono esistere due distinti sistemi di integrali delle (I) (II), regolari in tutto lo spazio (escluse al più le σ), nulli (come $\frac{1}{r}$ almeno) all'infinito, soddisfacenti sopra le σ alle due condizioni *a*), *b*), e coincidenti per $t = t_0$: in altri termini, che le differenze di due sistemi siffatti si annullano identicamente.

Infatti queste differenze costituiscono un sistema integrale delle (I), (II), che si comporta come gli altri fuori delle σ , soddisfa sopra le σ alla *a*) e alle (3), dove si ponga $c_1 = c_2 = c_3 = 0$; infine si annulla per $t = t_0$.

La (5) assume allora l'aspetto

$$\Omega + \frac{1}{A^2 R} \int_{t_0}^t dt \int_{\sigma} (\mathcal{A}_i^2 + M_i^2 + N_i^2) d\sigma = 0.$$

Siccome tutti gli elementi di integrale sono positivi, questa relazione esige che sia zero separatamente ciascun elemento, il che implica l'identico annullarsi delle sei differenze. C. D. D.

Fisica. — *Ricerche di radioattività indotta*. Nota IV di A. SELLA, presentata dal Socio BLASERNA.

Presento in questa Nota i risultati di alcune misure ed esperienze, le quali completano quelle esposte nelle Note precedenti (Rendiconti (5) XI, 1° sem. pp. 57, 242, 369; 1902) e che riguardano sempre i fenomeni di radioattività indotta sopra lamine metalliche mediante l'effluvio.

ESPERIENZE NELL'ARIA ATMOSFERICA.

Influenza della durata dell'effluvio. — In primo luogo fu stabilito che l'attivazione è indipendente dalla natura del metallo che costituisce la lamina o gli aghi affacciati, dalla distanza fra aghi e lamina e dalla intensità dell'effluvio stesso, che misuravo con un galvanometro inserito nel circuito; unica condizione rimanendo che si avesse effluvio accompagnato da vento elettrico, avendosi poi sensibilmente gli stessi risultati operando sia con una macchina elettrostatica a 38 dischi di vetro del diametro di 30 cm. o con un'ordinaria macchinetta Whimshurst a due dischi. Ciò posto passai a determinare come varii l'intensità dell'attivazione con la durata del processo di attivazione stesso, cioè dell'effluvio. Ho operato in queste misure in una stanza di dimensioni medie (mc. 175) colle finestre chiuse.

I numeri che riporto per caratterizzare l'intensità dell'attivazione indicano i secondi impiegati dalla lamina attivata delle dimensioni di centimetri 10×14 e mantenuta ad un potenziale costante di 20 Volt per caricare un'altra lamina, ad essa parallela, alla distanza di 6 cm. e collegata ad un elettrometro, dal potenziale 2 a quello di 6 Volt. Il numero di secondi è quindi inversamente proporzionale all'intensità I dell'attività. La capacità del sistema era di cm. 13,6.

Lamina positiva, effluvio negativo.

Durata dell'effluvio	15'	30'	45'	60'	75'
1/I	76"	45"	39"	36",5	34",5

Lamina negativa, effluvio positivo.

Durata dell'effluvio	15'	30'	45'	60'	75'
1/I	216"	114"	100"	95"	93"

Se si indica nei due casi con 100 il numero che rappresenta l'attivazione finale, costante si hanno i seguenti numeri:

Durata dell'effluvio	15'	30'	45'	60'	75'
Lamina positiva I	45	77	88	95	100
Lamina negativa I	43	82	93	98	100

e sono portati nell'unità figura 1, in cui la curva (1) corrisponde alla lamina positiva e la (2) alla negativa. L'andamento delle due curve è, come si vede,

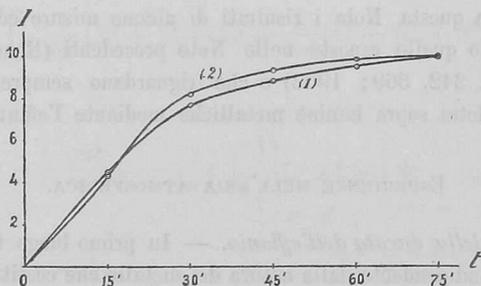


FIG. 1.

molto sensibilmente coincidente per quanto a bella posta abbia scelto due esperienze che corrispondono a condizioni dell'aria molto diverse; a queste e non al segno dell'effluvio è da attribuirsi la diversità dei valori assoluti dell'attivazione, come ho già ricordato più volte.

Perdita della radioattività col tempo. — È questo un dato che importa molto di conoscere per caratterizzare la natura dell'attivazione. Le lamine saggiate erano state prima attivate a saturazione, cioè finché, per

quelle date condizioni dell'aria, fosse raggiunto lo stato di equilibrio fra la perdita e l'acquisto (notando però che questo stato di equilibrio anche con aria nelle medesime condizioni, varia a seconda delle dimensioni della stanza a causa dell'esaurimento dell'aria in particelle attive, prodotto dall'effluvio).

Ecco i risultati: i numeri che esprimono l'attivazione hanno il medesimo significato di prima; nella prima linea stanno le ore.

Lamina positiva:

Ore	0 ^h	1 ^h	2 ^h	3 ^h	4 ^h
1/I	47''	75''	117''	137''	147''

Dopo 24 ore l'attivazione non era quasi più apprezzabile.

Lamina positiva:

Ore	0 ^h	0 ^h 5	1 ^h	1 ^h ,5	2 ^h	2 ^h ,5	3 ^h	3 ^h ,5	4 ^h
1/I	26''	36''	49''	75''	92''	110''	130''	144''	153''

Nella figura 2 sono rappresentati questi risultati riportando a 100

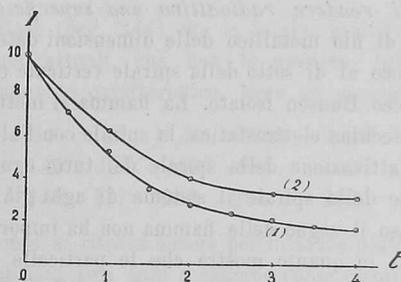


FIG. 2.

l'attività iniziale. La curva (1) corrisponde alla prima lamina, la (2) alla seconda. La leggera differenza di comportamento è da attribuirsi a diverse condizioni dell'aria; nè oserei affermare che il fatto che nel caso di attivazione iniziale più elevata la caduta sia stata più rapida, abbia un carattere generale; ulteriori esperienze in proposito sarebbero interessanti. Da notarsi è che la caduta nel principio è più rapida di quello che corrisponderebbe ad una progressione geometrica col tempo, calcolata sui valori iniziale e finale.

Ho accennato (p. 372) che facendo filtrare l'aria di una cantina chiusa da molto tempo attraverso l'ovatta, questa diventa radioattiva; è interessante riportare i numeri che mostrano come questa attività va scomparendo col tempo. Le misure furono fatte sparpagliando l'ovatta del filtro su di una lamina metallica colla solita disposizione. Dopo 120' l'attività non era quasi più apprezzabile.

Minuti primi	0'	30'	40'	100'	120'
1/I in secondi	66''	178''	220''	405''	—
I	100	37	30	16	0

Aggiungo che non mi è riuscito di trovare attive delle superficie metalliche state da lungo tempo nell'aria chiusa della cantina, come era forse naturale di sospettare.

Condizioni in cui si produce la radioattività. — Già ho accennato nelle mie Note precedenti che la radioattività cresce operando in luoghi chiusi. Per riportare alcune cifre, dirò che nella medesima stanza di prima, con finestre aperte ottenni un'attività rappresentata da 265", dopo due ore di chiusura ed un'attivazione per la durata di un'ora 169". Il massimo valore che ho potuto ottenere in quella stanza tenendo le finestre chiuse per alcuni giorni, è stato di 26"; si noti però che la tenuta delle finestre lasciava molto a desiderare. In una stanza della cantina tenuta chiusa da molte settimane, ho ritrovato la radioattività più alta rappresentata da 17",5.

Un punto, che sarebbe molto interessante di approfondire è se, come appare probabile, il potere attivante dell'aria corre parallelamente con la sua conduttività.

Altro modo di rendere radioattiva una superficie metallica. — Si prenda una spirale di filo metallico delle dimensioni date nella prima Nota, e si disponga un poco al di sotto della spirale verticale e nel prolungamento del suo asse un becco Bunsen isolato. La fiamma si mette in comunicazione con un polo della macchina elettrostatica, la spirale con l'altro polo. Si ottiene in questo modo un'attivazione della spirale del tutto eguale a quella che si ha ponendo nell'asse della spirale il sistema di aghi già descritto a pag. 57. Anche in questo caso il segno della fiamma non ha importanza. Questa esperienza è interessante in quanto mostra che le particelle attive dell'aria non vengono distrutte dai gas caldi di combustione della fiamma.

ESPERIENZE NELL'ARIA ESPOSTA PER POCO TEMPO ALLE EMANAZIONI DELL'OSSIDO DI TORIO.

In una cassa della capacità di 300 litri sono posti una bacinella contenente $\frac{1}{2}$ kg. di ossido di torio ed il sistema lamina ed aghi, essendo la prima in comunicazione con un polo della macchina elettrostatica, gli aghi e la cassa e l'altro polo a terra. L'attivazione viene prodotta subito dopo chiusa la cassa.

Perdita della radioattività delle lamine dopo estratte. — Volendo determinare la perdita spontanea di attività delle lamine attivate e poi estratte dalla cassa, notai subito il fenomeno già accennato a pag. 244 e che cioè l'attività cresce dapprima per un certo tempo. Durante le esperienze comparve una Nota del Rutherford (Phys. Zeitschr. (3) pag. 254, 1902; vedi a questo proposito il recente lavoro nel Journal of the Chem. Society, July 1902, pag. 837) che annunciava il medesimo fatto per corpi attivati col mantenerli ad un potenziale negativo; fatto che gli era sfuggito nelle sue prime

ricerche. La cosa ha ora perso quindi un poco del suo interesse e non riporto alcune misure se non a titolo di esempio.

Lamine negative; durata dell'attivazione $\frac{1}{2}$ ora. Nella prima linea sono i tempi in ore dopo estratta la lastra, nella seconda la solita durata nella misura elettrometrica, nella terza l'attività della lamina, supposto 100 l'iniziale.

1^a lamina :

	0 ^h	30'	1 ^h	2 ^h	2 ^h 30'	3 ^h	3 ^h 30'	4 ^h
1/I =	96"	64"	52"	46"	43",5	44"	45",5	49"
I =	100	150	184	208	220	218	212	196

2^a lamina :

	0 ^h	30'	1 ^h	1 ^h ,30'	2 ^h	2 ^h ,30'	3 ^h ,30'	4 ^h ,30'
1/I =	148"	80"	68"	55"	49"	47"	47"	59"
I =	100	185	215	270	300	315	315	260

Ho già annunciato (pag. 244) che le lamine positive si attivano molto meno, nelle condizioni attuali, che non le negative; tuttavia anche queste presentano questo aumento caratteristico. Ecco un esempio :

	0 ^h	30'	1 ^h	1 ^h ,30'	2 ^h ,30'	3 ^h ,30'	4 ^h ,30'
1/I =	207"	149"	117"	103"	98"	100"	108"
I =	100	138	177	200	201	207	190

Lo stesso aumento si ritrova ancora per la parte posteriore delle lamine, cioè quella non affacciata agli aghi e valgano come esempio le seguenti esperienze fatte sulle parti posteriori delle due lamine sopra riferite e state elettrizzate negativamente.

1^a lamina :

	0 ^h	30'	1 ^h	2 ^h	2 ^h ,30'	3 ^h	3 ^h ,30'	4 ^h
1/I =	146"	64"	54"	44"	43"	44"	47"	57"
I =	100	228	266	330	340	330	310	256

2^a lamina :

	0 ^h	30'	1 ^h ,30'	2 ^h	2 ^h ,30'	3 ^h ,30'	4 ^h ,30'
1/I =	67"	36"	23"	21"	19"	19"	21"
I =	100	186	290	320	350	350	310

Carattere generale della radioattività. — Il fatto che le lamine positive si attivano molto meno delle negative, il fatto che la parte posteriore della lamina elettrizzata negativamente può talora, a seconda della posizione della lamina rispetto alle pareti della cassa, attivarsi molto più intensamente della anteriore, ed i numeri sopra riportati per la 2^a lamina ne sono una prova eloquente, dimostrano che il processo di attivazione non è dovuto pro-

priamente all'effluvio, ma alla carica propria positiva delle particelle attive dell'emanazione torica, quale fu dimostrata dal Rutherford.

Queste condizioni interessano quindi poco nella presente ricerca. Mi sia permessa qui un'osservazione ad un'affermazione dal Rutherford (Phil. Mag., 49, p. 8, 1900) che l'emanazione dell'ossido di torio non viene arrestata filtrando per l'ovatta. Ora facendo passare per uno stoppaccetto di ovatta dell'aria passata semplicemente sopra l'ossido di torio si ritrova l'ovatta fortemente radioattiva; ora, secondo ogni probabilità, un'attivazione così energica, come quella osservata, non si otterrebbe, se l'ovatta non arrestasse parte dell'emanazione stessa.

ESPERIENZE NELL'ARIA ESPOSTA DA MOLTO TEMPO
ALL'EMANAZIONE DELL'OSSIDO DI TORIO.

La cassa ricordata nelle esperienze precedenti veniva lasciata chiusa 16 ore prima di procedere all'attivazione della lamina. La bacinella contenente l'ossido di torio poteva essere ricoperta da un foglio di carta senza che si alterassero i risultati.

Influenza della durata dell'effluvio. — Secondo l'interpretazione da me data al fenomeno dell'attivazione e riportata nelle note antecedenti, si comprende che il tempo per ottenere la massima attivazione debba essere dello stesso ordine di quello che occorrerebbe per chiarire un ambiente fumoso o carico di nebbia. Ecco alcuni dati:

Durata dell'effluvio	60'	30'	10'	18'	5'	1'
1/I misurata all'elettrom.	15"	15"	10",5	33"	18"	28"

Questi dati non sono molto concordanti, perchè, per cause non bene definite, in condizioni apparentemente eguali non si ritrovano le medesime attivazioni, ma il fatto che per un minuto di effluvio si è ottenuto un effetto maggiore di uno di quelli avuti per 10', che con 5' si è ottenuto un effetto sensibilmente eguale come con un'ora o mezz'ora, dimostra la precedente affermazione.

Influenza del tempo durante il quale la cassa rimane chiusa. — Ecco alcuni dati sperimentali:

Ore di chiusura	8 ^h	16 ^h	24 ^h	40 ^h
1/I	34"	15"	15"	15"
	34"	15"	30"	
	24"	10"	6",5	

A parte le solite divergenze, si può in generale concludere, che dopo 8 ore l'aria ha già acquistato un potere attivante che è la metà circa del massimo, valore che raggiunge dopo circa 16 ore.

Distribuzione della radioattività nella lamina. — Nelle attuali condizioni ho già mostrato che l'attività si distribuisce sulle lamine secondo superficie, che riproducono esattamente le figure del Kundt; mi sia ora lecito di riprodurre (fig. 3) una di queste figure ottenute per via fotografica attra-

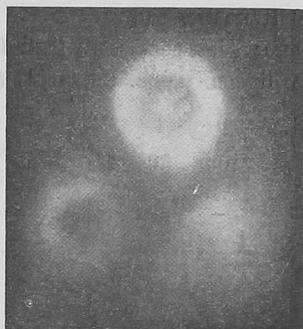


FIG. 3

verso il cartone nero, e che presenta una particolarità interessante, cioè un anello nella macchia; particolarità che, come hanno notato Obermayer e Pechler, viene talora mostrato dalle figure del Kundt dirette.

Variazione della radioattività col tempo. — Ecco un esempio: la lamina era rimasta 16 ore racchiusa nella cassa, poi elettrizzata positivamente, cioè con effluvio negativo.

Ore	0	1 ^h	2 ^h	3 ^h 30'	5 ^h	6 ^h	24 ^h
1/I in secondi	28"	29"	29"	30"	33"	37"	128"
I	100	97	97	93	85	76	22

La persistenza della radioattività, come si vede, è molto grande ed è quella che fa riuscire così bene le prove fotografiche. Questo comportamento così diverso da quello presentato dalle lamine attivate nell'aria atmosferica dimostra pienamente che le particelle attive contenute in questa sono del tutto diverse dall'emanazione del torio.

Vorrei ancora accennare al fatto che talora le lamine presentano ancora un leggero aumento col tempo, dopo estratte, come lo prova la seguente misura:

Ore	0 ^h	0 ^h 15'	0 ^h 30'	0 ^h 45'	1 ^h 30'	5 ^h	7 ^h 30'
1/I in secondi	44"	43"	42"	41"	40"	47"	49"

Questo comportamento però non si ritrova di frequente; per solito la radioattività rimane stazionaria, o quasi, durante le prime tre ore; poi decresce

un po' rapidamente per quindi diminuire sempre più lentamente, secondo una legge assintotica.

Carattere dei raggi emessi dalle lamine attivate. — In primo luogo riferiamo il loro potere di penetrazione. Sopra la lamina attiva furono posti successivamente più fogli di stagnola o di carta e poi misurata al solito la velocità di carica dell'elettrometro.

Seguono alcune misure; l'intensità senza fogli fu ridotta a 100.

Carta dello spessore di mm. 0,022. Curva (1) (fig. 4).

Numero dei fogli.	0	1	2	3	4	5	6
I	100	50	25	14,3	7,3	2,7	0,9

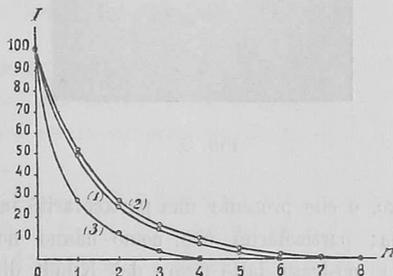


Fig. 4.

Carta dello spessore di mm. 0,015. Curva (2).

Numero fogli	0	1	2	3	4	5	6	7	8
I	100	52	28	16	9	5	2,4	1,1	0,5

Stagnola dello spessore di mm. 0,009. Curva (3).

Numero fogli	0	1	2	3	4
I	100	28	12,5	3,5	0,5

In secondo luogo ho misurato come varii l'intensità della corrente al condensatore nella misura elettrometrica col variare della differenza di potenziale. Nella tabella che segue nella prima linea sono indicati i Volt a cui viene successivamente portata la lamina attiva, nella seconda i secondi impiegati dalla lamina collegata coll'elettrometro per caricarsi al solito da 2 a 6 Volt.

Volt	8	10	12	14	16	18	20	30	40	50	60
1/I	173''	101''	78'',5	64''	58''	49''	45''	40''	37''	35''	33'',5

La figura 5 rappresenta i numeri trovati e mostra come a 60 Volt sia quasi raggiunta la corrente di saturazione.

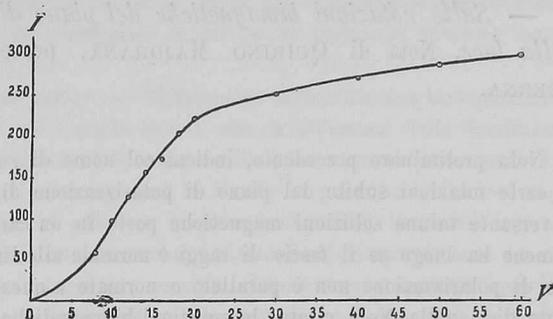


FIG. 5.

Appendice. — In una campana del contenuto di 10 litri collegata con una macchina pneumatica e sul cui fondo era una bacinella contenente ossido di torio fu prima introdotta aria umida, accuratamente priva di pulviscolo atmosferico e dopo 16 ore cercai se si produceva nebbia con un'espansione subitanea entro quei limiti in cui l'aria naturale non presenta questa condensazione; ma non ho ottenuto risultati netti.

Mi preme inoltre di ricordare che filtrando attraverso l'ovatta l'aria della cassa, in cui era stata rinchiusa coll'ossido di torio, ottenni una attivazione così forte dell'ovatta che potei ottenere con questa delle azioni fotografiche attraverso una lamina sottile di alluminio. Il modo col quale la radioattività dell'ovatta decresce spontaneamente col tempo è caratterizzata da questi numeri.

Ore	0 ^h	1 ^h	19 ^h
1/I in secondi	28''	25''	72''

Così anche l'ovatta attivata per filtrazione può presentare quel leggero aumento iniziale già riferito per le lamine attirate coll'effluvio.

Compio il grato dovere di ringraziare pubblicamente il dott. Caboni, che mi fu di efficacissimo aiuto nelle presenti ricerche.