

INFLUENZA DEL VENTO SUL FUNZIONAMENTO DELLE SONDE RADIOATTIVE

R. CIALDEA - A. LO SURDO - G. ZANOTELLI

Fin dai primi tentativi di impiego delle sostanze radioattive per la misura del potenziale elettrico atmosferico, era stato notato ⁽¹⁾ che i movimenti dell'aria vi potevano avere una qualche influenza: esperienze successive ⁽²⁾ non hanno sempre confermato tale effetto. Una attenta osservazione di alcuni recenti rilevamenti del potenziale elettrico atmosferico, eseguiti con sonde radioattive negli Osservatorii dell'Istituto Nazionale di Geofisica, ci convinsero però della notevole importanza di tale influenza, indubbiamente esistente.

Ci è sembrato perciò interessante eseguire ricerche sperimentali e teoriche tendenti a chiarire la questione. Abbiamo condotto a questo scopo in laboratorio misure di potenziale con sonde radioattive nell'interno di un condensatore piano, nel quale fluisce, in direzione del campo elettrico, una corrente di aria a velocità regolabile ed uniforme. E' stato così possibile rilevare l'esistenza di una relazione caratteristica tra la velocità del vento e il potenziale misurato, e di un intervallo di velocità in cui lo scarto del potenziale misurato da quello statico può diventare notevole.

Per interpretare i risultati di queste esperienze abbiamo poi elaborato una trattazione teorica, che rappresenta nelle linee generali il fenomeno e ne giustifica qualitativamente l'andamento.

La disposizione sperimentale da noi usata per queste ricerche è costituita (fig. 1) da due grandi armature piane *A* e *B* di rete metallica disposte parallelamente ad una distanza di 60 cm, fra le quali si applica una differenza di potenziale, onde avere nello spazio intermedio un campo elettrico che si può considerare uniforme nella parte centrale; in tale regione fluisce, lungo le linee del campo e su una estensione relativamente grande (40 cm di diametro), una corrente

⁽¹⁾ F. HENNING, Ann. der Physik, 7, p. 893 (1902).

⁽²⁾ M. MOULIN, Le Radium, 4, p. 6 (1907); M. A. TUVE-C. HUFF., Terr. Magn., 32, p. 17 (1927).

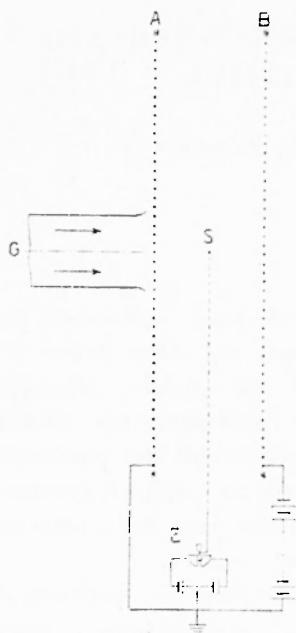


Fig. 1

d'aria, di velocità praticamente uniforme: la stessa proviene, attraverso la rete metallica, dallo chocco di una galleria aerodinamica G . La velocità dell'aria può essere variata con continuità e controllata mediante un apposito anemometro a filo caldo.

La sonda radioattiva impiegata è dell'usuale tipo a disco (diametro 12 mm) con una delle facce attivata mediante polonio e senza alcun riduttore di percorso ⁽²⁾. La sonda S è collocata nella parte centrale del campo elettrico e della corrente d'aria, con la superficie attiva normale al piano delle armature.

Le esperienze sono state condotte con velocità g del vento crescente dal valore 0 a circa 180 cm/sec; la differenza di potenziale applicata tra le armature stesse è di 300 volt; l'armatura a potenziale più

basso è quella attraverso la quale l'aria penetra nel condensatore.

Le misure sono state fatte collocando la sonda successivamente in tre posizioni differenti e precisamente ad una distanza l_1 di 15, 30 o 45 cm dall'armatura a potenziale più basso. La differenza di potenziale V_1 tra la sonda e tale armatura è stata misurata mediante un elettmetro E .

I risultati delle esperienze eseguite sono rappresentati nel diagramma di fig. 2. La caratteristica più saliente consiste nel fatto che la variazione apportata dall'azione del vento al potenziale, e quindi lo scarto rispetto al potenziale statico, non varia sempre nello stesso senso al variare della velocità del vento, ma a partire da velocità nulle cresce al crescere di g , fino a raggiungere un massimo per un certo valore della velocità, e quindi diminuisce lentamente tendendo asintoticamente a zero.

Per procedere all'indagine teorica, ci riferiamo ancora, come in un nostro precedente lavoro ⁽¹⁾, al caso semplice di un condensatore

⁽²⁾ R. CIALDEA - A. LO SURDO, Annali di Geofisica, I, 49 (1948).

⁽¹⁾ R. CIALDEA - A. LO SURDO - G. ZANOTELLI, Annali di Geofisica, I, p. 155 (1948).

di sezione indefinita, le cui armature piane e parallele sono mantenute a differenza di potenziale costante; fra queste è compreso uno strato piano alle stesse parallele, pure indefinito, e sottoposto ad azione ionizzante uniforme, del quale supporremo trascurabile lo spessore. Faremo astrazione dal fenomeno della diffusione.

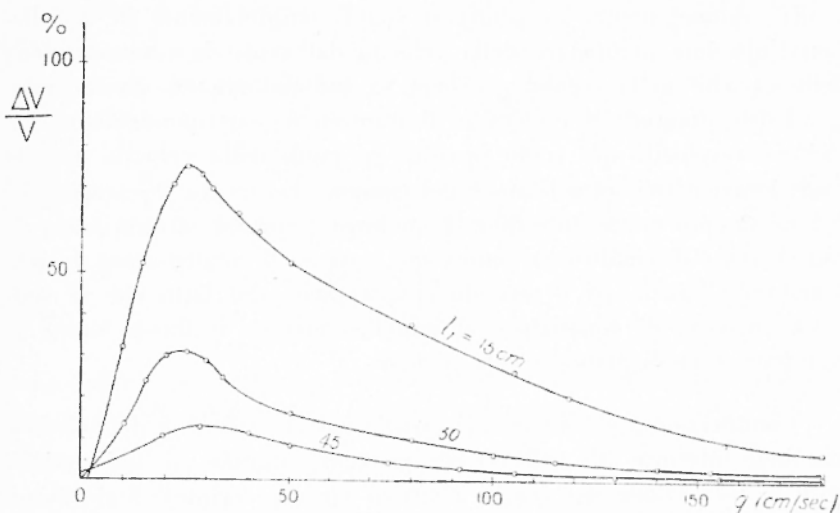


Fig. 2

Immaginiamo che, normalmente alle armature e allo strato sottoposto all'azione ionizzante, fluisca una corrente uniforme di aria con velocità g costante in ogni punto, e che prenderemo, per fissare, in verso opposto al campo elettrico: supporremo le armature e lo strato permeabili alla corrente dell'aria e tali da non modificarne l'andamento.

Il problema che ci proponiamo consiste nel determinare il potenziale di equilibrio assunto dallo strato intermedio. Le caratteristiche del fenomeno si presentano come segue: in mancanza di vento gli ioni prodotti nello strato intermedio si dirigono, sotto l'azione del campo, i positivi verso una delle armature ed i negativi verso l'altra, in modo che lo spazio interno del condensatore viene diviso dallo strato in due regioni, la prima contenente solo cariche positive e la seconda solo cariche negative. Per velocità relativamente piccole, il vento, pur frenando gli ioni positivi ed accelerando quelli negativi, non muta sostanzialmente questa distribuzione, se non nel fatto che gli

ioni positivi si infittiscono nella prima regione e quelli negativi invece si diradano nella seconda. Questa distribuzione di cariche si mantiene fino a quando la velocità del vento si avvicina alla velocità che sotto l'azione del campo possono assumere gli ioni positivi.

Allorché la velocità del vento raggiunge o supera tale limite, tutti gli ioni, sia di un segno che dell'altro, vengono trascinati nella seconda regione mentre la prima si vuota completamente di cariche. Con l'ulteriore aumentare della velocità del vento la concentrazione delle cariche nella seconda regione va indefinitamente diminuendo.

Esiste dunque un intervallo di transizione corrispondente ai valori della velocità del vento prossimi a quelli della velocità assunta dagli ioni positivi sotto l'azione del campo, che separa due regimi di funzionamento nettamente diversi tra loro: il primo caratterizzato da una corrente di conduzione ionica che traversa il condensatore da una armatura all'altra, ed il secondo caratterizzato dal fatto che la suddetta corrente di conduzione si annulla, mentre il flusso ionico si mantiene soltanto nella seconda regione.

Cominciamo a considerare il caso in cui la velocità g del vento si mantiene inferiore alle velocità che possono assumere gli ioni positivi sotto la sola azione del campo elettrico (primo regime). Stabiliremo nel nostro condensatore un asse delle ascisse x normale alle armature ed avente l'origine sullo strato ionizzante (fig. 3); la prima armatura,

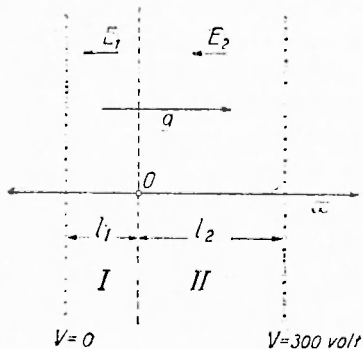


Fig. 3

quella di sinistra, sia a potenziale zero; e la seconda, quella di destra, a potenziale V positivo e costante. Il campo elettrico E risulta quindi diretto in verso opposto a quello positivo delle x : l'aria invece fluisce, secondo quanto sopra detto, da sinistra a destra, cioè in verso contrario. Per la condizione imposta al valore di g , nella regione a sinistra dello strato sottoposto all'azione ionizzante, ove $x < 0$, si trovano soltanto ioni positivi i quali si muovono nel verso del campo; nella seconda regione invece, a destra dello strato intermedio, per la quale $x > 0$, si trovano solo ioni negativi i quali si muovono nel verso stesso del moto dell'aria; in questo primo regime la ricombinazione

al di fuori dello strato sede dell'azione ionizzante non ha luogo, mentre si verifica nell'interno di detto strato.

Nella prima regione ($x < 0$) e nella seconda ($x > 0$) le velocità degli ioni positivi e rispettivamente negativi sono espresse, in valore e segno, da $kE + g$, ove con k si è indicata la mobilità degli ioni con il proprio segno. Quindi tra il campo elettrico E , la concentrazione n delle cariche di ciascun segno, e la densità di corrente J , valgono le relazioni

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi en \quad , \quad J = en(kE + g) \quad [1]$$

in cui e rappresenta, in valore e segno, la carica ionica. Eliminando la n tra le due precedenti relazioni, si ottiene

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi J}{kE + g} \quad [2]$$

In condizioni stazionarie la J è costante in ogni sezione del condensatore e quindi indipendente dalla x : integrando si ha

$$kE^2 + 2gE - 8\pi Jx - B = 0 \quad [3]$$

essendo B la costante di integrazione, che si può determinare facendo $x=0$; indicando con E_0 il valore assoluto del campo in tale punto, si ha allora, essendo il campo diretto in verso opposto alla x ,

$$B = kE_0^2 - 2gE_0 \quad ; \quad [4]$$

sostituendo nella [3] e risolvendola, si ha

$$E(x) = -\frac{g}{k} - \sqrt{\left(E_0 - \frac{g}{k}\right)^2 + \frac{8\pi Jx}{k}} \quad [5]$$

Dei due segni del radicale deve essere preso il segno negativo, acciò il campo risulti diretto in verso opposto a quello positivo delle x .

Esaminiamo l'andamento del campo elettrico nelle due regioni: indichiamo con k_+ , k_- e J_+ , i valori assoluti della mobilità degli ioni e della densità di corrente. Nella prima regione, per $x < 0$, avremo

$$E_1(x) = -\frac{g}{k_+} - \sqrt{\left(E_{1,0} - \frac{g}{k_+}\right)^2 - \frac{8\pi J_0 x}{k_+}} \quad [6]$$

Il campo cresce in valore assoluto all'aumentare della distanza dallo strato intermedio, e ciò in maniera tanto più sensibile per quanto maggiore è la g .

Nella seconda regione, per $x \geq 0$, avremo

$$E_{2,0}(x) = \frac{g}{k_-} - \sqrt{\left(E_{2,0} + \frac{g}{k_-}\right)^2 + \frac{8\pi J_0 x}{k_-}} \quad [7]$$

Il campo cresce in valore assoluto all'aumentare della distanza dallo strato intermedio, e ciò in maniera tanto più sensibile, quanto minore è la g .

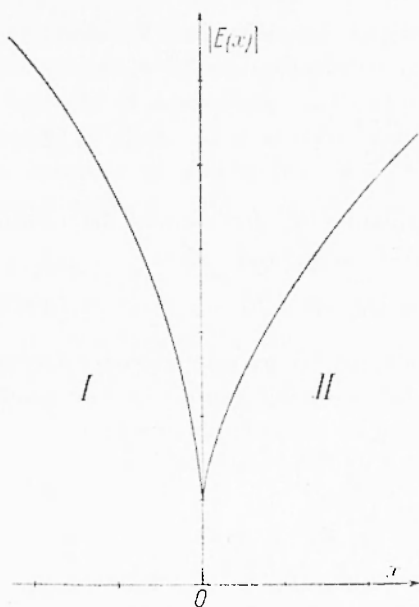


Fig. 4

Nel diagramma di fig. 4 è rappresentato qualitativamente l'andamento del campo E per un certo valore della g , essendosi supposto E_0 uguale sulle due faccie dello strato intermedio, cioè

$$E_{1,0} = E_{2,0} = E_0 \quad [8]$$

il ramo della curva a sinistra (prima regione) diventa più ripido e quello a destra invece (seconda regione) meno, all'aumentare di g .

Quanto alla condizione [8] che nel seguito della trattazione noi assumeremo come valida, osserviamo che la stessa equivale ad ammettere, in base al teorema di Gauss, che sullo strato sede dell'azione ioniz-

zante non possa, in condizioni stazionarie, sussistere carica elettrica prevalentemente di un solo segno.

Occorre ora determinare la differenza di potenziale V_1 tra lo strato e l'armatura di sinistra del condensatore; integrando la [6] tra i limiti $x=0$ e $x=-l_1$ si ha

$$V_1^e = \frac{1}{k_+} \left\{ g l_1 + \frac{1}{12\pi J_0 k_+} \left(\left[(E_0 k_+ - g)^2 + 8\pi J_0 l_1 k_+ \right]^{\frac{3}{2}} - [E_0 k_+ - g]^3 \right) \right\} \quad [9]$$

Analogamente per la differenza di potenziale V_2 tra l'armatura di destra del condensatore e lo strato, integrando la [7] tra i limiti $x=l_2$ e $x=0$, si ha

$$V_2 = -\frac{1}{k_-} \left\{ \frac{g l_2}{l} - \frac{1}{12 \pi J_0 k_-} \left(\left[(E_0 k_- + g)^2 + 8 \pi J_0 l_2 k_- \right]^{\frac{3}{2}} - \left[E_0 k_- + g \right]^3 \right) \right\}. \quad [10]$$

L'approssimazione già adottata da J. J. Thomson (*), da noi seguita nel precedente lavoro, verrà qui ritenuta valida per piccole velocità del vento, in quanto in tal caso può essere ancora notevole l'effetto della ricombinazione nell'interno dello strato sede della ionizzazione: in questa approssimazione si ammette come trascurabile il quadrato del campo elettrico, in prossimità dello strato suddetto, rispetto al termine $8 \pi J_0 x/k$. Essendo $(E_0 k_- + g)^2$ dello stesso ordine di $k^2 E_0^2$, noi consideriamo piccoli di fronte all'unità, nelle suddette equazioni [9] e [10] i termini in $(E_0 k_- + g)^2 / 8 \pi J_0 x k$ e li trascureremo insieme alle loro potenze nello sviluppo in serie dell'espressione a potenza 3/2 nelle [9] e [10]: si ottengono così per i potenziali le relazioni semplificate

$$V_1 = \frac{1}{k_+} \left[\frac{2}{3} \sqrt{8 \pi J_0 l_1^3 k_+ + g l_1} \right], \quad [11]$$

$$V_2 = \frac{1}{k_-} \left[\frac{2}{3} \sqrt{8 \pi J_0 l_2^3 k_- - g l_2} \right]. \quad [12]$$

La differenza di potenziale $V_1 - V_2$ è vincolata e data da quella V costante applicata fra le armature del condensatore: imponendo questa ulteriore condizione ed eliminando la J si ha per la differenza di potenziale V_1 fra lo strato e l'armatura di sinistra, l'equazione

$$V_1 = \frac{V}{1 + \sqrt{\frac{k_+}{k_-} \left(\frac{l_2}{l_1} \right)^3}} \left[1 + \frac{g l_2}{k_- V} \left(1 + \sqrt{\frac{k_- l_2}{k_+ l_1}} \right) \right]. \quad [13]$$

In assenza di vento $g=0$, l'espressione trovata si riduce a quella da noi già data nel precedente lavoro, allorché considerammo l'effetto della sola carica spaziale (*). La differenza di potenziale fra lo strato e la seconda armatura risulta

(*) J. J. THOMSON, Conduction of Electricity through gases, Cambridge, p. 74, 1903.

(*) Cfr. loc. cit. (*), pag. 159, formula [11], R. CALDEA, Annali di Geofisica, I, p. 364 (1936).

$$V_2 = \frac{V}{1 + \sqrt{\frac{k_+}{k_-} \left(\frac{l_2}{l_1} \right)^2}} \left[\sqrt{\frac{l_+}{k_-} \left(\frac{l_2}{l_1} \right)^2} - \frac{g_1^2}{k_- V} \left(1 + \sqrt{\frac{l_-}{k_+} \left(\frac{l_2}{l_1} \right)^2} \right) \right]; \quad [14]$$

tale differenza di potenziale si annulla allorché g assume il valore

$$g_1 = \frac{k_- V}{l_1} \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{k_+}{k_-} \frac{l_2}{l_1}}} \quad [15]$$

In corrispondenza si ha $V_1 = V$.

Per questa velocità g_1 lo strato soggetto all'azione ionizzante assume il potenziale della seconda armatura, e la differenza di potenziale applicata V si trova localizzata per intero fra detto strato e la prima armatura. Valori maggiori non sono ammissibili, perché porterebbero ad una differenza di potenziale più grande di quella applicata: il valore g_1 limita dunque superiormente, dal punto di vista analitico, l'intervallo di variazione della g nel primo regime.

Consideriamo ora il caso in cui la velocità g del vento sia sempre superiore alle velocità che possono raggiungere gli ioni positivi sotto la sola azione del campo elettrico (secondo regime). Per la condizione così imposta al valore di tale velocità, la prima regione rimane vuota di cariche, essendo le stesse trasportate tutte dal vento nella seconda regione: in quest'ultima gli ioni positivi e negativi si muovono ambedue nello stesso verso, i negativi accelerati, i positivi rallentati dal campo elettrico, il quale peraltro non è sufficiente per quest'ultimi a vincere l'azione di trascinamento dell'aria.

Nella seconda regione la velocità degli ioni positivi è espressa da $g + k_+ E$ e quella dei negativi da $g - k_- E$, ambedue maggiori di zero.

Fra il campo elettrico E , le concentrazioni n_+ e n_- degli ioni e la densità di corrente di ciascun segno J_+ e J_- , valgono le relazioni

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi(e_+ n_+ + e_- n_-). \quad [16]$$

$$J_+ = e_+ n_+ (g + k_+ E) > 0, \quad J_- = e_- n_- (g - k_- E) < 0. \quad [17]$$

Si deve tener presente che si ha $e_+ = -e_-$ e che $J_+ + J_- = 0$, poiché in condizioni stazionarie, mancando le cariche nella prima regione, deve essere nulla anche la corrente attraverso la seconda regione. Eliminando le concentrazioni fra le relazioni precedenti, ponendo $J_+ = -J_- = J$ si ottiene

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi J \left[\frac{1}{g+k_+E} - \frac{1}{g-k_-E} \right]. \quad [18]$$

Anche in questo caso la J , in condizioni stazionarie, è indipendente dalla x : l'equazione precedente integrata dà

$$x = -\frac{1}{4\pi J(k_+ + k_-)} \left[g^2 \ln E(x) + g(k_+ - k_-)E(x) - \frac{k_-k_+}{2} E^2(x) + C \right]; \quad [19]$$

C è la costante di integrazione, che si determina ponendo $x=0$:

$$C = -g^2 \ln E(0) - g(k_+ - k_-)E(0) + \frac{k_-k_+}{2} E^2(0) \quad [20]$$

che sostituita nella [19], fornisce

$$x = -\frac{1}{4\pi J(k_+ + k_-)} \left[g^2 \ln \frac{E(x)}{E(0)} + g(k_+ - k_-) (E(x) - E(0)) - \frac{k_-k_+}{2} (E^2(x) - E^2(0)) \right], \quad [21]$$

valida per $x > 0$.

Esaminiamo l'andamento del campo elettrico nelle due regioni: nella prima esso è ovviamente costante, mancando le cariche, nella seconda è determinato, in funzione del valore $E(0)$ sullo strato sede dell'azione ionizzante, dalla equaz. [21]. Risulta più comodo porre la [21] sotto forma leggermente differente, considerando come parametri il rapporto $u = E(x)/E(0)$, e il rapporto $r = k_+E(0)/g$ fra la velocità degli ioni positivi sotto l'azione del campo all'uscita dello strato stesso e la velocità del vento. Si ottiene così

$$x = -\frac{g^2}{4\pi J(k_+ + k_-)} \left[\ln u + \left(\frac{k_-}{k_+} - 1 \right) r(1-u) + \frac{k_-}{2k_+} r^2(1-u^2) \right]. \quad [22]$$

Nella seconda regione, essendo positivo il segno della densità di carica prevalente, poiché gli ioni negativi risultano diradati rispetto a quelli positivi a causa della loro maggiore velocità, il valore assoluto del campo elettrico è decrescente col crescere della x : pertanto in tale regione si verifica sempre $|E(x)| < |E(0)|$, quindi u compreso tra 0 ed 1.

Per semplificare, potremo considerare due casi tipici, il primo in cui la g sia prossima al valore di transizione, cioè all'incirca r uguale all'unità, ed il secondo in cui la g sia molto grande, cioè r

tendente a zero. Assumiamo per la J il valore 10^{-11} amp = $3 \cdot 10^{-2}$ u.e.s., che corrisponde alla densità di corrente dell'ordine di quella delle sonde da noi adoperate, e 411 u.e.s. per k_+ , 567 u.e.s. per k_- . Nel primo caso, se la x non è eccessivamente piccola, ad es. superiore a qualche centimetro, si riscontra che dei tre termini in parentesi, la somma dei due ultimi può al massimo essere 0,3, mentre il fattore $4\pi J(k_+ + k_-)x/g^2$ è molto grande rispetto all'unità, per velocità che si aggirano intorno al valore sopra menzionato. Pertanto il termine logaritmico risulta di gran lunga prevalente rispetto agli altri due: in questa approssimazione, il campo è espresso semplicemente da

$$E(x) = E(0) e^{-\frac{4\pi J(k_+ + k_-)}{g^2} x} \quad [23]$$

Essendo grande il valore del coefficiente che si trova all'esponente, il campo decresce rapidamente al crescere della x , e tanto più, quanto più prossima è la velocità al valore di transizione: il campo può ritenersi nullo a breve distanza dallo strato sede dell'azione ionizzante. Per ogni valore della x , quando la velocità cresce allontanandosi dal valore di transizione, il campo elettrico aumenta, di modo che il parametro u va crescendo verso l'unità.

Si può in questo modo raggiungere la condizione che il valore del $\ln u$ non sia più preponderante rispetto ai due termini successivi: da questo momento la grandezza dei tre termini diventa comparabile. Per rendercene ragione osserviamo che nell'intorno di $u=1$ possiamo sviluppare in serie il logaritmo conservando nello sviluppo solo il primo termine: abbiamo in questo modo

$$E(x) = E(0) \left\{ 1 - \frac{4\pi J(k_+ + k_-)x}{g^2 \left[1 - \left(\frac{k_-}{k_+} - 1 \right) r - \frac{r}{k_+} r^2 \right]} \right\} \quad [24]$$

Per valori di g molto grandi il secondo termine nelle graffe praticamente si annulla e si ha $E(x) = E(0)$; il campo in questo modo risulta costante anche lungo la seconda regione, poiché le cariche sono così diradate da non far sentire più la loro influenza.

Il grafico di fig. 5 indica qualitativamente l'andamento del campo elettrico in funzione della x per un dato valore della g : questa curva decade al crescere della x sempre meno rapidamente a misura che la velocità del vento diviene forte.

Determiniamo ora il potenziale assunto dallo strato intermedio: a tale scopo occorre ricavare dalla [21] la differenza di potenziale tra lo strato stesso e la seconda armatura.

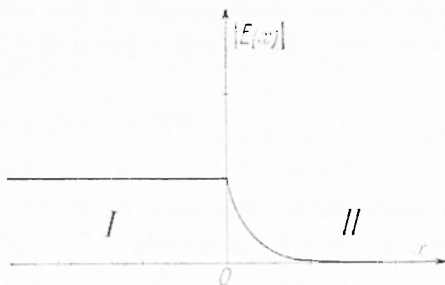


Fig. 5

La [21] non è risolvibile in termini finiti

rispetto alla E ; però con una integrazione per parti, è possibile ricavare il valore della differenza di potenziale V_2 in funzione del campo; infatti si ha

$$V_2 = - \int_0^{l_2} E dx = - \left[E x \right]_0^{l_2} + \int_0^{l_2} x dE \quad [25]$$

Effettuando l'operazione, si ottiene

$$V_2 = \frac{1}{4\pi J(k_+ + k_-)} \left\{ g^2 \left(E(l_2) - E(0) \right) + g \left(\frac{k_+ - k_-}{2} \right) \left(E^2(l_2) - E^2(0) \right) - \frac{k_+ k_-}{3} \left(E^3(l_2) - E^3(0) \right) \right\}. \quad [26]$$

Eliminando il campo $E(l_2)$ fra la [26] e la [21], dopo aver posto in questa $x=l_2$, si ottiene il valore della differenza di potenziale V_2 in funzione del campo $E(0)$ sullo strato intermedio e dei restanti parametri g, l_2, J .

Per la forma della [21], questa eliminazione non è effettuabile in termini finiti; per tramite del calcolo numerico, avendosi più parametri variabili da considerare, l'operazione di calcolo riesce piuttosto complessa; perciò ci riferiremo a due casi più semplici ed espressivi, e precisamente a quello in cui la velocità è prossima al valore di transizione e all'altro in cui la stessa è molto grande.

Nel primo caso, se $u = E(l_2)/E(0)$ è molto piccolo, possiamo, nella [26], trascurare u rispetto all'unità: con ciò la V_2 non risulta più legata alla [21], ma data da

$$V_2 = - \frac{E(0)}{4\pi J(k_+ + k_-)} \left(g^2 + \frac{k_+ - k_-}{2} g E(0) - \frac{k_+ k_-}{3} E^2(0) \right). \quad [27]$$

Ricordando ora che il campo ai due lati dello strato intermedio deve avere lo stesso valore, può esprimersi $E_2(0)$ in funzione di l_1 , cioè

$$E(0) = -E_0 = -\frac{V_1}{l_1} \quad , \quad [28]$$

imponendo poi la condizione $V = V_1 + V_2$ possono eliminarsi dalla precedente $E_2(0)$ e V_2 ottenendo

$$g^2 - \frac{k_+ - k_-}{2} \frac{V_1}{l_1} g - \frac{k_- k_+}{3} \left(\frac{V_1}{l_1}\right)^2 - 4\pi J(k_+ + k_-) l_1 \left(\frac{V}{V_1} - 1\right) = 0. \quad [29]$$

Risolvendo rispetto alla g , si ha

$$g = \frac{V_1}{l_1} \frac{k_- - k_+}{4} \left[\sqrt{1 + \frac{16}{3} \frac{k_- k_+}{(k_- - k_+)^2} + 64\pi J \frac{k_- + k_+}{(k_- - k_+)^2} \left(\frac{l_1}{V_1}\right)^2 (V - V_1)} - 1 \right] \quad [30]$$

ove per la radice si è scelto il segno positivo dovendo risultare $g > 0$. Determiniamo ora il valore di g_2 , per il quale lo strato intermedio assume il potenziale della seconda armatura, cioè $V_1 = V$: si ha allora

$$g_2 = \frac{V}{l_1} \frac{k_- - k_+}{4} \left[\sqrt{1 + \frac{16}{3} \frac{k_- k_+}{(k_- - k_+)^2}} - 1 \right], \quad [31]$$

corrispondentemente si ha $V_2 = 0$. Dal valore $V_1 = V$, il potenziale diminuisce al crescere della velocità del vento dapprima lentamente e quindi tanto più rapidamente per quanto il valore della J è piccolo; con tutto ciò tale dipendenza non complica l'andamento del fenomeno; infatti, per velocità g così forti, nell'interno dello strato intermedio potrà ritenersi raggiunto il regime di saturazione e la J , a parità di intensità di ionizzazione, risulterà praticamente costante ed indipendente dalla g .

Consideriamo ora il caso in cui la velocità del vento sia così grande e le cariche così diradate nella seconda regione, che il rapporto $u = E(l_2)/E(0)$ risulti prossimo all'unità. In questa eventualità vale per il campo elettrico la [24], che fu da noi ottenuta ritenendo appunto trascurabile il termine $(1-u)/2$ di fronte ad 1: per determinare il potenziale in questo caso integriamo la stessa [24] rispetto ad x , limitandola tra $x = l_2$ e $x = 0$ ed otterremo

$$V_2 = E_0 l_2 \left\{ 1 - \frac{2\pi J(k_+ + k_-)}{g^2 \left[1 - \left(\frac{k_-}{k_+} - 1 \right) r - \frac{k_-}{k_+} r^2 \right]} \right\} l_2 \quad [32]$$

Osserviamo che essendo qui la velocità g molto maggiore di quella di transizione, e quindi r prossimo a zero, nel denominatore della frazione possono trascurarsi il secondo e terzo termine rispetto al primo. Allora la precedente si semplifica ulteriormente e diventa

$$V_2 = E_0 l_2 \left(1 - \frac{2\pi J(k_+ + k_-)}{g^2} l_2 \right) \quad [33]$$

ricordiamo che $E_0 = V_1 / l_1$ e che $V_1 + V_2 = V$, e sostituendo nella precedente, si ha

$$V_1 = \frac{V l_1}{l_1 + l_2 \left(1 - \frac{2\pi J(k_+ + k_-)}{g^2} l_2 \right)} \quad [34]$$

Se ne deduce che per g tendente ad infinito il potenziale tende a quello statico $V l_1 / (l_1 + l_2)$ in assenza di cariche.

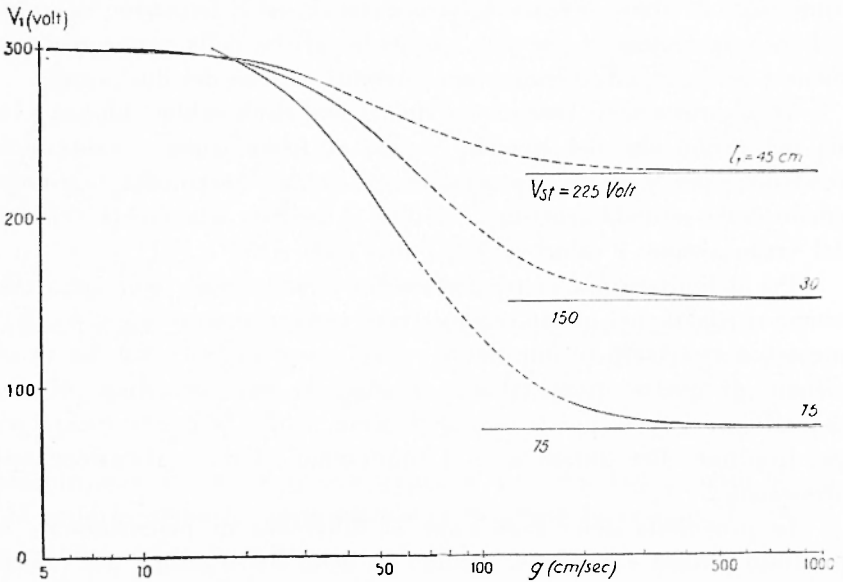


Fig. 6

Nel grafico di fig. 6 è riportato l'andamento di V_1 in funzione di g allorché lo strato intermedio si trova a 15, 30 e 45 cm di distanza dalla prima armatura, per un valore della densità di corrente

$I=3 \cdot 10^{-2}$ u.e.s. e per una differenza di potenziale $V=1$ u.e.s., determinato per mezzo delle formule [30] e [34] sui due tratti iniziali e terminali (tratto pieno), mentre i punti intermedi sono stati determinati per mezzo del calcolo numerico eliminando, come fu già detto, il parametro u tra le [26] e [21].

Interessa ora di mettere a raffronto i risultati ottenuti nelle trattazioni relative al primo e al secondo regime di funzionamento.

Le conclusioni di maggior rilievo, che abbiamo potuto trarre dalle considerazioni teoriche fin qui esposte sono le seguenti:

1) per velocità del vento crescenti a partire da zero, il potenziale dello strato sede dell'azione ionizzante si sposta dal valore che gli compete nel condensatore in base alla presenza della carica spaziale, verso valori sempre più alti, e tende a raggiungere il potenziale della seconda armatura, mantenendosi il fenomeno sempre nel primo regime, con cariche di segno diverso in ciascuna delle due regioni;

2) per velocità del vento superiori, il potenziale dello strato diminuisce di nuovo e tende al valore statico, ed il fenomeno si svolge nel secondo regime in cui sono assenti le cariche nella prima regione, mentre nella seconda regione sono presenti cariche dei due segni.

Dalla trattazione teorica fin qui svolta risulterebbe dunque che sia nel primo che nel secondo regime di funzionamento esiste una condizione per la quale il potenziale dello strato intermedio raggiunge quello della seconda armatura, ciò che si verifica allorché la velocità del vento assume i valori g_1 e g_2 , dati dalle [15] e [31].

Per delimitare ora la transizione fra i due regimi osserviamo che finché si rimane nel primo regime dovrà verificarsi sempre $g < k - E_0$, mentre nel secondo regime dovrà essere sempre $g > k + E_0$. La valutazione di queste disuguaglianze implica la determinazione di E_0 , la quale, se è ovvia per il secondo regime, risulta piuttosto complessa per il primo. Per questo caso ci limiteremo ad una valutazione approssimata.

In prossimità della transizione la differenza di potenziale V_2 è piuttosto piccola e potremo ritenere E_0 dello stesso ordine del valore assoluto medio del campo nella seconda regione, pur mantenendosi E_0 , per la [7], sempre minore:

$$E_0 < \frac{V_2}{l_2} = \frac{V - V_1}{l_2} \quad [35]$$

Quindi finché si rimane nel primo regime, la velocità g non potrà essere mai maggiore di $l_1 \cdot (V - V_1) / l_2$.

Consideriamo il grafico di fig. 7 nel quale sono tracciate, per l'intervallo che ci interessa, le rette che secondo la [13], ci esprimono

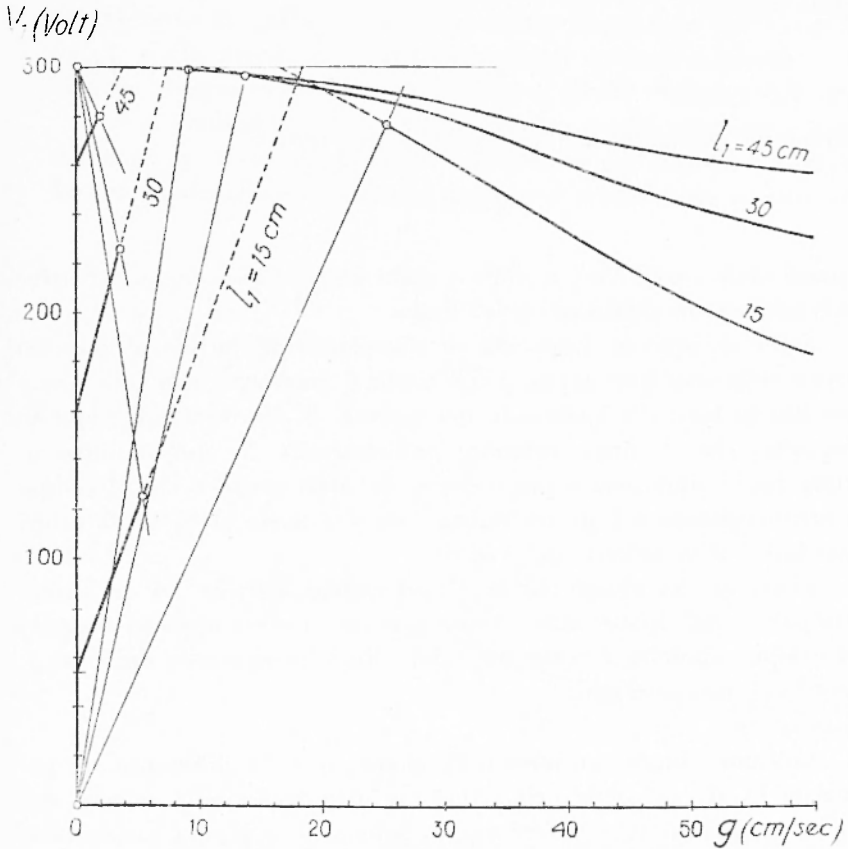


Fig. 7

l'andamento della $V_1(g)$ nel primo regime e le curve che, secondo la [30], ci rappresentano la stessa grandezza nel secondo regime. Tracciamo in tale grafico le rette

$$g = k_1 \cdot \frac{V - V_1}{l_2} \quad [36]$$

per i rispettivi valori $l_1 = 15, 30$ e 45 cm. Tutti i punti delle rette $V_1(g)$ a destra della intersezione non rappresentano uno stato fisico

reale, in quanto la velocità del vento risulterebbe più che sufficiente al passaggio nel secondo regime.

Per il secondo regime invece, osserviamo che nella prima regione non esiste carica e quindi $E_n = V_1/l_1$. Perciò in questo regime deve essere sempre

$$g > k + \frac{V_1}{l_1} . \quad [37]$$

Tracciamo analogamente nel grafico le tre rette

$$g = k + \frac{V_1}{l_1} . \quad [38]$$

I punti delle curve [30] a sinistra delle intersezioni con le rispettive rette non hanno significato fisico reale.

Esiste dunque un intervallo di transizione dal primo al secondo regime relativamente ampio, e nel quale il fenomeno non può essere descritto in base alle ipotesi da noi assunte. È da osservare a questo proposito, che il limite inferiore dell'intervallo da noi stabilito in prima approssimazione è più elevato che nella realtà e che il campo di funzionamento nel primo regime non si estende al di là di valori assai bassi della velocità del vento.

Rileviamo da ultimo che le considerazioni teoriche fin qui svolte sono partite dall'ipotesi che il vento spirasse in verso opposto a quello del campo: allorché il verso del vento coincide con quello del campo, i risultati sono analoghi.

Abbiamo sinora considerato l'andamento della differenza di potenziale V_1 ai capi della prima regione in funzione della velocità del vento, in quanto tale differenza di potenziale è quella che meglio rappresenta, dal punto di vista fisico, l'andamento del fenomeno.

Per una valutazione dell'influenza del vento sul potenziale assunto dallo strato sede dell'azione ionizzante in confronto al valore che gli spetterebbe in condizioni statiche, in assenza cioè di cariche perturbanti, riesce di maggiore interesse la considerazione dello scarto relativo fra il potenziale V_1 ed il potenziale statico $V_{st} = Fl_1/l$ cioè $\Delta V/V = (V_1 - V_{st})/V_{st}$.

Nella fig. 8 abbiamo riportato l'andamento di tale scarto in funzione della velocità g per le tre solite posizioni dello strato intermedio fra le armature del condensatore, e cioè $l_1 = 15, 30, 45$ cm, nel caso da noi studiato di $l = 60$ cm. $F = 1$ u.e.s. e $J = 3 \cdot 10^{-2}$ u.e.s.; il

grafico è stato tracciato in base alla formula [13] per il primo regime ed alle [30] e [34] per il secondo regime. Nel grafico non compare la zona relativa all'intervallo di transizione, cui non si estende la validità fisica delle formule; inoltre la scala adottata in ordinata è più ristretta di quella del corrispondente diagramma sperimentale di fig. 2, e ciò perché gli scarti determinati sperimentalmente si mantengono sempre notevolmente inferiori a quelli risultanti dal calcolo.

Se si confronta questo diagramma con quello ottenuto sperimentalmente, si rileva una notevole somiglianza nei rispettivi andamenti. La schematizzazione teorica del fenomeno, l'aver fatto astrazione dal-

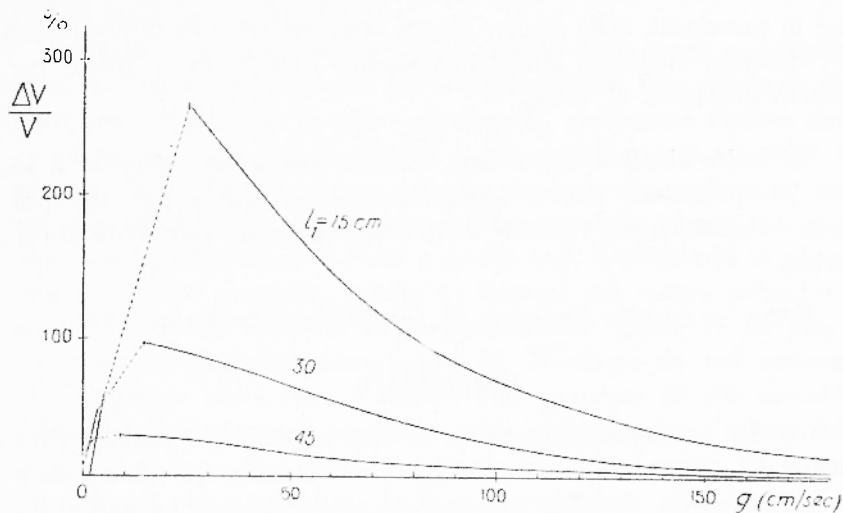


Fig. 8

l'effettiva esistenza della diffusione e le approssimazioni di volta in volta adottate per consentire una trattazione relativamente semplice, non alterano dunque le caratteristiche essenziali del fenomeno stesso, il quale, almeno qualitativamente, risulta soddisfacentemente interpretato. Infatti l'esistenza di un intervallo di velocità del vento in cui lo scarto va crescendo al crescere della velocità, il manifestarsi di un massimo che, per le posizioni dello strato intermedio da noi scelte, cade nell'intervallo compreso fra circa 15 e 30 cm/sec e il susseguente diminuire dello scarto stesso con l'ulteriore aumento della velocità del vento, trovano la loro conferma negli andamenti determinabili teoricamente, in corrispondenza al primo ed al secondo regime.

La posizione in cui cade, secondo la teoria, il valore massimo dello

scarto si trova presumibilmente ai confini o nell'intervallo di transizione; questo massimo risulta tanto più forte quanto più lo strato è prossimo alla prima armatura: secondo i dati rilevati dalla esperienza i valori appaiono alquanto minori di quelli suggeriti dalla teoria; peraltro non bisogna dimenticare come l'esperienza sia stata necessariamente condotta con una sonda reale di estensione molto piccola, mentre la teoria si basa sulla considerazione di uno strato sede dell'azione ionizzante di estensione indefinita. La divergenza fra andamento teorico e sperimentale può essere attribuita al fatto che, nelle condizioni reali, l'azione delle porzioni di superficie equipotenziali che rimangono imperturbate influisce sull'andamento delle stesse superficie in prossimità della sonda; questo fatto del resto fu osservato già in circostanze analoghe, allorché studiammo l'effetto della carica spaziale in mancanza di vento.

E' lecito ritenere che i fatti accertati con queste ricerche e la loro interpretazione teorica potranno dare una guida per una più esatta valutazione dei risultati delle osservazioni di potenziale atmosferico.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Settembre 1948.

RIASSUNTO

Gli AA. espongono alcune loro ricerche condotte per studiare l'influenza del vento sulla misura del potenziale elettrico per mezzo delle sonde radioattive. Vengono dapprima descritti i risultati ottenuti nella misura del potenziale stesso in un campo uniforme nel quale fluisce, lungo le linee di campo, una corrente d'aria: lo scarto del potenziale dal suo valore statico cresce dapprima fino ad un massimo al crescere della velocità del vento, e diminuisce successivamente, tendendo asintoticamente a zero. Viene poi sviluppata una trattazione teorica per mezzo della quale possono essere soddisfacentemente interpretati i risultati sperimentali; dalla stessa risulta che debbono essere distinti nel fenomeno due diversi regimi di funzionamento a seconda che la velocità del vento sia minore o maggiore di quella assunta dagli ioni sotto l'azione del campo; tali due regimi corrispondono ai tratti in cui lo scarto cresce e rispettivamente diminuisce al crescere della velocità del vento.