

L'alta atmosfera e una nuova proprietà del plasma (ionosfera) (*)

M. CUTOLO (**)

Ricevuto il 18 Maggio 1963

RIASSUNTO. — Si premettono alcune notizie sulla costituzione dell'atmosfera e della ionosfera (Fig. 1), e sulla variazione della temperatura con l'altezza (Fig. 2), secondo le conoscenze più recenti.

Dopo aver accennato alla presenza nell'alta atmosfera delle correnti dinamo, si descrive la ragione del comportamento non-lineare del plasma ionosferico.

Segue la descrizione dell'effetto di girointerazione e la dimostrazione teorica dell'esistenza delle curve di risonanza dromedaria e bactrian.

Data la spiccata non-linearità della parte bassa della ionosfera, l'autore penso che il plasma poteva comportarsi come un « detector » o « rivelatore », separando la bassa frequenza dalla portante di un'onda modulata quando questa si propaga attraverso il plasma.

Gli esperimenti fatti tra il 1953 ed il 1962 confermano l'ipotesi avanzata dall'autore, e cioè che la ionosfera per la sua non linearità dà luogo ad un effetto di rivelazione.

A mezzo dell'effetto di rivelazione è stato possibile imprimere l'impulso di un'onda disturbatrice su di un'onda ricercata e generare così l'effetto Lussemburgo con risonanza (Girointerazione).

Il nuovo effetto e la tecnica descritta dovrebbero permettere di studiare il plasma interplanetario invece che sempre con satelliti, anche solo con radioonde trasmesse da terra, risparmiando così notevoli somme finanziarie.

SUMMARY. — We give first some news on the constitution of the atmosphere and ionosphere (Fig. 1), and on the variation of the temperature in relation with the height (Fig. 2) as by the most recent knowledges.

(*) Nota presentata al 2° Congresso Internazionale Tecnico Scientifico dello Spazio. Roma, 19-23 Giugno 1962.

(**) Centro Studi di Fisica dello Spazio. — Istituto di Fisica Tecnica (Ingegneria) ed Istituto di Fisica (Architettura) dell'Università di Napoli.

We report about the presence of the dynamo-currents in the high atmosphere and of a description of the reason why the ionospheric plasma behaves in a non-linear way.

We give a description of the gyrointeraction effect and a theoretical demonstration about the existence of the dromedary and bactrian resonance curves.

Due to the remarkable non-linearity of the lower part of the ionosphere, the author thought that the plasma may behave as a « detector » separating the low frequency from the carrier of a modulated wave.

This paper refers to the experiments carried out between 1953 and 1962 which confirm that a detection effect does occur.

By means of the detection effect it has been possible to impress the pulse of the disturbing wave on the wanted wave.

The new effect and technique should permit us to study the interplanetary plasma by transmitting radio waves from earth. This would mean saving a great deal of money because artificial satellites wouldn't be always needed.

Il plasma (gas ionizzato) che circonda la terra fra i 60 ed i 500 km di altezza dalla superficie terrestre e che ha il nome di ionosfera è stato suddiviso in tre regioni denominate rispettivamente: F' (che di giorno si scinde negli strati F_1 e F_2), E e D .

Mentre la regione F si trova al disopra dei 240 km ed ha una densità elettronica N (numero di elettroni per cm^3) che varia in maniera complicata durante la notte, lo strato F_1 ha $N \sim 10^5$ a circa 160 km ed F_2 ha $N \sim 10^6$ a circa 260 km.

La densità elettronica della regione E varia naturalmente dal giorno alla notte. Di giorno N ha un massimo ($\sim 10^5$ elettroni/ cm^3) a circa 100 km. Questa altezza però varia con la latitudine, la stagione, l'ora diurna e il ciclo delle macchie solari. Durante la notte N diminuisce marcatamente sino a ridursi a poche decine o centinaia di elettroni liberi per cm^3 . Al contrario dello strato F_2 che ha uno spessore maggiore di 50 km, E è spesso circa 10 km.

Dai 60 km di altezza agli 80 si trova la regione D la cui densità elettronica è compresa tra 10^3 e 10^4 elettroni/ cm^3 . Dopo il tramonto del sole D scompare totalmente.

La composizione dell'atmosfera rimane quasi la stessa dal livello del mare sino a grandi altezze. Essa è costituita come è noto, principalmente da azoto (N_2) e ossigeno (O_2) biatomici.

Intorno ai 100 km di altezza l'ossigeno da biatomico diventa monoatomico. Questo cambiamento, il quale produce una grande modificazione delle proprietà chimiche e assorbenti di luce di O , è dovuto al fenomeno

della fotodissociazione generato dalla luce solare. Per quanto riguarda invece il cambiamento di N da biatomico a monoatomico, il processo è poco chiaro. Sembra che esso sia dovuto alla tendenza delle molecole più pesanti a separarsi al disopra dei 160 km dalle altre per effetto della gravità che naturalmente è più intensa per le molecole più pesanti.

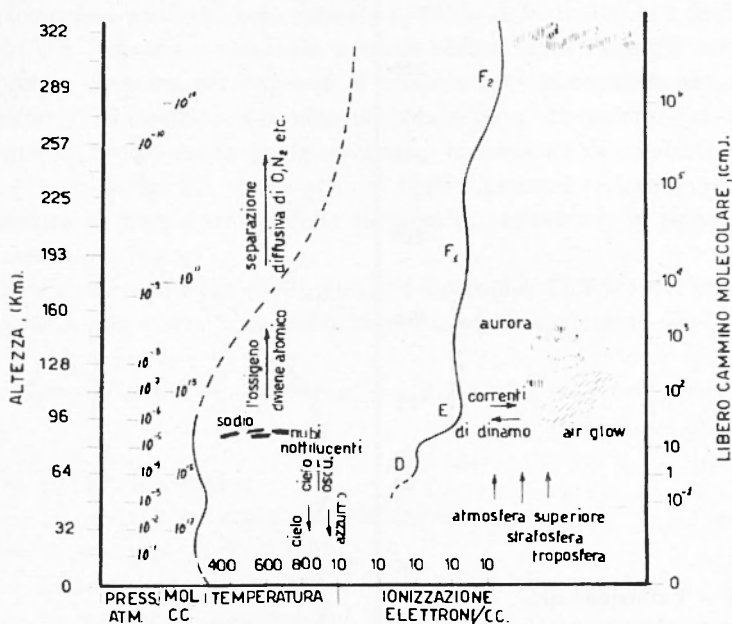


Fig. 1 - Libero cammino molecolare. (cm).

Come si vede dalla Fig. 1 la temperatura diminuisce con l'altrezza raggiungendo un primo minimo a circa 24 km per poi risalire sino ad avere un massimo a 50 km. Dopo una nuova diminuzione la temperatura comincia a salire sensibilmente dai 100 km in su con una legge non ancora ben chiara tanto che sono state avanzate due ipotesi rappresentate dalle due linee tratteggiate di Fig. 2. In ogni caso la cosa certa è che la temperatura raggiunge alti valori a grandi altrezze.

Il grafico di Fig. 1 indica le pressioni, il numero di molecole per cc e i cammini liberi degli elettroni nell'aria alle varie altrezze (1).

1. - CORRENTI DINAMO E COMPORTAMENTO NON LINEARE DEL PLASMA.

Le regioni che qui a noi interessano per quello che diremo in seguito sono la *E* e la *D*. Come si vede in Fig. 1 la regione *E* è la sede di quel

sistema di correnti responsabili della fluttuazione del campo magnetico terrestre alla superficie terrestre. Queste correnti sono chiamate dinamo e sono generate dall'azione gravitazionale esercitata sugli elettroni liberi da parte del Sole e della Luna. Esse sono chiamate dinamo perché si

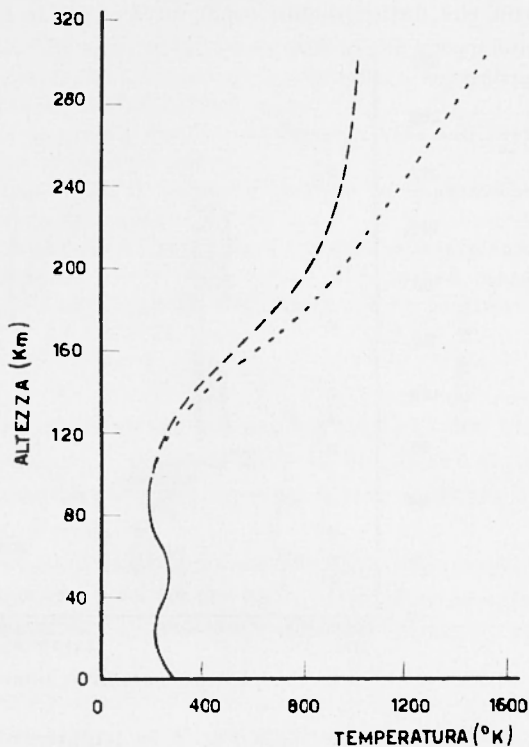


Fig. 2 - Variazione della temperatura con l'altezza.

producono nella stessa guisa delle correnti elettriche generate da una dinamo. Se noi ricordiamo che questa macchina è formata da una bobina avvolta su un toro di ferro, chiamata rotore, che gira entro un campo magnetico prodotto da un magnete, si ha che nel caso della ionosfera, il magnete è sostituito dal campo magnetico terrestre e la bobina dalla ionosfera la quale, come il rotore, è conduttrice per effetto degli elettroni liberi esistenti in essa.

Le correnti elettriche si generano perché gli elettroni, per effetto di marea, si muovono attraverso le linee di forza del campo magnetico terrestre.

Oltre alla presenza del sistema di correnti elettriche di cui ora si è parlato, la regione *E*, al pari di quella *D*, ha un particolare comportamento nella propagazione delle radioonde.

Dato che il numero degli elettroni è in sostanza molto esiguo (di notte $N = 100$ elettroni/cm³ o anche meno) e il cammino medio è notevole, l'elettrone tra un urto e l'altro con le molecole neutre e gli ioni ha il tempo di acquistare molta energia dal campo elettrico della radioonda che attraversa la regione E (o D) della ionosfera. Ma poiché la massa dell'elettrone è molto piccola rispetto a quella delle molecole e degli ioni, accade che l'elettrone non cede a quest'ultimi tutta l'energia acquisita dal campo elettrico per cui esso si riscalda con la conseguenza che la permittività dielettrica del plasma comincia a dipendere dal campo elettrico E . Segue che la polarizzazione e la corrente di conduzione non sono più proporzionali ad E , per cui tutti i processi elettrodinamici, in particolare la propagazione delle radioonde, acquistano la proprietà di non essere più lineari.

Se noi immaginiamo che il plasma è isotropico l'effetto del campo E sul plasma può essere trascurato in prima approssimazione se

$$E \ll E_p = \sqrt{3 K T \frac{m}{e^2} G (\omega^2 + \nu_0^2)} = 4.2 \cdot 10^{-10} \sqrt{G T (\omega^2 + \nu_0^2)} \text{ V/cm}$$

dove:

E_p = il « plasma field »;

e, m = la carica e la massa dell'elettrone;

K = la costante di Boltzman;

T = la temperatura assoluta del plasma in assenza di E ;

ω = la frequenza angolare del campo;

G = la perdita media di energia subita da un elettrone contro le particelle pesanti;

ν_0 = la frequenza di collisione quando non c'è il campo E .

Soltanto se $E \gtrsim E_p$ o meglio se $E \gg E_p$ le proprietà del plasma sono sostanzialmente cambiate. Se $\omega^2 \ll \nu_0^2$ si ha che nella regione E : $E_p = \sim 10^{-5}$ ($\nu_0 \sim 10^5$, $T \simeq 300^\circ$, $G \simeq 10^{-3}$) mentre nella corona solare $E_p \sim 10^{-7}$ V/cm ($\nu_0 \sim 10$, $T \sim 10^6$, $G = 1/918$) (2).

2. - LA GIROINTERAZIONE.

Come è noto, l'effetto Lusseburgo consiste nel trasferimento (nella ionosfera) di una piccola parte della modulazione di una radioonda di frequenza media e della potenza di un centinaio di kW (detta onda disturbatrice) su di un'altra onda di frequenza completamente diversa dalla prima, non modulata e di potenza inferiore (chiamata ricercata). In generale il per cento della modulazione trasferita, detta anche modulazione

parassita o « cross-modulation », è dell'ordine dell'1 o 2% con una potenza della stazione disturbatrice dell'ordine del centinaio di kW.

Nel 1937 il Prof. V. A. Bailey ha scoperto teoricamente che se la frequenza della stazione disturbatrice invece di essere una frequenza qualsiasi è uguale all'incirca alla frequenza giromagnetica (o frequenza ciclotronica) locale della ionosfera si sarebbe dovuto avere, per effetto di risonanza, un'esaltazione del fenomeno della interazione per cui il percento della modulazione trasferita sarebbe dovuto aumentare di 4-10 volte rispetto al percento di modulazione parassita che si ottiene nel semplice effetto Lussemburgo ⁽³⁾.

A questo nuovo fenomeno *previsto soltanto teoricamente* il Bailey ha dato il nome di interazione con risonanza o « girointerazione ».

Lo studio di questa teoria eseguito da me nel 1942 mi convinse che qualora il fenomeno veramente fosse esistito esso sarebbe stato opportunamente adoperato per potere misurare direttamente la frequenza giromagnetica locale della ionosfera e per conseguenza il campo magnetico terrestre nella alta atmosfera.

In altri termini il fenomeno della girointerazione avrebbe permesso la verifica della teoria magnetoionica formulata nel 1925 da Appleton, e cioè l'esistenza nella ionosfera di una frequenza giromagnetica, teoria che sino al 1946 è stata confermata in parte soltanto con esperienze di laboratorio da parte di vari ricercatori fra i quali in primo piano V. De Pace e più diffusamente G. Todesco.

Il piano delle ricerche e la descrizione della difficile organizzazione sono illustrate in ⁽⁴⁾. I risultati della esperienza eseguita nel Marzo 1946 ⁽⁵⁾ e alla quale parteciparono vari importanti Enti militari, Vaticani e universitari sono i seguenti:

1) Per la prima volta è stato possibile mettere in luce l'esistenza della risonanza come aveva previsto teoricamente il Bailey.

2) Per effetto della risonanza è stato possibile ottenere il fenomeno con una potenza inferiore al kilowatt laddove l'effetto Lussemburgo era stato ottenuto all'estero sempre con potenze dell'ordine del centinaio di kW.

3) È stato possibile per la prima volta dimostrare sperimentalmente l'esistenza nella ionosfera di una frequenza giromagnetica così come era stata definita matematicamente dalla teoria magnetoionica.

4) Fu possibile mostrare una variazione regolare con l'ora notturna della frequenza di risonanza (da non confondere con la frequenza giromagnetica), *variazione non sospettata teoricamente* e che sembra dovuta alla variazione della densità elettronica dell'alta atmosfera.

Intanto la teoria della girointerazione prevede che, in funzione della penetrazione nello strato E dell'onda ricercata, vi possono essere due curve di risonanza e, precisamente, o una curva con due massimi simmetrici rispetto alla girofrequenza oppure una curva con un sol massimo poco discosto dalla girofrequenza (3).

Nel Marzo del 1949 organizzai una nuova campagna di esperienze col proposito di fare il tentativo di vedere se era possibile determinare sperimentalmente la curva di risonanza a due massimi prevista dalla teoria della girointerazione. L'organizzazione della nuova campagna richiese molto lavoro particolarmente per preparare la stazione perturbatrice.

Durante il Giugno-Luglio dello stesso anno furono eseguite 12 notti di esperienze in cui fu possibile costruire sperimentalmente la curva a due massimi che il Bailey aveva previsto nel 1938.

In questo ciclo sperimentale fu osservata l'influenza delle macchie solari sul fenomeno della girointerazione.

Dopo la verifica sperimentale dell'esistenza di una curva a due massimi restava la comprova sperimentale dell'esistenza anche della curva con un sol massimo. Allo scopo di fare specifica verifica è stata organizzata nel 1950 una nuova campagna di esperienze. Servendomi sempre dello stesso metodo di misura e delle stesse stazioni trasmettenti e riceventi adoperate nel 1949, furono eseguite, tra il Maggio e l'Agosto del 1950, 17 notti di esperienze.

In questo faticoso lavoro solo due volte si ottenne la curva a un massimo. Durante una notte fu possibile, adoperando la consueta frequenza di Taranto di 475 kc/s e operando la variazione della portante di Firenze II intorno alla girofrequenza, ottenere una chiara curva di risonanza ad un sol massimo. È stato notato che in quel giorno l'attività solare era bassa. In un'altra notte, invece, si ottenne la curva di risonanza a due massimi con la frequenza di Taranto di 475 kc/s. *Spostata questa frequenza di una trentina di chilocicli si passò dalla curva a due massimi alla curva a un massimo (4).*

Concludendo si deduce che il nostro contributo è consistito:

1) Dimostrazione dell'esistenza del fenomeno della risonanza nell'interazione delle radioonde nella ionosfera mediante potenze inferiori al kW adoperando il metodo della variazione della frequenza portante intorno alla frequenza ciclotronica (girofrequenza) e successivamente il metodo degli impulsi.

2) Verifica sperimentale dell'esistenza della curva di risonanza a due massimi simmetrici rispetto alla girofrequenza (bactrian-curve).

3) Dimostrazione dell'esistenza della curva di risonanza col massimo all'incirca sulla girofrequenza ottenuta facendo variare la penetrazione dell'onda nello strato E della ionosfera.

È interessante notare che il Prof. V. A. Bailey per confermare le curve da me osservate dovette attendere che la densità elettronica dello strato E subisse una diminuzione col progredire dell'ora notturna, e ciò per ottenere la sola curva a un massimo (?). In tale maniera è chiaro che egli non seguì il mio metodo, cioè non fece variare la penetrazione dell'onda ricercata nella ionosfera.

3. - BREVI CONSIDERAZIONI TEORICHE.

Si tratta ora di vedere come si possono giustificare le due curve di risonanza e cioè quella a due massimi simmetrici rispetto alla frequenza giromagnetica $\Omega_H/2\pi$ e quella con un massimo all'incirca su $\Omega_H/2\pi$.

Se si suppone che il gas ionizzato sia immerso in un campo magnetico costante (per esempio: il campo magnetico terrestre) il moto di un elettrone libero fra due urti consecutivi con le molecole neutre, sotto l'azione di un campo elettrico alternativo è dato dalla seguente equazione di V. A. Bailey:

$$a \frac{dv}{dt} + \frac{1}{2} a G (v^2 - v_0^2) = W_0(t), \quad [1]$$

dove

- v = frequenza di collisione degli elettroni;
- v_0 = valore di v all'equilibrio termico;
- a = prodotto della massa dell'elettrone per il quadrato del cammino libero medio;
- G = energia relativa media perduta in una collisione;
- $W_0(t)$ = valore medio del lavoro fatto dal campo elettrico su un elettrone durante due urti consecutivi di questi con le molecole neutre.

Il valore medio di $\overline{W_0}$ è dato dalla seguente espressione:

$$\overline{W_0} = \frac{2k}{N\nu} u \quad [2]$$

dove k è il coefficiente di assorbimento del mezzo, u il valore medio del flusso di energia dell'onda attraverso una superficie di area unitaria normale alla direzione di propagazione, ν la frequenza di collisione.

Con successivi sviluppi si ha:

$$\bar{w} = \tau a_s Z^2 \frac{\frac{1}{2} \operatorname{sen}^2 \varphi}{\nu^2 + \sigma^2 - \nu^2 \rho' \sigma^2 / \Omega_H} \quad [3]$$

dove $\tau = e^2/m$; Z = valore efficace del campo elettrico dell'onda nel punto di incidenza; φ = angolo tra il vettore campo elettrico dell'onda e il campo magnetico terrestre; ν = frequenza di collisione degli elettroni, secondo la distribuzione di Martyn

$$= 1,1 \cdot 10^6 \exp [-y \cdot 10^{-4}] ;$$

dove:

y = altezza verticale nello strato al disopra del livello 0 supposto a 90 km di altezza;

$$\sigma = \omega - \Omega$$

dove:

$\omega/2\pi$ = frequenza dell'onda;

$\Omega_H/2\pi$ = frequenza giromagnetica locale;

$$\rho' = \frac{\operatorname{tg}^2 \theta + 2 \cot \operatorname{tg}^2 \varphi}{\operatorname{tg}^2 \theta + 2} - \frac{\tau N (1 + \cos^2 \theta)}{2 \epsilon_0 \nu^2}$$

dove:

N = numero di elettroni per cm^3 ;

θ = angolo tra la direzione di propagazione dell'onda ed il campo magnetico terrestre;

ϵ_0 = costante dielettrica del vuoto;

a_s è definita dalla relazione:

$$\log a_s = -2 \int_0^s k ds = -0,0532 (\cos i_0 + \sec i_0) \int_0^s \frac{N \nu}{\nu^2 + \sigma^2} dy$$

dove:

$$k \text{ è stato già definito e } \operatorname{tg} a = \cos \theta .$$

Quando un'onda elettromagnetica attraversa la ionosfera, si scinde, come è noto, in due onde dette rispettivamente onda ordinaria e onda straordinaria. Particolare interesse suscita il calcolo \bar{w} per i due tipi di onda, in funzione dei parametri N , ν e k secondo la [3]. In uno dei lavori di Bailey e in uno dell'autore (6), sono state riportate due tabelle in cui sono stati dati i valori di \bar{w} rispettivamente per l'onda straordinaria e per quella ordinaria.

Dall'esame delle due tabelle, che per brevità qui non si riportano, scaturisce che mentre per l'onda ordinaria \bar{w} cresce con la frequenza dell'onda senza alcunché di particolare, per quella straordinaria \bar{w} è piccolo per frequenze inferiori o superiori a $\Omega_H/2\pi$ mentre che per la frequenza $\Omega/2\pi = \sim \Omega_H/2\pi$ \bar{w} presenta un valore massimo straordinario e cioè si produce un notevole grado di risonanza.

Dalla [2] si ha che $\bar{w}vN = 2k\bar{u}$. Bailey ha chiamato il prodotto $Nv\bar{w}$ « indice di interazione » perché esso rappresenta la media energia assorbita dagli elettroni per unità di volume e per secondo. Poiché \bar{w} ha un valore massimo quando l'onda ha la sua frequenza proprio uguale alla girofrequenza $\Omega_H/2\pi$, l'assorbimento della componente straordinaria in tale ipotesi è così grande rispetto all'onda ordinaria che l'effetto di quest'ultima è quasi trascurabile.

Ad una data altezza nello strato E , \bar{w} è data dall'intensità del campo elettrico dell'onda a quell'altezza, e dalla frazione di energia dell'onda assorbita. Come l'onda penetra nello strato, ovvero aumenta l'altezza, la frazione di energia assorbita cresce rapidamente mentre l'intensità dell'onda stessa comincia a diminuire.

Per una data frequenza dell'onda, l'indice d'interazione $Nv\bar{w}$ raggiunge un massimo a una determinata altezza. L'assorbimento della componente straordinaria ha un massimo piuttosto preciso su la girofrequenza per cui l'assorbimento dell'onda su la girofrequenza è molto più grande di quello di un'onda la cui frequenza è di pochi percento minore o più grande della girofrequenza. Di qui scaturisce che l'indice d'interazione ha il suo massimo valore di penetrazione molto più piccolo per un'onda la cui frequenza è uguale o meglio quasi uguale alla girofrequenza di quella di un'onda la cui frequenza è lontana dalla girofrequenza.

A livelli non molto lontani dal bordo inferiore dello strato E (90 km) l'indice d'interazione è massimo per la girofrequenza, mentre a livelli più alti l'indice può essere minore per la girofrequenza (per il fatto che l'onda è diventata molto debole) e molto grande per le frequenze che sono un po' più piccole o più grandi della girofrequenza stessa.

In questo modo si spiega la ragione dell'esistenza di una curva di risonanza a due massimi e a un massimo.

La Fig. 3 rappresenta le curve teoriche calcolate da Bailey per il cielo di Londra, nell'ipotesi di un campo magnetico verticale, di una potenza irradiata di 10 kW e di un angolo di incidenza sul livello $y = 0$ di 45° .

Dall'esame del diagramma si rileva che per penetrazione dell'onda nello strato E compreso tra 2 e 4 km, si ha un solo massimo della funzione di $Nv\bar{w}$, molto prossimo alla girofrequenza; non appena la penetrazione

supera il valore di 4,5 km, si hanno due massimi distinti della funzione. Giova aggiungere che, con l'ulteriore aumento della penetrazione il calcolo mostra che i due punti di massimo si hanno in corrispondenza di frequenze sempre più lontane dalla frequenza giromagnetica e la curva tende ad appiattirsi sino al punto che la risonanza praticamente scompare.

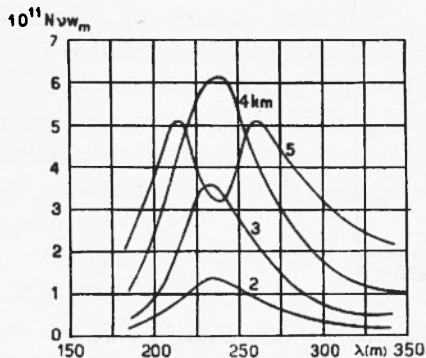


Fig. 3 - Diagramma della funzione $N v u_0 - f(z)$ calcolata per la frequenza giromagnetica pertinente al cielo di Londra; parametro delle curve e la profondità y di penetrazione dell'onda ricercata nello strato E.

Se ora si sceglie opportunamente la frequenza portante di un'altra onda (onda ricercata) di frequenza completamente differente da quella sinora considerata, e che noi qui chiamiamo onda disturbatrice, e si dispongono le stazioni in modo che la distanza tra l'emettitore di questa e il posto di ricezione abbia un determinato valore, si ha che il punto di riflessione dell'onda ricercata può capitare proprio nella zona della ionosfera dove l'indice d'interazione $N v u_0$ della disturbatrice si comporta nel modo suindicato. Operando in tal modo si ha che una parte non trascurabile della modulazione della onda disturbatrice (nell'ipotesi che essa sia modulata) si trasferisce sull'onda ricercata che, per semplicità, consideriamo non modulata. Si genera in questo modo la girointerazione o effetto Lussemburgo con risonanza.

Il percento di modulazione (cross-modulation) M impresso dalla disturbatrice su la ricercata è fornito dalla relazione:

$$M = e \int_0^s N v u_0 ds ,$$

dove:

s = tratto percorso dall'onda ricercata nella ionosfera;

e = funzione, quasi costante, dei parametri geometrici della propagazione dell'onda ricercata e della frequenza e profondità di modulazione dell'onda perturbatrice.

Le Figg. 4 e 5 rappresentano rispettivamente le curve di risonanza a due massimi e a un massimo ottenute sperimentalmente dall'autore il 13 Luglio 1949 ed il 7 Giugno 1950 (6).

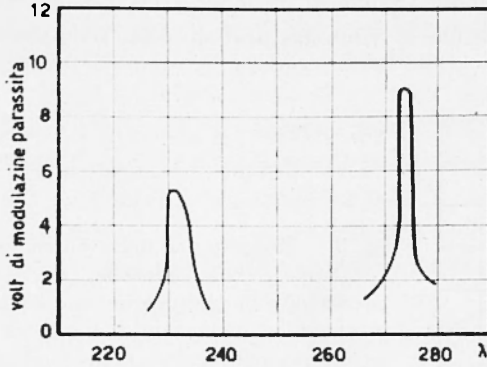


Fig. 4.

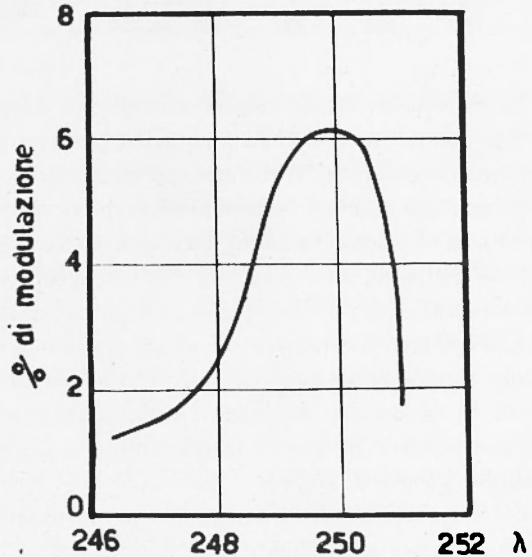


Fig. 5.

4. - UNA NUOVA PROPRIETÀ DEL PLASMA (IONOSFERA).

Come conseguenza di queste esperienze e del comportamento non lineare del bordo inferiore dello strato E , come risulta dai lavori di L. G. Huxley, B. Van der Pol, D. Graffi, M. Cutolo, V. L. Ginzburg, A. V. Gurevich, I. M. Vilenskij e di altri ricercatori, è da ritenersi che il plasma, per la sua non linearità, possa comportarsi come *un rivelatore, separando*

la bassa frequenza dalla portante di un'onda modulata. Conseguentemente, c'è da aspettarsi che irradiando verso la ionosfera un'onda V.H.F., modulata con frequenza uguale alla girofrequenza locale, l'inviluppo dell'onda debba avere delle conseguenze sul plasma.

Per verificare questa previsione è stata escogitata, fin dal 1953, una opportuna tecnica descritta in un brevetto richiesto negli Stati Uniti d'America alla fine del 1957 (*).

Risultati sperimentali decisivi si sono ottenuti nel 1959 e 1960.

L'esperimento consiste nell'irradiare verso la ionosfera, quasi lungo la verticale, onde V.H.F. da 50 a 75 Mc/s modulate con una frequenza di modulazione variabile entro una banda limitata tra 1000 e 1250 kc/s per passare attraverso la frequenza ciclotronica, o girofrequenza (1200 kc/s circa).

L'apparato trasmittente emette treni di impulsi rettangolari di V.H.F. della durata di 350 o più μ s. Il modulatore consiste di un oscillatore di RF in onda continua, la cui radiofrequenza (1000-1300 kc/s) con un opportuno circuito modula il trasmettitore V.H.F. La potenza irradiata dal trasmettitore V.H.F. è di circa 80 kW di picco mentre il percento di modulazione è di 10%.

Il sistema aereo è del tipo Yagi con alimentazione incrociata a due piani e con 8 elementi in tutto. Il guadagno è pertanto di 10-12 dB.

Per verificare se, conformemente alle nostre previsioni, l'inviluppo fosse stato capace di agire sul plasma facendo per es. variare la frequenza di collisione del gas ionizzato e quindi modificare il coefficiente di assorbimento del mezzo, si è ricorsi alla stessa tecnica atta a mettere in evidenza l'effetto Lusseburgo con risonanza (giointerazione).

Poiché gli esperimenti sono stati fatti di giorno, si sono adoperate le tecniche da noi usate nel 1947 e 1948 (*). Mentre il trasmettitore V.H.F. era situato in Napoli, un altro trasmettitore era locato in Nola (Napoli-Nola: km 25) ed emetteva frequenze portanti tra 1,7 e 2,2 Mc/s per avere la riflessione delle onde intorno ai 90 km. La stazione ricevente era sita a Brusciano che dista da Nola km 9 e 16 da Napoli. L'aereo di Nola era un dipolo. Il sistema di aereo di Brusciano riduceva notevolmente l'intensità del raggio superficiale di Nola. La stazione di Nola emetteva la sua portante senza modulazione in onda continua. Ogni 15 o 20 minuti emetteva le onde a impulsi in modo da controllare l'altezza di riflessione. Non appena si aveva la riflessione, a 90 km o meno, il trasmettitore V.H.F. di Napoli cominciava a lavorare. Il suo sistema aereo direttivo faceva un piccolo angolo con la verticale in modo da concentrare il fascio nel cielo Nola-Brusciano intorno ai 90 km di altezza..

La presenza di ostacoli e colline tra Napoli e Brusciano faceva sì che l'onda V.H.F. non si propagava affatto verso Brusciano. Opportuni controlli hanno permesso di assodare che la radiofrequenza di 1 Mc/s, modulante l'onda V.H.F., non era ricevuta nemmeno a 1,4 km dal trasmettitore.

Non appena l'onda ricercata (Nola) si rifletteva, e ciò accadeva intorno ai 90 km di altezza, e il trasmettitore V.H.F. cominciava a funzionare, è avvenuto spesso che nel ricevitore sito a Brusciano e accordato sull'onda di Nola (1,7-2,2 Mc/s) si percepiva distintamente l'impulso irradiato da Napoli.

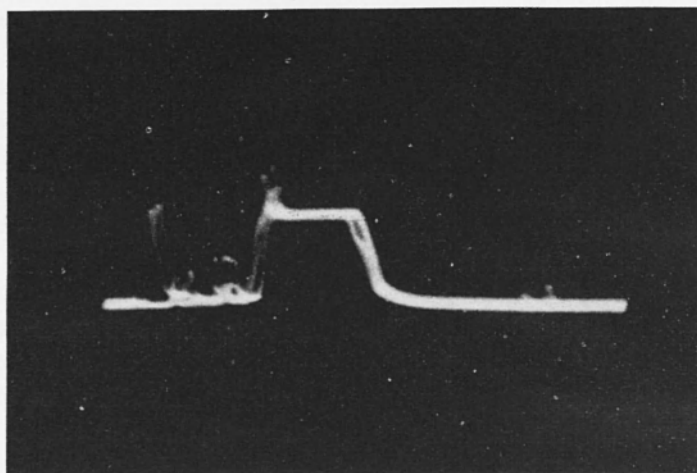


Fig. 6 - Rappresenta l'impulso a bassa frequenza impresso dall'onda V.H.F. sull'onda irradiata dalla stazione di Nola.

Nella serie di esperienze decisive eseguite nel Dicembre del 1959 e nel Luglio del 1960, la modulazione impressa nella ionosfera dal V.H.F. sull'onda di Nola è stata, talvolta, anche del 5-10%.

La Fig. 6 mostra l'impulso a B.F. impresso sull'onda di Nola dalla frequenza modulante della portante V.H.F. emessa da Napoli.

Il fenomeno è risultato molto più intenso (cioè il percento della cross-modulazione era più alto) quanto la frequenza di modulazione era fra 1100 e 1110 kc/s, cioè corrispondeva a quella frequenza per cui si ha il picco superiore della curva a due massimi, ottenuta dall'autore, nella girointerazione nel 1949-1950 (6). L'altro massimo della curva di risonanza non si è potuto accertare perché la frequenza modulante si ferma-

va a 1250 invece che a 1400 (il secondo massimo dovrebbe esistere sulla frequenza di 1300 come si vede da Fig. 4). Oltre agli accorgimenti indicati sopra e al fatto che il massimo della percentuale di cross-modulazione si ha su 1100-1110 kc/sc, un'altra prova dell'esistenza del fenomeno è rappresentata dal fatto che il fenomeno stesso si ottiene solo e soltanto quando la riflessione dell'onda di Nola avviene intorno ai 90 km. Il fenomeno non è stato mai notato quando la riflessione avveniva nello strato *F*.

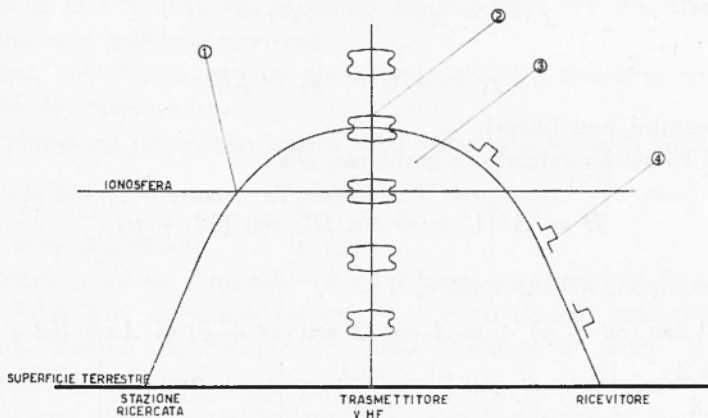


Fig. 7 - Schema rappresentante il meccanismo dell'effetto di rivelazione nella ionosfera.

- 1 - Onda ricercata
- 2 - Onda V.H.F. modulata
- 3 - Regione ove avviene l'effetto di rivelazione
- 4 - Impulso.

Le numerose esperienze sinora compiute hanno mostrato che è possibile « liberare » da un'onda modulata l'onda di frequenza uguale alla frequenza dell'onda modulante.

In altre parole il plasma, per la sua spiccata non linearità, si comporta all'incirca come un detector. Come è stato riconosciuto da D. H. Menzel, durante un meeting tenutosi a Napoli nel 1960, *l'effetto di rivelazione è completamente differente dalla cross-modulazione*. L'uso dell'onda ricercata (Nola) non serve che a dimostrare che effettivamente l'inviluppo dell'onda V.H.F. modulata con frequenza pari alla girofrequenza agisce sul plasma.

Del nuovo effetto si può dare la seguente spiegazione teorica. Questa spiegazione ci è stata suggerita dal prof. P. Caldirola.

Se E è il campo elettrico e P è il vettore di polarizzazione elettrica, si ha:

$$\overline{P} = \chi \overline{E}$$

dove χ , suscettibilità elettrica del plasma, è data da:

$$\chi = \chi(E)$$

se il mezzo è non lineare.

Sviluppando $\chi(E)$, si ha:

$$\chi(E) = \chi_0 + \chi_1 + \chi_2 + \dots$$

dove:

$$\chi_1 = \alpha E ; \quad \chi_2 = \beta E^2$$

sono termini non lineari.

Se l'onda è modulata in ampiezza, cioè:

$$E = A \left[1 + m \cos \Omega t \right] \sin(\omega t + \varphi)$$

e si decompone nel suo spettro, si ha:

$$E = A \sin(\omega t + \varphi) + m A \cos \Omega t \sin(\omega t + \varphi) = A \sin(\omega t + \varphi) + \frac{m A}{2} \sin[(\omega + \Omega)t + \varphi] + \frac{m A}{2} \sin[(\omega - \Omega)t + \varphi]$$

Sarà, per il termine quadratico:

$$P_1 = \chi_1 E = \alpha E^2 = \alpha \left\{ A \sin(\omega t + \varphi) + \frac{m A}{2} \sin[(\omega + \Omega)t + \varphi] + \frac{m A}{2} \sin[(\omega - \Omega)t + \varphi] \right\}^2$$

Questa espressione contiene termini del tipo:

$$\alpha A^2 m \sin(\omega t + \varphi) \sin[(\omega + \Omega)t + \varphi],$$

e:

$$\alpha A^2 m \sin(\omega t + \varphi) \sin[(\omega - \Omega)t + \varphi],$$

che sviluppati diventano, rispettivamente:

$$\alpha \frac{A^2 m}{2} \left\{ \cos \Omega t - \cos[(2\omega + \Omega)t + 2\varphi] \right\}$$

$$\alpha \frac{A^2 m}{2} \left\{ \cos \Omega t - \cos[(2\omega - \Omega)t + 2\varphi] \right\}.$$

Da qui si vede come compaia un termine in P_1 uguale a:

$$a A \cdot m \cos \Omega t$$

E evidente che se Ω è uguale alla girofrequenza del plasma, quest'onda verrà fortemente assorbita trasferendo energia agli elettroni del mezzo. Se un'altra onda, onda ricercata, passa contemporaneamente per la stessa zona della ionosfera si genera la girointerazione. Ossia, gli impulsi di Ω (perché Ω non fa altro che modulare gli impulsi a RF del V.H.F.) si imprimeranno sull'onda ricercata.

Così, con l'impiego della girointerazione, si è messo in evidenza l'effetto di « rivelazione ».

Valutazioni numeriche basate sulla teoria statistica di Ginzburg e Gurevich hanno permesso di valutare il rapporto $\frac{\gamma_1 E}{\chi_0}$ che risulta 20. E (con E V/cm).

Grazie a questo fenomeno ed all'impiego di onde V.H.F. è possibile concentrare, mediante antenne V.H.F. di grande guadagno, una notevole potenza elettromagnetica nella ionosfera in modo da poter eventualmente generare l'airglow previsto da V. A. Bailey nel 1938⁽³⁾, senza dover adoperare sistemi aerei di notevoli dimensioni come quelli che sarebbero necessari nel caso di onde medie la cui frequenza portante è proprio uguale alla girofrequenza.

BIBLIOGRAFIA

- (1) MASSEY H. S. W. & BOYD R. L. F., *The upper atmosphere*, Edited by Hutchinson & Co. LTD of London.
- (2) GINZBURG V. L. & GUREVICH A. V., *Soviet Physics Uspekhi*, **2**, 201-246 (febbraio 1960); *Soviet Physics Uspekhi*, **3**, 2, 175-284. (Settembre-Ottobre 1960).
- (3) BAILEY V. A., *Phil. Mag.* XXIII, 929, (1937); *Phil. Mag.* XXVI, 425, (1938).
- (4) CUTOLO M., *Ricerca Scientifica e Ricostruzione*, **12** (Dicembre 1946).
- (5) CUTOLO M., CARLEVARO M. & GHERGHI M., *Alta Frequenza*, **XV**, 111, (1946).
- (6) CUTOLO M., *Atti del Congresso Internazionale Marconiano*, presso il CNR, **65**, (1947).

- (7) CUTOLO M., *Il Nuovo Cimento*, **IX**, 5, 391, (1952); *Nature-London*, **166**, 98, (1950).
- (8) BAILEY V. A., SMITH R. A., LANDECKER K., HIGGS A. J. & HIBBERD F. H., *Nature-London*, **169**, 911, (1952).
- (9) CUTOLO M., *U.S.A. Patent Serial*, **701**, 493. Applicazione presentata il 9 Dicembre 1957, concessa il 6 Maggio 1963 (in corso di pubblicazione in U. S. A.).
- (10) CUTOLO M., *Nature-London*, **160**, 834, (1947); *Alta Frequenza*, **XVIII**, 3-4, 169 (1949).
-