

COMPORAMENTO DELLA IONOSFERA A ROMA  
DURANTE L'ECLISSE PARZIALE DI SOLE  
DEL 30 GIUGNO 1954

PIERO DOMINICI

1. — Un'eclisse di sole offre delle possibilità veramente notevoli di studiare l'influenza del sole sull'alta atmosfera terrestre per ciò che concerne i processi di formazione e di sviluppo delle regioni ionosferiche. Le prime osservazioni sistematiche sul comportamento della radiopropagazione durante un'eclisse di sole risalgono al lontano 1912, quando W. H. Eccles <sup>(1)</sup> mise in evidenza un effetto di eclisse nella ricezione di radio-atmosferici. A R. L. Smith-Rose <sup>(2)</sup> è dovuta una interessante rassegna delle prime radio-osservazioni durante eclissi di sole. Particolarmente interessanti, non solo da un punto di vista storico, furono le osservazioni dello stesso Eccles <sup>(3)</sup> nell'eclisse del 29 maggio 1919, di E. V. Appleton e M. A. F. Barnett <sup>(4)</sup> nell'eclisse del 29 giugno 1927, ambedue in Inghilterra, di A. Stehoukin <sup>(5)</sup> nell'eclisse del 12 novembre 1928 in Russia, di J. B. Galle e G. Talon <sup>(6)</sup> ed A. E. Kennelly <sup>(7)</sup> nell'eclisse del 9 maggio 1929 in Indocina; questi ricercatori misero chiaramente in evidenza che un'eclisse di sole provocava un aumento di intensità nella ricezione delle radio-onde.

Intorno a quegli anni veniva introdotto nella tecnica delle osservazioni ionosferiche il metodo dei radiosondaggi ad impulsi. Durante l'eclisse del 31 agosto 1932 furono eseguite da più ricercatori <sup>(8)</sup> <sup>(9)</sup> <sup>(10)</sup> misurazioni continue a frequenza variabile di altezze virtuali di riflessione, che precizarono l'influenza dell'eclisse in una diminuzione di densità elettronica ed in un aumento di altezza virtuale delle regioni riflettenti. E. V. Appleton e S. Chapman <sup>(11)</sup> e S. K. Mitra e collaboratori <sup>(12)</sup> trassero da queste misure un'importante conclusione: l'agente normale di ionizzazione per gli strati  $E$  ed  $F_1$  aveva una velocità molto vicina a quella della luce, e si poteva ragionevolmente identificare con la radiazione ultravioletta solare; per lo strato  $F_2$  la radiazione ultravioletta del sole era almeno uno degli agenti ionizzanti.

Le successive osservazioni, eseguite con tecniche sempre più perfezionate, furono volte a confermare queste prime conclusioni, ed a

studiare sempre più in dettaglio il comportamento dei vari strati durante il fenomeno. Dal 1932 ai nostri giorni si può dire che nessuna eclisse di sole di una certa importanza sia passata senza essere stata seguita in almeno un Osservatorio ionosferico. Nella bibliografia citata al termine di questo lavoro abbiamo indicato una parte dei lavori pubblicati sinora sulle osservazioni ionosferiche di eclissi solari (<sup>1 a 46</sup>); questa raccolta, pur non essendo completa, dimostra ampiamente l'interesse che queste misure hanno sempre destato nel campo delle ricerche ionosferiche.

2. — Le eclissi di sole del 25 febbraio 1952 e del 30 giugno 1954 sono state visibili a Roma, con grandezza al suolo, rispettivamente, 0,27 e 0,62 (frazione di diametro solare occultata nella fase massima). In questa occasione furono eseguite con particolare cura misure ionosferiche nella stazione ionosferica di Roma dell'Istituto Nazionale di Geofisica. Sui risultati delle misure eseguite durante l'eclisse del 25 febbraio 1952 ha riferito G. Zanotelli (<sup>44</sup>); presentiamo ora i risultati delle misure eseguite durante l'eclisse del 30 giugno 1954.

I dati astronomici dell'eclisse — gentilmente fornitici dalla dott.a Fortini dell'Osservatorio Astronomico di Roma, che qui ringraziamo — sono riportati nella tabella che segue.

TABELLA I

*Dati astronomici dell'eclisse di sole del 30 giugno 1954 a Roma*

quota	inizio	fase massima	fine	grandezza
al suolo	12 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> 7 <sup>s</sup>	14 <sup>h</sup> 7 <sup>m</sup> 0 <sup>s</sup>	15 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 44,6 <sup>s</sup>	0,62
150 km	12 <sup>h</sup> 49 <sup>m</sup> 34 <sup>s</sup>	14 <sup>h</sup> 6 <sup>m</sup> 0 <sup>s</sup>	15 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 41 <sup>s</sup>	0,63
300 km	12 <sup>h</sup> 49 <sup>m</sup> 8 <sup>s</sup>	14 <sup>h</sup> 5 <sup>m</sup> 42 <sup>s</sup>	15 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 37 <sup>s</sup>	0,65

I sondaggi ionosferici durante l'eclisse furono eseguiti da A. Bolle, C. A. Tiberio e dallo scrivente, con la ionosonda della stazione ionosferica di Roma dell'I.N.G., nel campo di frequenza da 1 a 20 Mhz, con registrazioni automatiche ogni dieci minuti ed osservazioni visuali all'oscillografo ogni cinque minuti.

Nella fig. 1 sono illustrati, in forma grafica, i risultati delle mi-

sure  $h'(f)$ . Sono a tratto continuo le curve di altezza virtuale minima di riflessione  $h'$  e di frequenza critica del raggio ordinario  $f_o$  nonché la curva della frequenza massima di riflessione sulla ionizzazione  $E$  sporadica ( $fE_s$ ) relative al giorno dell'eclisse, tratteggiate invece le

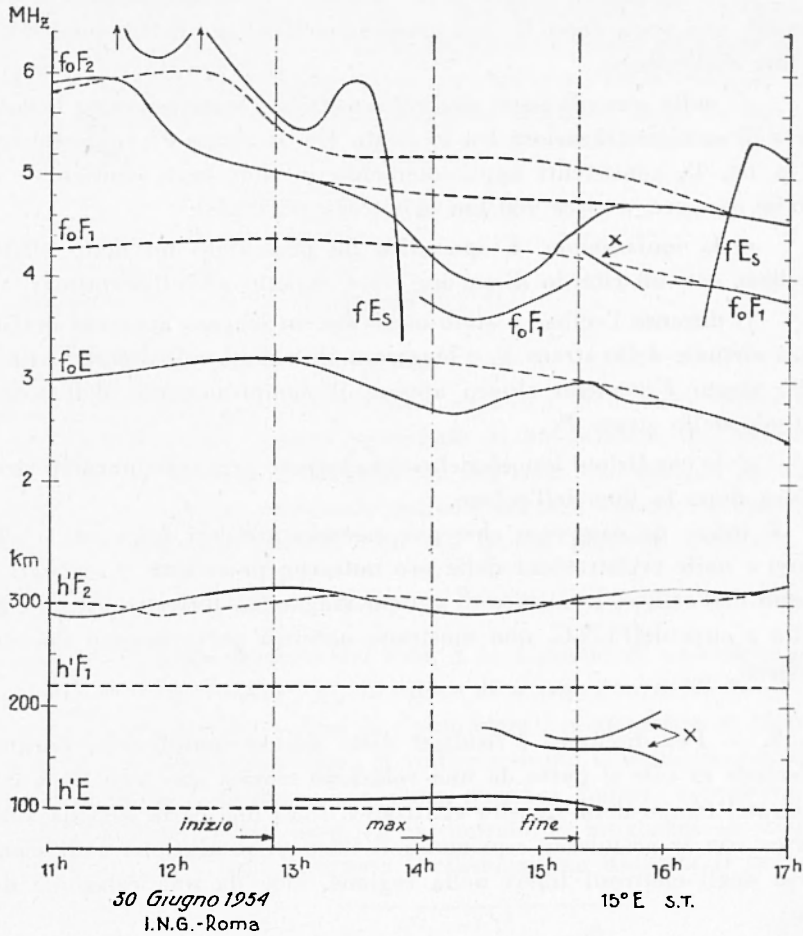


Fig. 1

curve relative ai valori « normali » presumibili dalle misure eseguite nei giorni precedenti e seguenti il giorno dell'eclisse. Questi risultati si possono compendiarne come segue:

a) la frequenza critica dello strato  $F_2$  ( $f_o F_2$ ) ha presentato un minimo principale circa 20 minuti dopo l'istante della massima ocul-

tazione, e due altri minimi secondari, il primo circa 30 minuti prima dell'inizio, il secondo circa alla fine dell'eclisse ottica;

b) lo strato  $F_1$  ha sofferto di una notevole occultazione da parte della ionizzazione  $E$  sporadica;

c) la frequenza critica dello strato  $E$  ( $f_oE$ ) ha presentato due minimi, uno poco dopo la fase massima dell'eclisse, l'altro poco dopo la fine dell'eclisse;

d) nella seconda parte dell'eclisse ottica è stata osservata la comparsa di sottostratificazioni fra lo strato  $E$  e lo strato  $F_1$  (indicate con  $X$  in fig. 1), consistenti apparentemente in due strati contigui e di debole spessore, a circa 160 km di altezza (virtuale);

e) la ionizzazione  $E$  sporadica ha presentato un netto effetto d'eclisse, con un ritardo di un'ora circa rispetto all'eclisse ottica;

f) durante l'eclisse è stato osservato un leggero aumento dell'altezza virtuale dello strato  $E$ , e leggere ondulazioni nell'altezza virtuale dello strato  $F_2$ ; meno chiaro appare il comportamento dell'altezza virtuale dello strato  $F_1$ ;

g) le condizioni ionosferiche sono tornate pressoché normali circa un'ora dopo la fine dell'eclisse.

È infine da osservare che, pur essendo presenti frequenti « echi sparsi » nelle registrazioni delle ore notturne precedenti e seguenti il giorno dell'eclisse, le misure di campo magnetico terrestre eseguite in Italia a cura dell'I.N.G. non mostrano notevoli perturbazioni durante l'eclisse.

3. — Per discutere i risultati delle misure ionosferiche durante un'eclisse di sole si parte da una relazione teorica che legghi la variazione nel tempo della densità elettronica  $N$  di una certa regione ionosferica con le grandezze esprimenti il tasso di produzione e di scomparsa degli elettroni liberi nella regione, cioè da una relazione del tipo:

$$\frac{dN}{dt} = q(t) - l(t) \quad [1]$$

dove  $q(t)$  è il tasso di produzione,  $l(t)$  il tasso di scomparsa degli elettroni liberi (elettroni risp. prodotti, scomparsi per  $\text{cm}^3$  e per secondo).

Per ciò che concerne la scomparsa degli elettroni liberi nella ionosfera, essa può avvenire per ricombinazione con ioni positivi o

per attaccamento a molecole od atomi neutri. Seguendo S. N. Ghosh (47) scriveremo pertanto la [1] nella forma seguente:

$$\frac{dN}{dt} = q(t) - \alpha N^2 - \beta nN \quad [2]$$

dove  $\alpha$  è il coefficiente effettivo di ricombinazione,  $\beta$  il coefficiente effettivo di attaccamento,  $n$  la densità delle molecole ed atomi neutri. Nel caso che uno dei due processi di rimozione degli elettroni liberi si possa ritenere preponderante sull'altro, la [2] si scrive in una delle due forme:

$$\frac{dN}{dt} = q(t) - \alpha N^2 \quad [2']$$

$$\frac{dN}{dt} = q(t) - BN \quad [2'']$$

dove  $B = \beta n$ .

Quanto alla  $q(t)$ , supporremo, seguendo la classica teoria di S. Chapman (48), che l'agente principale di ionizzazione dell'alta atmosfera sia la radiazione ultravioletta del sole; faremo poi l'ulteriore ipotesi che il potere ionizzante del sole sia uniformemente distribuito sulla sua superficie visibile. Con tali ipotesi potremo scrivere:

$$q(t) = q_M S \cos \chi \quad [3]$$

dove  $\chi$  è l'angolo zenitale del sole,  $S$  la frazione di superficie solare visibile durante l'eclisse,  $q_M$  il valore di  $q$  per  $\chi = 0$  ed  $S = 1$ .

Se si conosce dell'eclisse la « grandezza » astronomica  $m$  (frazione occultata di diametro solare), il valore minimo  $d$  della distanza fra i centri del disco solare e del disco d'ombra lunare, supponendo di ugual diametro i due dischi e misurando le lunghezze in diametri solari, è  $d = 1 - m$ , e, durante l'eclisse, questa distanza  $D$  vale:

$$D = \sqrt{d^2 + \left( \frac{t_2 - t}{t_2 - t_1} \right)^2 (1 - d^2)} \quad [4]$$

dove  $t_1$  è l'istante dell'inizio dell'eclisse (1° contatto),  $t_2$  è l'istante della massima occultazione (2° contatto).

La frazione di superficie solare visibile durante l'eclisse è allora:

$$S = \frac{2}{\pi} [\arcsen D + D \sqrt{1 - D^2}] \quad [5]$$

Mediante le [4] e [5] si ha nella [3] la  $q(t)$  durante l'eclisse. Perché però sia possibile l'integrazione dell'equazione differenziale [2], del tipo di Riccati, o delle sue espressioni semplificate [2'] e [2''], occorre esplicitare la quantità  $q_M$ , cosa che non è possibile fare se non assumendo una serie di ipotesi a priori. Inoltre l'integrazione presenta di per sé notevoli difficoltà matematiche che si riducono solo nel caso, relativamente semplice, di un'eclisse totale. In tal caso, il più generale sviluppo in serie della [5]:

$$S = \frac{4}{\pi} D \left( 1 - \frac{D^2}{6} - \frac{D^4}{40} - \dots \right) \quad [6]$$

si può arrestare al primo termine, e, essendo  $d = 0$ , si ha dalla [4]:

$$D = \frac{t_2 - t}{t_2 - t_1}$$

di guisa che la  $q(t)$  assume la semplice forma:

$$q(t) = \frac{4}{\pi} q_M \frac{t_2 - t}{t_2 - t_1} \cos \chi \quad [7]$$

valida, beninteso, nell'intorno di  $t_2$  in cui  $D$  è sufficientemente piccolo.

Se tuttavia ci limitiamo a muoverci in questo intorno, se cioè consideriamo le condizioni che si vengono a creare nella ionosfera durante la fase massima dell'eclisse, valgono in generale le considerazioni seguenti.

Intanto, conveniamo di indicare per il seguito con gli indici  $n, 1, 2, m$  i valori delle varie grandezze rispettivamente « normali » (cioè in assenza di eclisse), all'istante  $t_1$ , all'istante  $t_2$ , all'istante in cui si ha il minimo valore di densità elettronica massima.

Se l'istante in cui la densità elettronica massima  $N$  di un certo strato raggiunge il suo valore minimo  $N_m$  coincidesse con  $t_2$ , si avrebbe a tale istante, ad esempio considerando la sola ricombinazione dalla [2']:

$$0 = q_M S_2 \cos \chi_2 - \alpha N_m^2$$

In condizioni « normali », cioè in assenza di eclisse, avremmo potuto scrivere allo stesso istante  $t_2$ :

$$\left( \frac{dN}{dt} \right)_n = q_M \cos \chi_2 - \alpha N_n^2$$

Se  $\left(\frac{dN}{dt}\right)_n$  è trascurabile in tutto un intorno di  $t_2$  e se  $\alpha$  si può ritenere costante nelle due relazioni ora scritte, si ha:

$$\left(\frac{N_m}{N_n}\right)^2 = S_2$$

Ora, una tale relazione significa che in un'eclisse totale ( $S_2 = 0$ ),  $N_m$  dovrebbe ridursi a zero, il che è ben lontano da quanto si osserva in realtà. L'inesattezza della relazione testé scritta deriva dal fatto che nella ionosfera l'equilibrio elettronico non è istantaneo, ma soffre in generale di una certa inerzia. Derivando infatti rispetto al tempo le [2'] e [2''] si ha:

$$\frac{d^2 N}{dt^2} + 2\alpha N \frac{dN}{dt} = \frac{dq}{dt} ; \quad \frac{d^2 N}{dt^2} + B \frac{dN}{dt} = \frac{dq}{dt}$$

Le quantità  $\frac{1}{2\alpha N}$  e  $\frac{1}{B}$  hanno le dimensioni di un tempo, e rappresentano effettivamente la « costante di tempo » nel responso di  $N$  alle variazioni di  $q$ . L'intervallo di tempo  $\Delta t$  fra l'istante  $t_2$  e l'istante in cui  $N$  raggiunge il valore  $N_m$  è quindi tanto più grande quanto più piccoli sono  $\alpha$  e  $B$ , cioè quanto più lenta è la scomparsa degli elettroni liberi.

Scriviamo ora la [2'] all'istante  $(t_2 + \Delta t)$ :

$$0 = q(t_2 + \Delta t) - \alpha N_m^2$$

In condizioni « normali », sempreché  $\left(\frac{dN}{dt}\right)_n \cong 0$ , avremmo scritto allo stesso istante:

$$0 = q_M \cos \chi_{(t_2 + \Delta t)} - \alpha N_n^2$$

È sensibilmente:

$$\cos \chi_{(t_2 + \Delta t)} \cong \cos \chi_2 ; \quad q(t_2 + \Delta t) \cong q(t_2) + \frac{q(t_1) - q(t_2)}{t_2 - t_1} \Delta t$$

Si ha cioè:

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha N_m^2 = q_M \left[ S_2 \cos \chi_2 + (\cos \chi_1 - S_2 \cos \chi_2) \frac{\Delta t}{t_2 - t_1} \right] \\ N_n^2 = q_M \cos \chi_2 \end{array} \right.$$

Posto:

$$K = S_2 + \left( \frac{\cos \chi_1}{\cos \chi_2} - S_2 \right) \frac{\Delta t}{t_2 - t_1} \quad [8]$$

si ha evidentemente:

$$\left( \frac{N_m}{N_n} \right)^2 = K \quad [\text{ricombinazione}] \quad [9]$$

Considerando invece il caso dell'attaccamento, si ha dalla [2'''] con considerazioni analoghe a quelle ora svolte:

$$\frac{N_m}{N_n} = K \quad [\text{attaccamento}] \quad [10]$$

4. — Per l'eclisse del 30 giugno 1954 a Roma, risulta essere, dai dati della tabella I,  $S_2 = 0,45$  e  $(t_2 - t_1) = 77^m$ . Rilevando dalle effemeridi solari il valore della declinazione  $\delta$  a mezzogiorno, conoscendo gli angoli orari  $\omega_1$  e  $\omega_2$  relativi agli istanti  $t_1$  e  $t_2$ , è facile calcolare  $\cos \chi_1$  e  $\cos \chi_2$ , mediante la classica formula (49):

$$\cos \chi = \text{sen } \varphi \text{ sen } \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \omega \quad [11]$$

dove  $\varphi$  è la latitudine. Si ottiene nel nostro caso  $\frac{\cos \chi_1}{\cos \chi_2} \simeq 1,1$ .

Dai dati di fig. 1 si estraggono i valori di densità elettronica massima  $N = 1,24 \cdot 10^4 f_o^2$  elettroni per  $\text{cm}^3$ , ed i tempi  $\Delta t$  per ogni strato; si osserva inoltre che la derivata  $\frac{dN}{dt}$  è, in condizioni « normali » molto piccola nell'intervallo dell'eclisse, cioè siamo nei limiti di applicabilità della [8]. Calcolato il rapporto  $\frac{N_m}{N_n}$ , il suo quadrato e la quantità  $K$ , strato per strato, si ottiene:

TABELLA II

Strato	$N_m/N_n$	$(N_m/N_n)^2$	$K$
<i>E</i>	0,70	0,49	0,52
<i>F</i> <sub>1</sub>	0,71	0,50	0,54
<i>F</i> <sub>2</sub>	0,59	0,35	0,58



Come si vede, per gli strati  $E$  ed  $F_1$  l'accordo tra valori calcolati e valori misurati è buono se si assume come processo prevalente per la rimozione degli elettroni liberi la ricombinazione con ioni; per lo strato  $F_2$  sembra invece esservi una netta indicazione per l'attaccamento a particelle neutre. Queste conclusioni, specialmente per ciò che concerne gli strati  $E$  ed  $F_1$ , concordano con quelle alle quali sono giunti molti dei ricercatori che si sono occupati sinora della questione, tuttavia, al fine di precisare una volta di più la loro validità, abbiamo ritenuto utile prendere in esame i dati ionosferici di alcune passate eclissi di sole. Purtroppo il materiale disponibile è risultato non solo scarso, ma anche male utilizzabile per una analisi quantitativa, sia pure modesta. Così stando le cose, i risultati della nostra analisi, compendiate nella tabella III, si debbono intendere, nella maggioranza dei casi, puramente indicativi.

TABELLA III

Data	Luogo di osserv.	Strato E		Strato $F_1$		Strato $F_2$	
		$K / \frac{N_m}{\Lambda_n}$	$K / \left( \frac{N_m}{\Lambda_n} \right)^2$	$K / \frac{N_m}{\Lambda_n}$	$K / \left( \frac{N_m}{\Lambda_n} \right)^2$	$K / \frac{N_m}{\Lambda_n}$	$K / \left( \frac{N_m}{\Lambda_n} \right)^2$
<i>Emisfero Nord</i>							
3-2-1935 (14)	Deal, N.J., S.U.A.	1,26	0,96	—	—	1,15	1,80
3-2-1935 (15)	Washington, S.U.A.	0,83	0,99	0,86	0,99	1,19	2,11
25-2-1952 (44)	Roma, Italia	—	—	—	—	1,14	1,51
9-5-1948 (36)	Wakkanai, Giappone	—	—	0,31	1,07	—	—
19-6-1936 (16)	Iwamizawa, Giappone	—	—	0,41	0,95	—	—
30-6-1954	Roma, Italia	0,74	1,06	0,76	1,08	0,98	1,61
9-7-1945 (26)	Tromsø, Norvegia	0,49	0,96	0,46	1,08	0,35	0,43
9-7-1945 (27)	Hörnsjö, Svezia	0,40	1,02	0,58	0,99	0,37	0,50
9-7-1945 (31)	Sörmjöle, Svezia	0,41	1,07	0,45	1,08	0,40	0,30
9-7-1945 (28)	Östersund, Svezia	0,37	0,97	0,40	1,07	0,35	0,52
9-7-1945 (26)	Kjeller, Norvegia	—	—	0,49	0,90	0,56	0,92
9-7-1945 (30)	Mosca, U.R.S.S.	0,44	1,05	—	—	0,98	1,18
31-8-1932 (10)	Washington, S.U.A.	—	—	—	—	0,94	1,34
1-9-1951 (39)	Dakar, Marocco	0,62	1,05	—	—	0,93	1,14
<i>Emisfero Sud</i>							
25-1-1944 (25)	Huancayo, Perù	0,41	0,98	0,46	1,04	0,85	1,26
1-8-1943 (24)	Watheroo, Australia	—	—	—	—	1,12	2,80
20-8-1952 (45)	Buenos Aires, Argentina	0,52	0,99	0,53	1,08	—	—

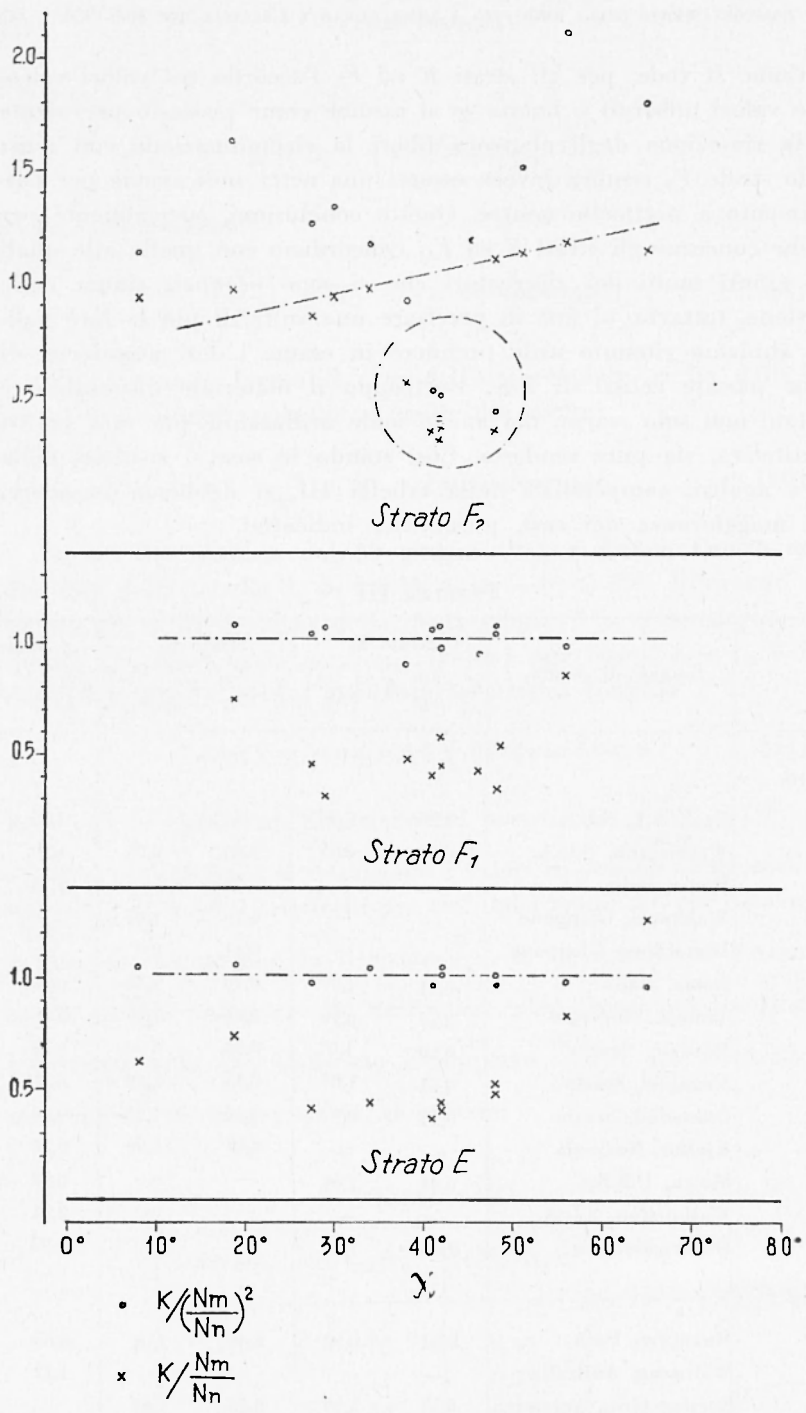


Fig. 2

Abbiamo considerato in questa tabella III solo eclissi occorrenti in condizioni tali che la derivata  $\frac{dN}{dt}$  fosse, in condizioni « normali » nulla o molto piccola nell'intervallo dell'eclisse; abbiamo così tralasciato le eclissi occorrenti nelle prime o nelle ultime ore del giorno solare. Non si è inoltre tenuto conto per lo strato  $F_2$  di alcune eclissi, ad esempio l'eclisse del 19 giugno 1936 <sup>(16)</sup> <sup>(17)</sup> <sup>(18)</sup>, in cui l'andamento dello strato è stato perturbato da tempeste magnetiche chiaramente documentabili.

Esaminando la tabella si vede che, per gli strati  $E$  ed  $F_1$ , si hanno nella colonna  $K \left/ \left( \frac{N_m}{N_n} \right) \right.$  dei numeri il cui scarto dall'unità è non superiore al 10%, nei limiti cioè dell'incertezza complessiva massima nella determinazione di  $N_m/N_n$  e nel calcolo di  $K$ . Non sembra quindi ingiustificato poter concludere, nel senso precedentemente indicato, che: *negli strati  $E$  ed  $F_1$  gli elettroni liberi sono prodotti principalmente per fotoionizzazione solare e sono rimossi principalmente per ricombinazione con ioni positivi.*

Per lo strato  $F_2$  l'interpretazione dei dati di tabella III è meno semplice. Per vedere più chiaramente la cosa abbiamo riportato in fig. 2 i valori dei rapporti  $K \left/ \left( \frac{N_m}{N_n} \right) \right.$  e  $K \left/ \frac{N_m}{N_n} \right.$  desunti dalla tab. III, in funzione dell'angolo zenitale del sole. L'esame della tab. III e della fig. 2 sembra indicare che *nello strato  $F_2$  il tasso di scomparsa degli elettroni liberi varia con la prima potenza della densità elettronica, come se il processo prevalente di rimozione elettronica fosse l'attaccamento a molecole od atomi neutri.* Inoltre, le quantità  $K \left/ \frac{N_m}{N_n} \right.$  e  $K \left/ \left( \frac{N_m}{N_n} \right)^2 \right.$  da noi scelte a caratterizzare le eclissi ionosferiche indicano, con l'essere o no maggiori dell'unità, se l'effetto d'eclisse è stato, in un certo strato, maggiore o no di quello che avrebbe dovuto essere in teoria. Orbene, *nello strato  $F_2$  la diminuzione di densità elettronica durante un'eclisse di sole sembra essere, a parità di ogni altro fattore, maggiore in eclissi invernali che non in eclissi estive.* Riferendoci alla fig. 2, un effetto simile non risulta altrettanto chiaro negli strati  $E$  ed  $F_1$ . I valori racchiusi nel circoletto, che risultano stranamente fuori posto, riguardano i dati rilevati durante l'eclisse del 9 luglio 1945 in stazioni ad alta latitudine (Tromsø, Hörnsjö, Sörmjöle, Östersund, Kjeller). Riferendoci alla tab. III (numeri in corsivo), si vede

che lo scarto dall'unità è, per queste stazioni, minore nella colonna della ricombinazione che non nella colonna dell'attaccamento, pur mantenendosi sempre notevole. È significativo il fatto che i dati della stazione di Mosca per la stessa eclisse si accordano bene con i dati di Roma per l'eclisse del 30 giugno 1954 e di Washington per l'eclisse del 31 agosto 1932; questo significa che l'andamento dello strato  $F_2$  durante quella eclisse non risultò perturbato in generale, e che l'anomalia riscontrata nelle stazioni ad alta latitudine ha una causa di carattere locale.

5. — Si presenta a questo punto la necessità di avere delle informazioni sull'entità dei coefficienti che governano i processi di scomparsa degli elettroni liberi nella ionosfera.

Ricordiamo infatti che le ipotesi sin qui postulate per il calcolo degli elementi su cui è basata l'analisi che ha portato ai risultati di tab. III sono le seguenti:

- a) gli elettroni liberi sono prodotti per fotoionizzazione solare;
- b) gli elettroni liberi sono rimossi per ricombinazione ionica ed attaccamento a particelle neutre;
- c) il potere ionizzante del sole è uniformemente distribuito sulla sua superficie visibile;
- d) durante l'eclisse i valori « normali » di densità elettronica variano poco;
- e) durante l'eclisse il tasso di scomparsa degli elettroni liberi varia poco rispetto alle condizioni « normali ».

Ora, la condizione (d) è senz'altro soddisfatta per le eclissi riportate nella tab. III, e per il momento non abbiamo motivo di porre in dubbio le (a), (b), (c); limitiamoci pertanto a discutere la condizione (e).

Se il coefficiente effettivo di ricombinazione è variato durante l'eclisse dal valore  $\alpha_n$ , « normale », al valore  $\alpha_m$ , corrispondente allo stato di minima densità elettronica massima  $N_m$  dello strato, è facile vedere che è:

$$\frac{\alpha_m}{\alpha_n} = K \left/ \left( \frac{N_m}{N_n} \right)^2 \right. \quad [12]$$

ed analogamente:

$$\frac{B_m}{B_n} = K \left/ \frac{N_m}{N_n} \right. \quad [13]$$

I valori numerici delle [12] e [13] sono quindi quelli riportati nella tabella III.

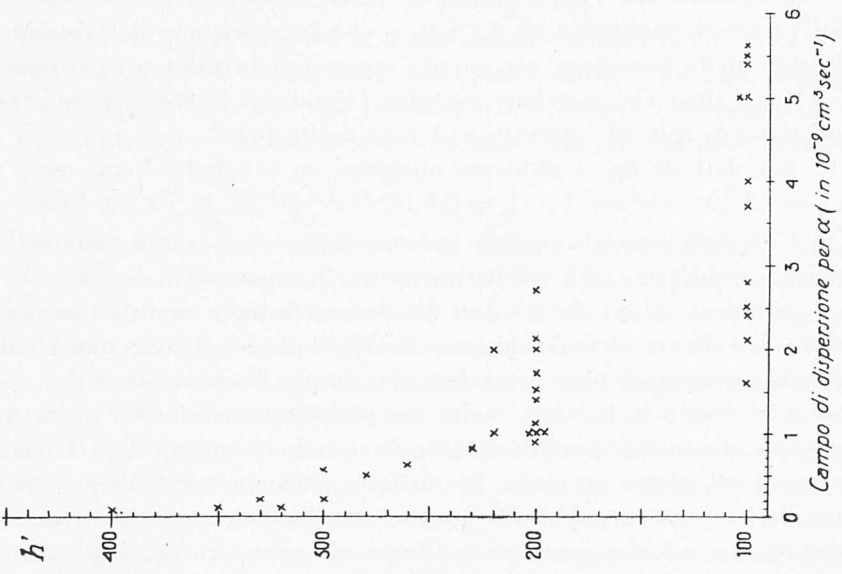
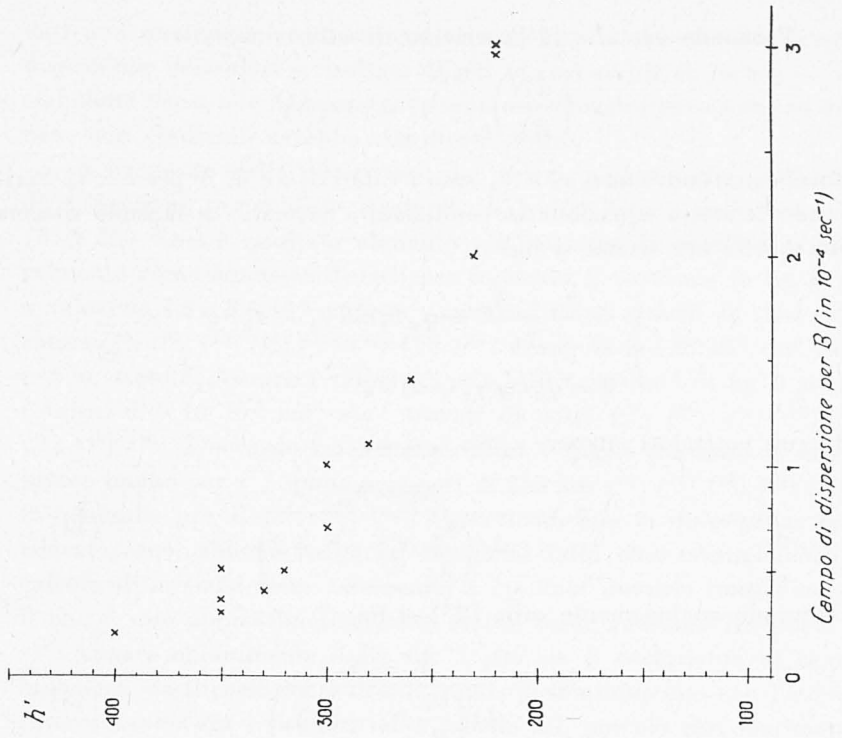


Fig. 3

Tornando ora alla [2'], scriviamola all'istante  $t_2$ :

$$\left( \frac{dN}{dt} \right)_{t_2} = q(\cdot)_2 - \alpha_2 N_2^2$$

dove, come convenuto,  $\alpha_2$  e  $N_2$  sono i valori di  $\alpha$  e di  $N$  per  $t = t_2$ . Scrivendo la stessa equazione in condizioni « normali » e facendo sistema con quella ora scritta si ha:

$$\begin{cases} -\frac{N_2 - N_m}{\Delta t} = q_M S_2 \cos \chi_2 - \alpha_2 N_2^2 \\ 0 = q_M \cos \chi_2 - \alpha_n N_n^2 \end{cases}$$

da cui, potendosi ritenere  $\alpha_n \cong \alpha_m$ , si ha:

$$\alpha_n = \frac{N_2 - N_m}{\Delta t \left( \frac{\alpha_m}{\alpha_n} N_2^2 - S_2 N_n^2 \right)} \quad [14]$$

Operando analogamente sulla [2''] si ha:

$$P_n = \frac{N_2 - N_m}{\Delta t \left( \frac{B_m}{B_n} N_2 - S_2 N_n \right)} \quad [15]$$

È evidente che l'applicabilità di queste semplici formule dipende dall'osservare realmente un  $\Delta t > 0$ , e che la precisione del risultato dipende dalla precisione con cui  $\Delta t$  stesso è stato valutato; ciò significa fra l'altro che conviene eseguire i sondaggi ionosferici durante un'eclisse di sole ad intervalli di tempo molto brevi.

Sui dati di fig. 1 abbiamo ottenuto:  $\alpha_E = 5,6 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ ;  $\alpha_{F_1} = 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ ;  $\alpha_{F_2} = 0,8 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ ;  $B_{F_2} = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ .

Ci è stato possibile ripetere questo calcolo solo per una parte delle eclissi considerate, ed i risultati sono quelli riportati in fig. 3.

Si noterà subito che i valori dei due coefficienti sono dati in funzione dell'altezza virtuale minima di riflessione  $h'$ . Riconosciamo che questo parametro è piuttosto arbitrario, sia per la sua natura fisica, sia perché è legato in maniera molto complessa e variabile alla quota di massima densità elettronica, quota alla quale avvengono tutti i fenomeni di cui stiamo parlando. Sta di fatto però che i dati delle eclissi ionosferiche sinora pubblicati sono sorprendentemente scarsi di informazioni per ciò che concerne le altezze, sia pure virtuali, degli strati, ed in queste condizioni è materialmente impossibile eseguire su quei

dati una qualunque riduzione ad altezze vere. Del resto il campo di dispersione dei valori è risultato di per sé così ampio in ascisse — specialmente per  $\alpha$  alle basse quote — che una maggior precisione in ordinate non crediamo avrebbe significato molto.

A proposito della dispersione dei valori, notiamo che l'intervallo di dispersione per  $\alpha$  nello strato  $E$  ( $h' \cong 100$  Km) e nello strato  $F_1$  ( $h' \cong 200$  Km) è risultato alquanto più ristretto di quello che generalmente viene ammesso. Infatti per lo strato  $E$  troviamo in fig. 3 per  $\alpha$  valori da  $1,6$  a  $5,6 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ , mentre i valori trovati da altri ricercatori <sup>(23) (31) (32) (33) (39) (40) (42) (51)</sup> vanno da  $2$  a  $20 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ ; per lo strato  $F_1$ , contro i valori  $0,9 \div 2,7 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  di fig. 3 stanno i valori  $1 \div 10 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  trovati da altri <sup>(23) (31) (32) (33) (35) (36) (43) (51)</sup>. L'accordo fra i nostri valori e quelli calcolati da altri è invece buono per  $\alpha$  a quote maggiori di  $250$  km <sup>(23) (24) (35) (52) (53)</sup> e, in generale, per  $B$  <sup>(35) (53) (54)</sup>. Osserviamo che le discrepanze testé rilevate sono, almeno in parte, dovute al fatto che, normalmente, il calcolo di  $\alpha$  viene fatto assumendo  $\alpha$  costante durante tutta l'eclisse, il che è solo approssimativamente esatto, come vedremo fra poco.

Appare chiaramente dalla fig. 3 che sia il coefficiente di ricombinazione sia il coefficiente di attaccamento diminuiscono con l'altezza. Interpretando ora i risultati della tabella III, per ciò che concerne lo strato  $F_2$ , in termini di rapporti  $\frac{\alpha_m}{\alpha_n} \cdot \frac{R_m}{B_n}$ , possiamo imputare le variazioni di questi rapporti o a movimenti verticali dello strato o ad una variazione di temperatura dello strato durante l'eclisse. Infatti è generalmente ammessa una proporzionalità inversa fra coefficiente di ricombinazione e di attaccamento ed una certa potenza della temperatura <sup>(55)</sup>, cioè  $\frac{\alpha_m}{\alpha_n} = \left(\frac{T_n}{T_m}\right)^r$  e  $\frac{B_m}{B_n} = \left(\frac{T_n}{T_m}\right)^s$ .

Purtroppo, come già detto, non abbiamo dati sufficienti sull'andamento dell'altezza degli strati ionosferici durante l'eclisse di sole; definite informazioni si hanno solo in pochi casi, e da queste sembrerebbe di poter trarre le seguenti conclusioni:

a) la quota di massima densità elettronica degli strati  $E$  ed  $F_1$  tende a salire durante l'eclisse;

b) la quota di massima densità elettronica dello strato  $F_2$  in genere sale anch'essa; tuttavia talora, in eclissi estive rimane pressoché costante o scende leggermente (fig. 1) <sup>(30) (26) (31) (36)</sup>.

Così stando le cose, nessuna delle due spiegazioni formulate dianzi riesce a dar conto di un tale andamento, se le si considera isolatamente

una dall'altra. Se infatti la temperatura non è variata durante l'eclisse, il fatto che il rapporto dei coefficienti di ricombinazione e di attacco durante l'eclisse e « normali » sia maggiore dell'unità, vorrebbe significare un abbassamento dello strato: non pare però che si osservi un sistematico abbassamento dello strato  $F_2$  in eclissi invernali, in cui (tab. III) è sempre  $\alpha_m > \alpha_n$ ,  $B_m > B_n$ . D'altra parte, se codeste variazioni dei coefficienti di scomparsa degli elettroni le attribuiamo a soli effetti di temperatura, sempre dalla tabella III risulterebbe nello strato  $F_2$  un aumento di temperatura durante eclissi estive; pur non mancando giustificazioni ad un riscaldamento di tal genere — energia liberata nei processi di ricombinazione, contrazioni dello strato, e così via —, la cosa appare poco plausibile.

In realtà variazioni di temperatura e movimenti verticali nello strato sono, a nostro modo di vedere, cooperanti. Se la temperatura di un strato ionosferico varia durante un'eclisse di sole, è ragionevole pensare che essa diminuisca piuttosto che aumentare. La diminuzione di temperatura ha come conseguenza un aumento nel valore dei coefficienti di ricombinazione e di attacco. Il livello di massima densità elettronica tende allora a spostarsi verso l'alto, dove la temperatura è più elevata e più lenta è la scomparsa degli elettroni liberi; questo movimento verso l'alto è, in certo senso, frenato dalla progressiva diminuzione con l'altezza del numero delle particelle ionizzabili. Si raggiunge così una sorta di equilibrio, nel quale l'innalzamento raggiunto è tanto maggiore quanto minore è il gradiente verticale di densità molecolare; in altre parole lo strato  $F_2$  si dovrebbe innalzare più dello strato  $F_1$ , e questo più dello strato  $E$ . Effettivamente, proprio questo si osserva.

Il fatto che, nello strato  $E$  e nello strato  $F_1$  il rapporto dei coefficienti di ricombinazione « normali » e durante l'eclisse sia sensibilmente uguale all'unità, la quota di massima densità elettronica purtuttavia essendosi innalzata, sembra indicare che l'equilibrio raggiunto nella fase massima dell'eclisse sia determinato realmente da un meccanismo di tal genere. Per lo strato  $F_2$  occorre invece introdurre un qualche fenomeno perturbativo di questo semplice meccanismo per dar conto dei risultati sperimentali. La questione si riattacca così all'altra, più complessa e generale, della natura fisica dello strato  $F_2$ .

In una recente nota di F. Mariani e dello scrivente <sup>(50)</sup> tale questione è stata esaminata; è stata sottolineata, in quel lavoro, la possibilità di interpretare le più appariscenti anomalie nell'andamento normale dello strato  $F_2$  col tener conto della sovrapposizione fra due strati



$F_1$  ed  $F_2$  « vero » e della formazione conseguente di una zona ad alta densità elettronica (strato  $F_2$  « apparente »). L'ipotesi della sovrapposizione fra due strati era stata esaminata precedentemente da F. Mariani <sup>(56)</sup> nel tentativo di determinare teoricamente una « legge di sovrapposizione » suscettibile di adattarsi all'interpretazione degli ionogrammi ottenuti negli anni scorsi a Roma. Per quanto non sia stato possibile a Mariani stabilire sui dati di Roma una statistica sufficiente a definire in senso probante o no l'efficienza dell'ipotesi della sovrapposizione <sup>(56)</sup>, e per quanto tale ipotesi sembri inoperante a dar conto dell'andamento dello strato  $F_2$  nel suo insieme <sup>(56)</sup>, tuttavia è nostro parere che essa possa essere utilmente tenuta presente nel caso delle eclissi solari. L. V. Berkner <sup>(57)</sup> ha nel passato indicato una tal possibilità.

Il significato di quanto detto poco fa è, nel caso si ragioni in termini di sovrapposizione, che un'eclisse di sole tende a separare lo strato  $F_1$  dallo strato  $F_2$  « vero », o quanto meno a diminuire il relativo grado di sovrapposizione. Se la densità elettronica ricavata da misure di  $f_o F_2$  si deve intendere competente alla zona di sovrapposizione, appare ora spiegabile come la diminuzione di tale densità sia più forte in eclissi invernali che non in eclissi estive, più forte cioè in condizioni di larga sovrapposizione che in condizioni di debole o nulla sovrapposizione <sup>(58)</sup>. Concorda con un tal modo di veder le cose il fatto che in eclissi invernali il procedere dell'eclisse sia accompagnato da una progressiva accentuazione della cuspidè caratterizzante, nella curva  $h'(f)$ , la frequenza critica  $f_o F_1$  <sup>(43)</sup> <sup>(45)</sup>, cioè da una progressiva separazione fra  $F_1$  ed  $F_2$ .

Non avendo a disposizione dati sperimentali sufficienti e sufficientemente sicuri (i nostri dati del 25-2-1952 sono inutilizzabili per lo strato  $F_1$  a causa di forti interferenze), non possiamo confortare una tale ipotesi con considerazioni quantitative; ci limitiamo perciò a presentarla come ipotesi di lavoro per successivi studi.

6. — Nell'analisi sin qui svolta sul comportamento della ionosfera durante l'eclisse parziale di sole del 30 giugno 1954 a Roma, abbiamo proceduto per grandi linee, portando la nostra attenzione sui fatti più cospicui e lasciando volutamente ad un esame di seconda approssimazione determinati fatti e questioni; pensiamo infatti che questi ultimi non possono essere presi in considerazione con ragionevoli probabilità di giungere ad utili risultati, se non dopo aver interpretato soddisfacentemente l'eclisse ionosferica nel suo aspetto generale.

Un primo fatto è che si sono osservati dei minimi secondari di frequenza critica nello strato  $F_2$ , nello strato  $E$  e forse nello strato  $F_1$ , ben al di fuori dei limiti dell'eclisse ottica (fig. 1). Un fatto del genere è stato osservato in molte altre eclissi.

Osserviamo subito che, almeno in qualche caso, tali minimi potrebbero solo apparentemente essere dovuti all'eclisse di sole. Infatti la loro esistenza viene dedotta dal confronto fra la curva di frequenza critica osservata il giorno dell'eclisse e la curva mediana dei giorni precedenti e seguenti. Una tal curva mediana non può ritenersi impegnativa in senso assoluto: essa stabilisce un andamento *probabile* ma non *certo* per il giorno dell'eclisse. È noto a chiunque di occupi di misure ionosferiche che deviazioni, anche notevoli, dai valori mediani mensili si osservano in giorni per altro più che normali. Si noti, ad esempio, l'andamento di  $f_o F_2$  in fig. 1. Riferendoci alla curva mediana, l'inizio dell'eclisse ionosferica parrebbe doversi porre circa alle 11<sup>h</sup> 20<sup>m</sup>, ben 90<sup>m</sup> avanti l'inizio dell'eclisse ottica. Non possiamo però escludere che l'andamento in assenza d'eclisse sarebbe stato quello della curva a tratto pieno sino alle 13<sup>h</sup> 10<sup>m</sup>, proseguito in tratteggiato sino alle 15<sup>h</sup> 40<sup>m</sup>, specialmente esaminando l'andamento di  $h' F_2$ . Verrebbe allora a mancare il minimo relativo di densità elettronica altrimenti riscontrabile alle 12<sup>h</sup> 20<sup>m</sup> circa, e l'eclisse ionosferica nello strato  $F_2$  verrebbe sensibilmente a coincidere, a meno di un ritardo costante, con l'eclisse ottica. Per lo strato  $E$  invece, l'andamento di  $h' E$  conferma l'esistenza del piccolo minimo occorrente in  $f_o E$  circa 20 minuti dopo la fine dell'eclisse. Da qui fra l'altro si rileva la necessità di pubblicare *sempre* i dati di altezze virtuali accanto ai dati di frequenza critica per le misure eseguite in occasione di eclissi solari.

Un'osservazione di tal genere vale anche per aumenti di densità elettronica talora osservati prima dell'inizio dell'eclisse ottica <sup>(18)</sup> <sup>(45)</sup>.

Ammettiamo però che questi minimi, più di una volta riscontrati, siano in generale reali, cioè effettivamente imputabili all'eclisse. Bisogna allora porre in discussione l'ipotesi (c) ed in parte la (a) di pag. 12, occorre cioè considerare più che l'eclisse del sole « visibile », l'eclisse del sole « ionizzante ». È evidente che il sole « ionizzante » si estende ben oltre il disco visibile solare, comprendendo anche la corona e le emissioni corpuscolari, e che non è certo uniforme, dal momento che l'astrofisica solare ci dice che intense sorgenti ionizzanti sono localizzate in particolari zone attive della superficie e dell'atmosfera solare <sup>(59)</sup>. Potrebbero allora spiegarsi in termini di occultazione coronale i minimi secondari di frequenza critica occorrenti poco dopo

o poco prima l'eclisse ottica (fig. 1) <sup>(24)</sup> <sup>(44)</sup> <sup>(59)</sup>, in termini di occultazione di zone attive (macchie, eruzioni, ecc.) talune irregolarità delle curve di frequenza critica durante l'eclisse <sup>(32)</sup> <sup>(36)</sup> <sup>(42)</sup> <sup>(43)</sup> <sup>(45)</sup>; in termini di occultazione corpuscolare i minimi occorrenti molto prima o molto dopo l'eclisse ottica <sup>(30)</sup> <sup>(41)</sup> <sup>(50)</sup>. In realtà, per ciò che concerne effetti dell'eclisse corpuscolare, la casistica sperimentale è largamente negativa al riguardo (ad eccezione delle misure russe del 9-7-1945 <sup>(30)</sup>, in cui fu riscontrato un effetto imputabile a corpuscoli con velocità di circa 500 km al secondo); tuttavia ciò potrebbe dipendere dal fatto che la zona d'influenza dell'eclisse corpuscolare non coincide con la zona d'influenza dell'eclisse ottica. È evidente in ogni modo la necessità di integrare i dati ionosferici con i dati forniti dall'astrofisica solare se si vogliono compiutamente esaminare i fatti citati.

Una seconda questione è rappresentata dalla comparsa, durante l'eclisse, della sottostratificazione, indicata con X in fig. 1, situata fra lo strato  $E$  e lo strato  $F_1$ . Fenomeni del genere furono osservati nell'eclisse del 25 gennaio 1944 <sup>(24)</sup> <sup>(25)</sup>, del 9 maggio 1948 <sup>(36)</sup> e del 25 febbraio 1952 <sup>(41)</sup>, con la comparsa di un nuovo strato fra lo strato  $F_1$  e lo strato  $F_2$ . Tuttavia in questo caso è possibile avanzare una spiegazione, poiché si potrebbe trattare di un caso particolare di parziale sovrapposizione fra i due strati: se infatti la densità elettronica massima della zona di sovrapposizione ha un valore compreso fra i due competenti allo strato  $F_1$  ed allo strato  $F_2$ , si osservano effettivamente *tre* frequenze critiche nella regione  $F$ . Una spiegazione del genere è tuttavia meno plausibile per l'eclisse del 30 giugno 1954, dal momento che occorrerebbe supporre una parziale sovrapposizione fra gli strati  $E$  ed  $F_1$ , e sinora non si ha alcuna indicazione sulla possibilità della cosa. La sfortunata circostanza che lo strato  $F_1$  abbia sofferto, qui a Roma, di una notevole occultazione da parte dell' $E$  sporadica, ci costringe a rinviare l'esame della questione al momento in cui disporremo dei dati ricavati in altri Osservatori ionosferici il 30 giugno 1954.

Una terza questione di notevole interesse è l'effetto d'eclisse nella ionizzazione  $E$  sporadica, chiaramente visibile in fig. 1. Un simile effetto era stato rilevato in altre eclissi <sup>(13)</sup> <sup>(16)</sup> <sup>(27)</sup> <sup>(31)</sup>, ma era stato sempre interpretato come un fatto del tutto casuale. Non si può concordare con questa valutazione.

Infatti, già esaminando l'andamento normale della ionosfera a Roma negli ultimi anni <sup>(58)</sup> avevamo posto in rilievo come certe regolarità nell'andamento della ionizzazione  $E$  sporadica portassero a supporre una non ben precisata dipendenza delle sue caratteristiche da

quelle degli altri strati. È stato notato <sup>(61)</sup> che la ionizzazione  $E$  sporadica può presentarsi in due forme caratteristiche, spesso coesistenti nelle ore meridiane: struttura stratiforme e struttura nebuliforme. La prima potrebbe essere prodotta per fotodistacco di elettroni da ioni negativi, esistenti con alta densità al livello dello strato  $E$  <sup>(53)</sup>; la seconda prevalentemente, secondo D. F. Martyn <sup>(62)</sup>, per discesa di banchi di cariche dallo strato  $F_1$  ed occasionalmente per ionizzazione meteorica o in connessione con attività temporalesca nella troposfera. Durante un'eclisse di sole si ha un'attenuazione delle radiazioni responsabili del fotodistacco, e la discesa di cariche dallo strato  $F_1$  è ridotta per il generale movimento di salita assunto dallo strato; è allora possibile un effetto di eclisse anche nella ionizzazione  $E$  sporadica.

Osserviamo a questo punto che al fenomeno suggerito da Martyn potrebbe ascriversi la comparsa della ionizzazione  $X$  durante l'eclisse del 30 giugno 1954: si osservi in fig. 1 la concomitanza dell'apparire di  $X$  con la forte riduzione nella  $E$  sporadica e, in altezza virtuale, la scomparsa della ionizzazione  $X$  parte per ritorno allo strato  $F_1$ , parte per discesa alla quota dell' $E$  sporadica.

7. — Da quanto detto sinora ci sembra di poter trarre queste conclusioni:

1) la ionosfera è, nel suo insieme, sensibile all'influenza di una eclisse di sole.

In eclissi occorrenti nelle ore meridiane ed a latitudine non elevata:

2) negli strati  $E$  ed  $F_1$  il tasso di scomparsa degli elettroni liberi varia con la seconda potenza della densità elettronica, come se il processo predominante fosse la ricombinazione ionica;

3) nello strato  $F_2$  il tasso di scomparsa degli elettroni liberi varia con la prima potenza della densità elettronica, come se il processo predominante fosse l'attaccamento a molecole od atomi neutri; la diminuzione di densità elettronica, a parità di ogni altro fattore, è maggiore in eclissi invernali che in eclissi estive;

4) i coefficienti di ricombinazione e di attaccamento diminuiscono con l'altezza;

5) la quota di massima densità elettronica di ogni strato tende ad innalzarsi; gli strati  $F_1$  ed  $F_2$  tendono a separarsi.

Inoltre:

6) la diminuzione del grado di sovrapposizione degli strati  $F_1$  ed  $F_2$  potrebbe forse spiegare l'andamento stagionale dell'effetto di eclisse nella  $f_o F_2$ ;

7) i minimi di densità elettronica occorrenti fuori dei limiti dell'eclisse ottica potrebbero spiegarsi in termini di eclisse del sole « ionizzante », cioè in termini di occultazione coronale e di occultazione corpuscolare, per il che occorre il sussidio dei dati eliofisici;

8) particolare cura merita lo studio delle sottostratificazioni che talora appaiono durante l'eclisse, e dell'effetto d'eclisse nella ionizzazione  $E$  sporadica.

Infine, per ciò che concerne la tecnica delle misurazioni e la presentazione dei dati:

9) occorre aumentare al massimo la precisione delle misure, ed eseguirle ad intervalli di tempo molto brevi durante l'eclisse;

10) è altamente opportuno che la presentazione dei dati venga fatta in modo completo, ivi compresi i dati astronomici dell'eclisse osservata.

*Osservatorio dell'I.N.G. di Rocca di Papa — Aprile 1955.*

### RIASSUNTO

*Si esamina, in questa nota, il comportamento della ionosfera a Roma durante l'eclisse parziale di sole del 30 giugno 1954. Per l'esame dei dati sperimentali si stabilisce un metodo di analisi basato sulle ipotesi che (a) gli elettroni liberi nella ionosfera siano prodotti per fotoionizzazione solare e siano rimossi per ricombinazione ionica ed attacco a molecole od atomi neutri; (b) il potere ionizzante del sole sia uniformemente ripartito sul suo disco visibile. Si può allora calcolare l'effetto « teorico » d'eclisse nei vari strati ionosferici.*

*Supposta in un primo tempo la costanza del tasso di scomparsa degli elettroni durante l'eclisse, si applica questo metodo di analisi, oltreché ai dati di Roma, ai dati ionosferici ottenuti in un certo numero di passate eclissi solari. Il confronto fra l'effetto d'eclisse « teorico » e quello « reale » nei vari strati porta alle seguenti conclusioni:*

*a) negli strati  $E$  ed  $F_1$  il tasso di scomparsa degli elettroni varia con la seconda potenza della densità elettronica, come se il processo preponderante fosse la ricombinazione ionica.*

*b) nello strato  $F_2$  il tasso di scomparsa degli elettroni varia con la prima potenza della densità elettronica, come se il processo preponderante fosse l'attacco a molecole od atomi neutri.*

c) nello strato  $F_2$  la diminuzione di densità elettronica, è, a parità di ogni altro fattore, maggiore in eclissi invernali che in eclissi estive.

Vengono calcolati i coefficienti di ricombinazione e di attaccamento nei vari strati per un certo numero di eclissi; si trova che questi coefficienti diminuiscono con l'altezza. Supposta ora una certa variazione del tasso di scomparsa degli elettroni durante l'eclisse, che viene calcolata nei vari casi, la si mette in relazione con movimenti verticali degli strati e con variazioni di temperatura: si mostra come durante l'eclisse la quota di massima densità elettronica di ogni strato tenda a salire, e come lo strato  $F_2$  tenda a separarsi dallo strato  $F_1$ . Si avanza allora l'ipotesi che l'andamento stagionale dell'effetto d'eclisse nello strato  $F_2$  possa spiegarsi in termini di sovrapposizione tra  $F_1$  ed  $F_2$ .

Si rileva la necessità di considerare più che l'eclisse del « sole visibile » l'eclisse del « sole ionizzante » al fine di spiegare l'esistenza di minimi relativi di densità elettronica occorrenti poco prima o poco dopo l'eclisse ottica (occultazione coronale?), o molto al di fuori dei limiti dell'eclisse fotonica (occultazione corpuscolare?), per il che occorre integrare i dati ionosferici con i dati eliofisici.

Si rileva infine come la diminuzione e la scomparsa della ionizzazione E sporadica durante l'eclisse del 30 giugno 1954 (ed in altre eclissi) possa ascrivere ad un reale effetto d'eclisse in questa ionizzazione; si avanza l'ipotesi che dipendente da questo effetto sia la comparsa, durante l'eclisse citata, di una effimera stratificazione fra lo strato  $F_1$  e lo strato E, mentre invece, per stratificazioni simili apparse in altre eclissi fra lo strato  $F_1$  e lo strato  $F_2$  si pensa ad una spiegazione in termini di parziale sovrapposizione fra i due strati.

## SUMMARY

We examine the behaviour of the ionosphere at Rome during the partial solar eclipse of June 30, 1954. For examining the experimental data we use a first approximation method based upon the hypothesis that in the ionosphere: (a) the electrons are produced by solar photoionization and are removed by ionic recombination and by attachment to neutral atoms and molecules; (b) the ionizing power of the sun is uniformly distributed over its visible disk. So the « theoretical » eclipse-effect in each ionospheric layer can be calculated.

*We firstly apply this method of analysis to the ionospheric eclipse of June 30, 1954 and to other past eclipses, supponing that the rate of electron loss is constant during the eclipse. Confronting the « theoretical » and the « real » eclipse-effect, we are conduct to the following conclusions:*

(a) *in the E and F<sub>1</sub> layers the rate of electron loss varies with the second power of the electron density, as if the process of the electron removal were the ionic recombination;*

(b) *in the F<sub>2</sub> layer the rate of electron loss varies with the first power of the electron density, as if the process of the electron removal were the attachment to neutral atoms and molecules;*

(c) *in the F<sub>2</sub> layer the decrease of the electron density during a solar eclipse is, for identical conditions, more important in winter eclipses than in summer eclipses.*

*We secondly calculate the recombination and attachment coefficients for the same eclipses, and their variation during the eclipse. We find that these coefficients decrease with the height, and that their variation during the eclipse are related to the vertical movements of the ionosphere; in particular, the F<sub>2</sub> layer tends to separate itself from the F<sub>1</sub> layer. We put forward the hypothesis that the seasonal behaviour of the eclipse-effect in the F<sub>2</sub> layer can be explained in terms of superposition of the two layers of the F region.*

*We thirdly observe that it is necessary considere the eclipse of the « ionizing » sun instead of the « visible » sun in order to explain the existence of secondary minima of electron density outside the limits of the optical eclipse (coronal occultation?) and outside the limits of the photon eclipse (corpuscolar effects?); it is hence necessary to integrate the ionospheric data with heliophysical data during a solar eclipse.*

*We finally observe that the strong decrease in the E sporadic frequency during the eclipse of June 30, 1954 and during some other eclipses, can be due to an effective eclipse-effect upon the E sporadic layer. We put forward the hypothesis that the appearance of a short-lived stratification between the E and F<sub>1</sub> layer during the eclipse of June 30, 1954 is related to the eclipse-effect in the E sporadic ionization, while we on the contrary think that the short-lived stratifications observed between the F<sub>1</sub> and F<sub>2</sub> layers during some past ionospheric eclipses are explicable in terms of partial superposition of the two layers.*

## BIBLIOGRAFIA

(La data racchiusa in parentesi quadrata è quella dell'eclisse alla quale si riferisce la nota)

- (1) ECCLES W. H., *Electrician*, 69, blz 109 (1912).
- (2) SMITH-ROSE R. L., *J. Br. Inst. Rad. Eng.*, 6, 82 (1946).
- (3) ECCLES W. H., *Nature*, 104, 323 (1919). [29-5-1919]
- (4) APPLETON E. V., BARNETT M. A. F.,  
D.S.I.R., *Rad. Res. Rep. n. 7* (1927). [29-6-1927]
- (5) STCHOUKIN A., *L'Onde électrique*, 8, 411 (1929). [12-11-1928]
- (6) GALLE J. B., TALON G., *Compt. Rend.*, 190, 48 (1930). [9-5-1929]
- (7) KENNELLY A. E., *Electronics*, 5, 248 (1932). [9-5-1929]
- (8) MIMNO H. R., WANG P. H., *P.I.R.E.*, 21, 529 (1933). [31-8-1932]
- (9) KENRICK G. W., PICKARD G. W., *P.I.R.E.*, 21, 546 (1933). [31-8-1932]
- (10) KIRBY S. S., BERKNER L. V., GILLILAND T. R., NORTON K. A.,  
*P.I.R.E.*, 22, 247 (1934). [31-8-1932]
- (11) APPLETON E. V., CHAPMAN S., *P.I.R.E.*, 23, 658 (1935). [31-8-1932]
- (12) MITRA S. K., RAKSHIT H., SYAM P. S., GIJOSE B. N.,  
*Nature*, 132, 442 (1933). [31-8-1932]
- (13) MINOHARA T., ITO Y., MAEDA K.,  
*Rep. Rad. Res. Jap.*, 4, 51 e 89 (1934). [14-2-1934]
- (14) SCHAFER J. P., GOODALL W. M., *P.I.R.E.*, 23, 1356 (1935). [3-2-1935]
- (15) KIRBY S. S., GILLILAND T. R., JUDSON E. B.,  
*P.I.R.E.*, 24, 1027 (1936). [3-2-1935]
- (16) MAEDA K., ISAGAWA P., MINOHARA T., ITO Y., NAKAMURA T.  
(tre articoli), *Rep. Rad. Res. Jap.*, 6, 91, 115, 143 (1936). [19-6-1936]
- (17) NAISMITH R., *Proc. Phys. Soc.*, 49, 214 (1937). [19-6-1936]
- (18) RANZI L., *Nuovo Cimento*, 13, 298 (1936). [19-6-1936]
- (19) WELLS H. W., STANTON N. E., SEATON S. L.,  
*Terr. Mag.*, 43, 37 (1938). [8-6-1937]
- (20) RANZI L., *Nuovo Cimento*, 14, 262 (1937). [8-6-1937]
- (21) SCHAFER J. P., *Terr. Mag.*, 45, 513 (1940). [7-4-1940]
- (22) BERKNER L. V., SEATON S. L.,  
*Trans. Am. Geoph. Un.*, XXI meet., pt. 2, pag. 311. [7-4-1940]
- (23) GILLILAND T. R.,  
*Trans. Am. Geoph. Un.*, XXII meet., pt. 2, pag. 452 [1-10-1940]
- (24) WELLS H. W., SHAPLEY A. H., *Terr. Mag.*, 51, 401 (1946).
- (25) LEDIG P. C., JONES M. N., GIESECKE A. A., CHERNOSKY E. J.,  
*Terr. Mag.*, 51, 411 (1946). [25-1-1944]
- (26) HARANG L., *Terr. Mag.*, 50, 307 (1945)  
*Geof. Publ. Norske Ak. Viden.*, 16, 11. [9-7-1945]
- (27) STOFFREGEN W., *Terr. Mag.*, 51, 495 (1946). [9-7-1945]
- (28) GEIER S., AKERLIND P., *Terr. Mag.*, 52, 479 (1947). [9-7-1945]
- (29) SMITH-ROSE R. L., *Nature*, 157, 40 (1946). [9-7-1945]
- (30) PAPALEXI N. D. et alii  
*Izv. Akad. NAUK SSSR, ser. fis.*, 10, 237, 245, 253, 261, 269 (1946) [9-7-1945]
- (31) RYDBECK O. E. H., *Trans. Chalmers Univ.*, n. 53 (1946). [9-7-1945]



- (32) Mc LEISH P. W., *Canad. J. Res.*, 26 A, 137 (1948). [9-7-1945]
- (33) DENISSE J. F., SELIGMANN P., GALLET R.,  
C. R. Ac. Sc., 225, 1169 (1947). [20-5-1947]
- (34) ALPERT Y. L., *Izv. Akad. NAUK SSSR, ser. Fis.*, 12, 44 (1948). [20-5-1947]
- (35) SAVITT J., *J. Geoph. Res.*, 55, 385 (1950). [20-5-1947]
- (36) NAKATA Y., *Rep. Ion. Res. Jap.*, 4, 21 (1950). [9-5-1948]
- (37) UYEDA H., KUDO H., SHIMIZU T., SATO R.,  
*Rep. Ion. Res. Jap.*, 4, 75 (1950). [9-5-1948]
- (38) WELLS H. W., *J. Geoph. Res.*, 57, 291 (1952). [1-9-1951]
- (39) DELOBEAU F., *Ann. Géoph.*, 10, 148 (1954). [1-9-1951]
- (40) MINNIS C. M., *Nature*, 170, 453 (1952). [25-2-1952]
- (41) ESTRABAUD S., *C. R. Ac. Sc.*, 235, 1521 (1952); 236, 833 (1953) [25-2-1952]
- (42) DELOBEAU F., *Ann. Geoph.*, 9, 317 (1953). [25-2-1952]
- (43) MERIAU P., RAWER K., *Ann. Géoph.*, 10, 9 (1954). [25-2-1952]
- (44) ZANOTELLI G., *Ann. Geof.*, 6, 367 (1953). [25-2-1952]
- (45) RANZI I., *Alta Frequenza*, 22, 59 (1953). [20-8-1952]
- (46) NAKATA Y., *Rep. Ion. Res. Jap.*, 7, 157 (1953). [14-2-1953]
- (47) GHOSH S. N., *Proc. Nat. Inst. Sc. In.*, 10, 333 (1944).
- (48) CHAPMAN S., *Proc. Phys. Soc.*, 43, 26, 483 (1931); 51, 93 (1939).
- (49) ARMELLINI G., *I fondamenti scientifici dell'Astronomia*, (1947) pag. 19.
- (50) DOMINICI P., MARIANI F., *Ann. Geof.*, 8, 103 (1955).
- (51) ALPERT Y., EINBERG A. A., *Izv. Akad. NAUK SSSR, ser. geog. geof.*, 11,  
137 (1947).
- (52) IONEZAWA T., *Rep. Ion. Res. Jap.*, 4, 79 (1950).
- (53) MAEDA K., URSI, *Mixed Comm. Ion., Proc. II Meet.*, pag. 211 (1950).
- (54) IONEZAWA T., *Rep. Ion. Res. Jap.*, 5, 1 (1951).
- (55) JOUAUST, *L'Ionosphère*, (1946) pag. 63.
- (56) MARIANI F., *Ann. Geof.*, 6, 21 e 533 (1953).
- (57) FLEMING J. A., *Terrestrial Magnetism and Electricity*, (1939) pag. 462.
- (58) DOMINICI P., *Ann. Geof.*, 7, 503 (1954).
- (59) WALDMEIER M., *Terr. Mag.*, 52, 333 (1947).
- (60) BANNERJEE S. S., RAJAN V. D., BANNERJEE P. C., *J. Sc. Ind. Res.*, 11 B, 197  
(1952, May).
- (61) RAWER K., URSI, *Mixed Comm. Ion., Proc. II Meet.*, pag. 114 (1950).
- (62) MARTYN D. F., URSI, *Mixed Comm. Ion., Proc. II Meet.*, pag. 44 (1950).