

TEMPERATURA E DENSITÀ ELETTRONICA NELLA REGIONE F DELLA IONOSFERA

F. MARIANI

Negli ultimi anni numerosi autori hanno studiato l'andamento della distribuzione di densità elettronica nella ionosfera supponendo non isoterma la regione di atmosfera nella quale essa è localizzata.

L'attenzione è stata concentrata su alcuni modelli di atmosfera rispondenti alla duplice esigenza di tener conto dei risultati sperimentali noti (parte dei quali in realtà sono piuttosto qualitativi che quantitativi) e, d'altra parte, di consentire uno studio matematico per quanto possibile semplice del problema: assai utili sono stati i modelli in cui la temperatura viene supposta crescente linearmente o esponenzialmente con la quota.

Nella presente ricerca ci proponiamo: *a*) di discutere da un punto di vista generale l'effetto provocato da variazioni di temperatura con la quota e con il tempo sulla densità elettronica della regione *F* nel suo complesso (paragrafi 1 e 2); *b*) di esaminare (paragrafo 3) le possibilità di un nuovo modello di regione *F* costituita da un solo tipo di ioni, modello che sembra atto, con qualche ulteriore precisazione, a rendere conto contemporaneamente del comportamento « normale » dello strato \bar{F}_1 e di quello « anomalo » dello strato F_2 .

Paragrafo 1. La teoria della formazione degli strati ionizzati dell'alta atmosfera svolta da Bates e Massey ⁽¹⁾ porta a concludere che, ove si trascuri il fenomeno della diffusione, la densità elettronica $N(z, t)$ varia con il tempo t , a ciascuna quota z , in accordo con la equazione

$$\frac{\partial N}{\partial t} = I(z, t) - \alpha N^2 = I(z, t) - \bar{\alpha} N^2 - \frac{N}{T} \frac{dT}{dt} \quad [1]$$

ove $I(z, t)$ = intensità di ionizzazione;

$$\alpha = \alpha_0 + \lambda \alpha_1 + \frac{1}{N} \frac{1}{1+\lambda} \frac{d\lambda}{dt} + \frac{1}{NT} \frac{dT}{dt} = \bar{\alpha} + \frac{1}{NT} \frac{dT}{dt} = \text{coefficiente} \quad [2]$$

di ricombinazione generalizzato;

$$\lambda = \frac{\beta N n - N \frac{1}{1 + \lambda} \frac{d\lambda}{dt}}{\rho N + k N n + I + (\alpha_i - \alpha_e) N^2}$$

n = densità numerica di particelle neutrali;

α_e = coefficiente di ricombinazione elettronica;

α_i = coefficiente di ricombinazione ionica;

β = coefficiente di attaccamento radiativo;

ρ = coefficiente di fotodistacco;

k = coefficiente di distacco per urto.

Nella [1], oltre al termine correttivo introdotto allorché si voglia considerare l'effetto della diffusione che consideriamo altrove ⁽²⁾, va aggiunto un ulteriore termine che tenga conto dell'effetto del campo magnetico terrestre sul moto degli elettroni (e degli ioni) determinato dalle maree nella ionosfera (teoria di Martyn).

In quanto all'effetto dovuto alle variazioni temporali della temperatura conviene osservare che, come ha mostrato Gerson ⁽³⁾, esso va scritto in generale nella forma $+\frac{N}{n} \frac{dn}{dt}$ che si riduce a quella $-\frac{N}{T} \frac{dT}{dt}$, adottata nella [1], nel caso « isobarico ».

Accanto alla equazione [1] considereremo anche l'altra equazione che può scriversi in forma elementare allorché si ritenga, quale causa prevalente della scomparsa degli elettroni, l'attaccamento degli elettroni liberi a molecole neutre

$$\frac{\partial N}{\partial t} = I(z,t) - \beta N \quad [3]$$

ove β è il coefficiente di attaccamento generalizzato dato dall'espressione

$$\beta = \bar{\beta} - \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} \quad [4]$$

In generale le quantità $\bar{\alpha}$ e $\bar{\beta}$ dipendono dalla temperatura (oltreché da altre variabili): esse si identificano con il coefficiente di ricombinazione e con quello di attaccamento, rispettivamente, allorché la densità n non dipende esplicitamente dal tempo (come di fatto quasi

sempre si ammette). In merito alla forma esplicita del coefficiente $\bar{\alpha}$ essa è stata assunta da numerosi autori del tipo $\bar{\alpha} \sim \frac{1}{T^\gamma}$ con γ esponente i cui valori più frequentemente adottati (4) (5) (6) (7) sono stati $\gamma = 3$, $\gamma = \frac{1}{2}$ ovvero, per pressioni atmosferiche inferiori a 10^{-5} mbar quali quelle esistenti nello strato F_2 , $\gamma = -\frac{1}{2}$; altri autori (8), partendo dalla espressione generale di α sopra riportata, hanno ottenuto per lo strato F_2 l'espressione approssimata (valida di notte) $\alpha = \eta \frac{n}{NT}$ ove η è una costante di proporzionalità. In quanto al coefficiente $\bar{\beta}$ esso è più spesso assunto inversamente proporzionale alla temperatura T .

Come si vede assai differenti sono le assunzioni fatte dai vari autori; resta però il fatto notevole che, a parte la corretta dipendenza dei coefficienti $\bar{\alpha}$ e $\bar{\beta}$ dalla temperatura, dalla pressione e da altri eventuali parametri, essi risultano funzioni decrescenti al crescere della quota (a rigore, considerando che le nostre informazioni sperimentali derivano da radiosondaggi, dovremmo dire al crescere dell'altezza virtuale) come è stato recentemente confermato (9) dall'esame comparativo dei dati ionosferici raccolti in occasione di numerose eclissi solari; vogliamo notare, in più, che da tale esame è risultata messa in luce la circostanza, peraltro già constatata anche da altri autori (10), che nello strato F_2 sia prevalente il fenomeno dell'attaccamento o che, quanto meno l'equazione di scomparsa sia del tipo [3]. Questa circostanza può rendere plausibile l'uso, almeno per lo strato F_2 , dell'espressione $\alpha = \eta \frac{n}{NT}$ del coefficiente di ricombinazione, espressione che, introdotta nella [1] trasforma l'equazione stessa in una del tipo [3]. Tale questione viene più ampiamente esaminata nel § 3.

Paragrafo 2. Per procedere alla soluzione delle equazioni [1] e [3] le scriveremo in forma più usuale. Ove si ammetta che ad una certa quota la temperatura abbia un valore costante T_0 nel corso della giornata (e dell'anno eventualmente) e ponendo

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_0}{\left(\frac{T}{T_0}\right)^\gamma}; \quad \bar{\beta} = \frac{\beta_0}{\left(\frac{T}{T_0}\right)^\Gamma} \quad \text{ove } \alpha_0 \text{ e } \beta_0 \text{ sono i valori di } \bar{\alpha} \text{ e } \bar{\beta} \text{ per } T = T_0; \quad [5]$$

$$I(z,t) = I_0 F(z,t) \quad \text{ove } I_0 \text{ è il valore massimo di } I(z,t) \text{ per } \chi = 0^\circ \quad [6]$$

$$t = \frac{86400}{2\pi} \Phi \quad \text{con } \Phi = 0 \text{ a mezzogiorno;} \quad [7]$$

$$v = \frac{N}{N_0} \quad \text{con } N_c = \sqrt{\frac{I_0}{\alpha_0}} \text{ e } N_0 = \frac{I_0}{\beta_0} \text{ rispettivamente nel caso della} \\ \text{equazione [1] e della equazione [3];} \quad [8]$$

$$\sigma_1 = \frac{1}{1,37 \cdot 10^4 N_0 \alpha_0} ; \quad \sigma_2 = \frac{1}{1,37 \cdot 10^4 \beta_0} \quad [9]$$

si perviene alle equazioni

$$\sigma_1 \frac{dv}{d\Phi} = F \cdot \frac{v^2}{\left(\frac{T}{T_0}\right)^\gamma} + \sigma_1 \tau v \quad [10]$$

e

$$\sigma_2 \frac{dv}{d\Phi} = F \cdot \frac{v}{\left(\frac{T}{T_0}\right)^\Gamma} + \sigma_2 \tau v \quad [11]$$

ove è $\tau = \frac{1}{n} \frac{dn}{d\Phi}$, ovvero, nel caso « isobarico », $\tau = -\frac{1}{T} \frac{dT}{d\Phi}$.

Consideriamo dapprima il caso stazionario. In tale caso la soluzione della [10] è

$$v = \left[\frac{\tau \sigma_1}{2} + \sqrt{\left(\frac{\tau \sigma_1}{2}\right)^2 + F \left(\frac{T_0}{T}\right)^\gamma} \right] \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^\gamma \quad [12]$$

Quella della [11] invece è

$$v = \frac{F}{1 - \sigma_2 \tau (T/T_0)^\Gamma} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^\Gamma \quad [13]$$

Conviene a questo punto vedere quali sono le condizioni cui si richiede che soddisfi la soluzione delle equazioni scritte. Considerato che, almeno in prima approssimazione, la teoria di Chapman rende conto in modo abbastanza soddisfacente del comportamento diurno (e annuo) dello strato F_1 , risulta chiaro che ciò che principalmente occorre spiegare è il comportamento anomalo dello strato F_2 , in particolare l'anomalia diurna, cioè la presenza dei due massimi di densità elettronica nei mesi estivi, l'uno prima di mezzogiorno e l'altro verso il tramonto e di valore di norma più alto del primo. Per ottenere questo risultato sono stati proposti numerosi raffinamenti della origi-

naria teoria di Chapman tendenti ad attribuire la diminuzione meridiana di densità a una corrispondente diminuzione di intensità di ionizzazione dovuta non già a diminuzione dell'irradiazione solare bensì a un sensibile aumento meridiano della temperatura con conseguente dilatazione e innalzamento dello strato F_2 .

L'effettivo aumento della temperatura richiesto da tale ipotesi è assai notevole: così per es. Akasofu ⁽¹¹⁾, che per lo strato F_1 considera un gradiente verticale di temperatura costante con la quota e proporzionale al $\cos \chi$ ($\chi =$ angolo zenitale del sole), per ottenere che la intensità di ionizzazione $I(z, t)$ nello strato F_2 sia minima a mezzogiorno assume un rapporto 5:4 fra i gradienti di temperatura alle ore 12 e alle ore 11, ben maggiore del rapporto tra i corrispondenti valori di $\cos \chi$; con un diverso schema, Kamiyama ⁽¹²⁾ ottiene lo scopo considerando una dipendenza della temperatura T dal tempo e dalla quota nella forma

$$T = T_0 \exp(\gamma z) \quad [14]$$

$$\text{con } \gamma = \gamma_0 (\cos \chi)^{1/2} \text{ e } \gamma_0 = 0,0072 \text{ km}^{-1}$$

Con queste o altre assunzioni « a priori » si può tentare di risolvere il problema dell'anomalia diurna di $f_0 F_2$; tuttavia può sorprendere l'entità delle variazioni richieste.

A questo proposito occorre notare che, per una determinata e fissata legge di dipendenza di T (e quindi di n , di F e di τ) dal tempo, l'assumere un valore positivo qualsivoglia per l'esponente γ che compare nella [12] ha per conseguenza quella di ridurre o addirittura di compensare la diminuzione di densità elettronica prodotta da una eventuale diminuzione di F .

Considerazioni qualitativamente analoghe valgono qualora si considerino altri tipi di variazione del coefficiente di ricombinazione con la quota, in quanto, dovendo in ogni caso trattarsi di una diminuzione, ne risulta che l'effetto di tale diminuzione è contrario a quello che si cerca di avere da una diminuzione di ionizzazione a mezzogiorno, se è vero che lo strato F_2 è più alto in ore meridiane. Dopo quanto si è detto limiteremo per semplicità la nostra attenzione al caso in cui il coefficiente $\bar{\alpha}$ sia costante con la quota e nel tempo in quanto, se già in questo caso non ci riuscirà possibile spiegare soddisfacentemente l'anomalia diurna dello strato F_2 con tanta maggior ragione questa sarà impossibile a spiegarsi allorché si consideri l'effettivo andamento con la quota del coefficiente di ricombinazione. Esamineremo il solo

caso della ricombinazione in quanto le considerazioni che svolgeremo per esso sono del tutto analoghe a quelle che si potrebbero svolgere nel caso dell'attaccamento.

In quanto al termine correttivo che nelle [10] e [11] introduce l'effetto della variazione temporale della temperatura assumeremo, per il momento, che la temperatura sia ad ogni quota massima a mezzo-

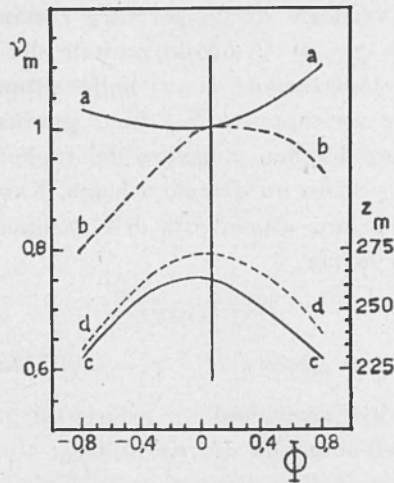


Fig. 1

giorno e ad andamento simmetrico rispetto a tale massimo e che la $F(z, t)$ abbia effettivamente un minimo meridiano.

Consideriamo dapprima il caso « isobarico »: a ogni quota si può allora scrivere

$$\tau = -\frac{1}{T} \frac{dT}{d\Phi} = -\frac{d \log T}{d\Phi} \left\{ \begin{array}{l} < 0 \text{ per } \Phi < 0 \\ > 0 \text{ per } \Phi > 0 \end{array} \right. \quad [15]$$

Scrivendo la [12] nella forma semplificata

$$v = \frac{\tau \sigma_1}{2} + \sqrt{\left(\frac{\tau \sigma_1}{2}\right)^2 + F} \quad [16]$$

si constata che la distribuzione $v(z)$, tenuto conto della [15], risulta a parità di χ , prima e dopo mezzogiorno, diversa con valori più alti nel pomeriggio; le sue variazioni temporali sono cioè, qualitativamente almeno, in accordo con i fatti sperimentali.

Ove il massimo della temperatura si avesse nelle ore pomeridiane risulterebbe, ovviamente, un più pronunciato minimo di $v(z)$ spostato

nel pomeriggio, con tendenza del massimo pomeridiano a deprimersi o a scomparire e di quello antimeridiano ad aumentare.

Il calcolo numerico di $v(z)$ è stato effettuato mediante la [16] in vari casi particolari e per un giorno al solstizio estivo alla latitudine di 45° : le curve *aa* e *bb* di fig. 1 mostrano l'andamento temporale del

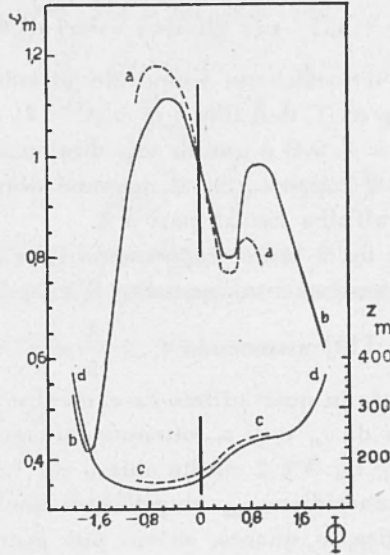


Fig. 2

valore massimo v_m di $v(z)$, normalizzato a 1 a mezzogiorno, calcolato con il modello di Kamiyama rispettivamente assumendo $\bar{\alpha} = \alpha_o = \text{cost}$ e $\bar{\alpha} = \frac{\alpha_o}{T}$; la curva *cc* dà l'andamento dell'altezza geometrica z_m (in km) corrispondente a v_m nel caso $\bar{\alpha} = \alpha_o$, mentre la curva *dd* indica i valori di z_m nel caso $\bar{\alpha} = \frac{\alpha_o}{T}$. Nella fig. 2 invece la curva *aa*

rappresenta l'andamento di v_m calcolato, sempre nel caso stazionario mediante la [16], nell'ipotesi che la temperatura cresca linearmente e indefinitamente con la quota (con $r = -2$ e $1 + pz^* = 2$ per $\Phi = 0$: v. formule [26]) e che il $\text{grad } T$ vari esponenzialmente nel tempo con le rispettive leggi

$$\begin{cases} T = T_o(1 + pz) \\ \text{grad } T = T_o p = (\text{grad } T)_{\Phi = \Phi_1} \exp[\delta(\Phi - \Phi_1)] \end{cases} \quad [17]$$

ove

$$\Phi_1 = 0,4$$

$$p(\Phi = 0) = 0,025 \text{ km}^{-4}$$

$$\delta = \begin{cases} = 0,557 & \text{per } -2 \leq \Phi \leq 0,4 \\ = -0,357 & \text{per gli altri valori di } \Phi. \end{cases}$$

Tale scelta per il coefficiente δ equivale ad ammettere un aumento esponenziale di *grad T* dall'alba ($\Phi = \infty - 2$) a circa 2 ore dopo il mezzogiorno ($\Phi = \infty 0,4$) e quindi una diminuzione, pure esponenziale, fino all'alba: il rapporto tra il massimo diurno di *grad T* e il minimo conseguito all'alba risulta pari a 4.

La curva *bb* di fig. 2 invece rappresenta l'andamento di v_m calcolato integrando numericamente, mediante il metodo di Millington, la equazione completa [10] assumendo $\sigma_1 = -\frac{1}{5}$ e $\bar{\alpha} = \text{cost.}$ La curva *dd* dà l'altezza z_m dedotta in quest'ultimo caso, mentre le curve *aa*, *cc* danno i rispettivi valori di v_m e di z_m ottenuti nel caso stazionario.

Dall'esame delle fig. 1 e 2 risulta chiaro che la possibilità di ottenere un massimo pomeridiano v_m maggiore di quello antimeridiano è alquanto problematica in quanto, se ciò può aversi nel caso $\bar{\alpha} = \alpha_0$ (curva *aa* di fig. 1), è già sufficiente supporre una lieve diminuzione di $\bar{\alpha}$ con la quota, $\bar{\alpha} = \frac{\alpha_0}{T}$, perché l'andamento meridiano di v_m presenti un solo massimo (curva *bb* di fig. 1) intorno al mezzogiorno; in quanto alla altezza z_m dei corrispondenti massimi essa è massima a mezzogiorno e abbastanza simmetrica sia per $\bar{\alpha} = \alpha_0$, che per $\bar{\alpha} = \frac{\alpha_0}{T}$.

Sostanzialmente diverso è il comportamento di v_m e z_m nel caso di fig. 2: il massimo pomeridiano risulta nettamente inferiore a quello antimeridiano sia studiando il caso stazionario sia integrando l'equazione completa [10], anche se, in quest'ultimo caso, in modo meno sensibile; d'altra parte il massimo pomeridiano viene raggiunto assai prima del tramonto; in quanto poi alle altezze z_m esse variano notevolmente presentando un minimo antimeridiano e senza simmetria intorno al mezzogiorno.

Concludiamo che solo in certe assai particolari condizioni sarà

possibile, nelle condizioni sopra studiate, ottenere risultati conformi ai dati sperimentali, a dispetto delle notevoli variazioni diurne di temperatura richieste.

Studiamo ora l'altro caso in cui si considera $\tau = \frac{1}{n} \frac{dn}{d\Phi}$: si ha, rispettivamente nel caso [14] e nel caso [17]

$$\tau = - \left[1 + \frac{1}{\gamma H_0} \frac{(1 + \gamma z) \epsilon x [-\gamma z] - 1}{\gamma z} \right] \cdot z \frac{d\gamma}{d\Phi} \quad [18]$$

$$\tau = \left[\frac{pz}{1+pz} \left(-1 - \frac{1}{p H_0} \right) + \frac{1}{p \bar{H}_0} \log(1 + pz) \right] \frac{dl \, gP}{d\Phi} \quad [19]$$

ove H_0 è la scala delle altezze alla quota $z = 0$.

Osserviamo ora la fig. 3 che mostra l'andamento temporale della

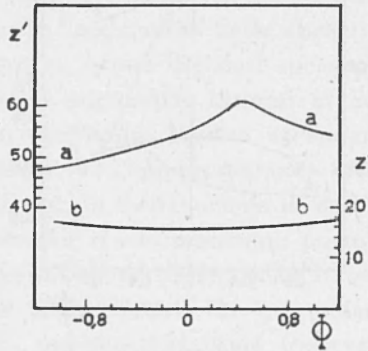


Fig. 3

quota z' alla quale τ cambia segno, rispettivamente adottando la [18] (curva bb) e la [19] (curva aa): per altezze z superiori appunto alla quota z' , che vale al più qualche decina di km e si mantiene pressoché costante durante le 24 ore e, comunque, ben inferiore alla quota di massima densità, risulta:

$$\tau = \frac{1}{n} \frac{dn}{d\Phi} = \begin{cases} > 0 & \text{per } \Phi < 0 \\ & \text{oppure } \Phi < \Phi_1 \text{ rispettivamente} \\ < 0 & \text{per } \Phi > 0 \\ & \text{oppure } \Phi > \Phi_1 \end{cases} \quad [20]$$

Dalla [20] e dalla [12] si deduce subito che, dei due eventuali massimi di $\nu(z)$, quello antimeridiano verrebbe a risultare maggiore

di quello pomeridiano (e questo, se è un fatto che si osserva sperimentalmente non di rado, non ha però carattere di sistematicità); d'altra parte, ove si consideri il caso in cui la temperatura raggiunge il suo massimo nel pomeriggio, la distribuzione di densità $\nu(z)$ avrebbe un minimo più pronunciato con tendenza dell'eventuale massimo pomeridiano a deprimersi e di quello antimeridiano ad aumentare. I risultati del calcolo di ν_m , nel caso stazionario, mostrati in fig. 4,

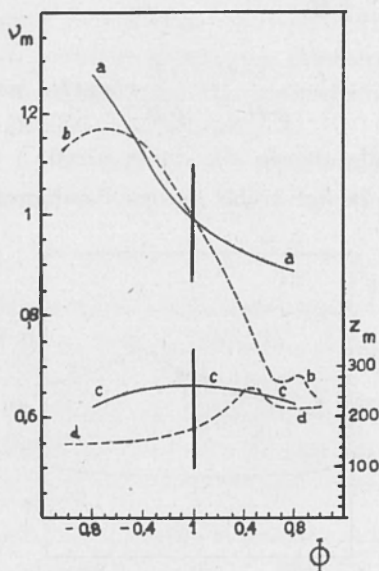


Fig. 4

confermano quantitativamente quanto sopra abbiamo qualitativamente osservato: le curve *aa*, *bb* indicano gli andamenti di ν_m (sempre normalizzati a 1 a mezzogiorno) nel caso $\bar{\alpha} = \alpha_0$, rispettivamente per il caso di Kamiyama e per il caso della [17]: si vede che ν_m è sostanzialmente una funzione avente un solo, notevole, massimo antimeridiano. In quanto alle altezze z_m si ha un andamento abbastanza simmetrico intorno al mezzogiorno nel caso di Kamiyama (curva *cc*), mentre nell'altro caso c'è una netta asimmetria (curva *dd*).

In conclusione, dalle considerazioni finora svolte si vede come sia talvolta possibile attribuire l'anomalia diurna di ν_m (o di $f_0 F_2$, che è proporzionale a ν_m) a variazioni diurne di temperatura, soltanto se queste sono assai sensibili nelle ore meridiane e con un massimo di temperatura centrato intorno al mezzogiorno e, in più, se il termine

correttivo che tiene conto della dilatazione termica è preso nella forma

$$\tau = - \frac{1}{T} \frac{dT}{d\Phi};$$

ma, anche in questo caso, una diminuzione con la quota del coefficiente di ricombinazione, sia pure piuttosto lenta, tende a far scomparire il minimo meridiano di ν_m ; inoltre, se la temperatura consegue il suo massimo valore nel pomeriggio, può accadere che, ove sussista un massimo pomeridiano di ν_m , tale massimo sia nettamente inferiore a quello antimeridiano. A ciò si aggiunga che, ove nello scrivere l'equazione fondamentale [10] il termine che tiene conto della dilatazione o della contrazione termica venga preso nella forma

$$\tau = \frac{1}{n} \frac{dn}{d\Phi}$$

che ci sembra senz'altro fisicamente più corretta, l'eventuale massimo pomeridiano di ν_m è senz'altro e *sistematicamente* maggiore di quello antimeridiano (ma questo, come si è già detto, è fatto che se pure talvolta si osserva non rappresenta però la norma).

Per quanto riguarda l'andamento delle altezze z_m , ci sembra poco probabile, da un semplice esame dei dati sperimentali, che esse possano presentare notevoli asimmetrie intorno al mezzogiorno: infatti, sebbene non si possa dar molto credito all'andamento delle altezze virtuali *minime* osservate $h'F_2$, rappresentando esse altezze quote *virtuali* alle quali, per di più, la distribuzione di densità elettronica dello strato F_2 *inizia* (e *non ha* il suo massimo), purtuttavia resta il fatto che esse risultano sensibilmente simmetriche intorno al mezzogiorno. D'altra parte occorre anche notare che gli andamenti delle altezze virtuali *massime* $h_p F_2$ pubblicati da vari Osservatori presentano un comportamento qualitativamente analogo a quello delle altezze *minime* $h'F_2$, abbastanza simmetrico intorno al mezzogiorno. Pertanto risulta, quale ulteriore elemento di giudizio, che possono esservi sensibili discrepanze anche tra i valori di z_m calcolati e quelli sperimentali.

La conclusione più ragionevole della nostra discussione è che l'ipotesi di sensibili variazioni diurne di temperatura, almeno nello strato F_2 , vada rigettata (e con essa anche quella di sensibili variazioni stagionali di temperatura). Vogliamo notare che tale conclusione si aggiunge a quella, identica nella sostanza, cui è giunto con argomentazione diverse Gerson (7).

Vogliamo altresì notare, da un altro punto di vista, che, stante la vicinanza degli strati F_1 e F_2 (che d'estate sono parzialmente sovrapposti e d'inverno sono praticamente indistinguibili), può apparire strana l'ipotesi di sensibili variazioni di temperatura diurne e stagio-

nali interessanti il solo strato F_2 e affatto, o assai poco, lo strato F_1 .

Naturalmente quanto abbiamo concluso non esclude che possano aversi, almeno « a priori », variazioni di temperatura più o meno rapide durante la notte e, più probabilmente, ai crepuscoli; così pure può ben aversi qualche variazione diurna o stagionale della temperatura contenuta però, questo è il punto essenziale, in limiti assai modesti, quali sono pure indicati da considerazioni di carattere generale sul comportamento termodinamico dell'atmosfera.

Paragrafo 3. — Le conclusioni del paragrafo precedente suggeriscono di cercare altre cause per spiegare le anomalie della regione F ; esamineremo qui più dettagliatamente la possibilità che la regione F nel suo complesso sia originata da un unico processo di ionizzazione, la differenziazione in strato F_1 e strato F_2 insorgendo in conseguenza di una rapida diminuzione con la quota del coefficiente di ricombinazione α , che, d'ora in poi, indicheremo senz'altro con α . Un modello di questo genere già proposto da altri autori ⁽⁶⁾ ⁽¹³⁾, è stato recentemente ripreso in esame da A. P. Mitra ⁽¹⁴⁾ il quale, studiando l'andamento della densità elettronica in una regione a gradiente verticale di temperatura costante con la quota, ha supposto $\alpha \sim \frac{1}{T}$ fino a una certa z_0 abbastanza alta perché d'inverno il massimo di densità si riscontri a quote inferiori a z_0 e, d'altra parte, abbastanza bassa in considerazione del fatto che lo strato F_2 è di poche decine di km più alto dello strato F_1 ; a quote maggiori di z_0 Mitra ha supposto invece essere $\alpha \sim \frac{1}{T} \frac{n}{N}$ espressione questa deducibile dalla [2] sotto certe ipotesi semplificative, in particolare durante la notte. Ora ci sembra che, in considerazione della non eccessiva differenza di quota (geometrica vera) fra gli strati F_1 e F_2 e del fatto che identico è il processo di ionizzazione cui essi sono dovuti, la richiesta brusca variazione del coefficiente di ricombinazione vada attribuita, piuttosto che a una variazione della forma analitica del coefficiente α che noi riteniamo invece debba essere la stessa in tutta la regione F , alla variazione brusca di uno o più dei parametri da cui α dipende, in particolare a una variazione del gradiente di temperatura con la quota. Tale ipotesi ci sembra sostenuta dal fatto che in realtà i dati sperimentali, anche se numericamente alquanto discordanti, mostrano che la temperatura cresce con la quota; ma che d'altra parte, tale aumento non può essere indefinito in quanto la tempera-

tura alla quota di $600 \div 700$ km deve risultare di $1000 \div 1500$ °K; non ci sembra allora azzardata l'ipotesi che la brusca variazione di α con la quota sia determinata da una rapida variazione del gradiente di temperatura manifestantesi intorno a una quota c di circa $250 \div 300$ km di altezza dal suolo, cioè a una quota situata entro la parte di atmosfera nella quale si manifesta la regione F . Noi schematizzeremo la variazione di temperatura con la quota assumendo che sia

$$\begin{cases} T = T_0(1 + pz) & \text{per } 0 \leq z \leq c \\ T = T_1 = T_0(1 + pc) & \text{per } z > c \end{cases} \quad [21]$$

Ci serviremo, per quanto ci possa occorrere, dei risultati già ottenuti, per una atmosfera non isoterma del tipo descritto in precedenti note ⁽¹⁵⁾ ⁽¹⁶⁾. In quanto al coefficiente α ammetteremo che esso sia del tipo

$$\alpha \sim \frac{n^\psi}{TN} \quad [22]$$

ove ψ è un parametro per il momento arbitrario; ammetteremo altresì, come conseguenza dei risultati del paragrafo precedente, che il gradiente non vari nel tempo (almeno nelle ore meridiane). Indicati

con n_c, T_c, N_c i valori di n, T, N alla quota c e posto $\alpha_c \sim \frac{n_c^\psi}{T_c N_c}$ si può scrivere

$$\alpha = \alpha_c \frac{(n/n_c)^\psi}{(T/T_c)(N/N_c)} = \alpha_c \varphi \frac{N_c}{N} \quad [23]$$

Prima di procedere sarà conveniente ricordare più esplicitamente i risultati ottenuti in una precedente nota ⁽¹⁶⁾: abbiamo là mostrato come, in una atmosfera la cui temperatura segua l'andamento [21] e supponendo il coefficiente di ricombinazione generalizzato α decrescente con la quota con legge tale che il massimo di densità elettronica venga a trovarsi a quote superiori a c , la densità alla quota c stessa varia in accordo con l'equazione

$$\sigma \frac{d v_c}{d \Phi} = F_0 - v_c^2 \quad [24]$$

con $\sigma = \frac{1}{1,37 \cdot 10^4 N_0 \alpha_c}$ e α_c , costante, coefficiente di ricombinazione al-

la quota c ; interpretando la frequenza di riflessione alla quota c come frequenza critica dello strato F_1 abbiamo infine constatato una sensibile concordanza dei valori calcolati di $f_0 F_1$ (che sono proporzionali a $v_c^{1/2}$) e quelli osservati in vari Osservatori, per un tipico giorno solstiziale estivo alla latitudine di 45° .

Di conseguenza non appare ingiustificata l'assunzione α_c costante su cui saranno basati i risultati che seguono.

La densità elettronica N dovrà variare in accordo con l'equazione

$$\frac{dN}{dt} = I_0 F - \alpha_c \varphi N_c N \quad [25]$$

ove, essendosi posto

$$\left\{ \begin{array}{l} v = \frac{1 + pz}{1 + pz^*} \quad \text{con } z^* \text{ quota a cui } F(z, t) \text{ è massimo per } \chi = 0^\circ \\ s = \frac{1 + pc}{1 + pz^*} \\ Z = \frac{z - c}{(1 + pc) H_0} \\ r = -\frac{1}{p H_0} \quad \text{con } H_0 \text{ scala delle altezze per } z = 0 \\ \mu = 1 + p H_0 \end{array} \right. \quad [26]$$

si ha, per $s > v \geq \frac{1}{1 + pz^*}$, cioè per $0 \leq z < c$:

$$\left\{ \begin{array}{l} F(v) = \exp[\mu(1 - \sec \chi v^r)] \cdot v^{r-1} \\ \varphi = (s/v)^{1 + \psi(1-r)} \end{array} \right. \quad [27]$$

mentre per $Z \geq 0$ cioè $z \geq c$, si ha:

$$\left\{ \begin{array}{l} F(Z) = \exp\{\mu[1 - \sec \chi s^r \exp(-Z)] - Z\} \cdot s^{r-1} \\ \varphi = \exp(-\psi Z) \end{array} \right. \quad [28]$$

Dalla [25], con le solite ben note posizioni, si deduce l'equazione

$$\sigma \frac{dv}{d\Phi} = F - \varphi v_c v \quad [29]$$

valida in tutta la regione F . A proposito di tale equazione osserviamo che essa, almeno formalmente, appare lineare in v ; ora, per quanto riguardo lo strato F_2 , come si è già osservato nel paragrafo 1, l'assunzione di una equazione lineare in N e quindi in v sembra più conforme ai fatti sperimentali; in quanto allo strato F_1 , invece, è opinione accettata che l'equazione di scomparsa degli elettroni sia di tipo quadratico in N e quindi in v : a prima vista non sembra questo il caso della [29] ma, ove si ponga attenzione al fatto che l'essere l'equazione di scomparsa del tipo quadratico in N è sostanzialmente dedotto dall'essere più o meno approssimativamente $f_0 F_1$ proporzionale a $\cos \chi^{1/4}$ (come è previsto dalla teoria di Chapman nel caso che il coefficiente α sia costante) se ne conclude che in realtà è sperimentalmente provato che l'equazione è di tipo quadratico solo in prossimità della quota di riflessione della frequenza $f_0 F_1$ cioè in prossimità della quota di massima densità elettronica dello strato F_1 ; ora, poiché nel nostro modello la frequenza critica $f_0 F_1$ viene interpretata come la frequenza riflessa alla quota c alla quale la densità elettronica vale v_c , risulta che a tale quota, e per ragioni di continuità anche in un intervallo di quote centrato intorno a c , la equazione di scomparsa [29] risulta esattamente o assai approssimativamente una equazione di tipo quadratico in v così da ridursi essenzialmente alla equazione [24].

L'equazione [29] va allora integrata nell'ipotesi che α_c sia costante nel tempo.

Nel caso stazionario dalla [29] si deducono le soluzioni

$$v(v) = s^{-(1+r)/2 - \psi(1-r)} \exp \left\{ \frac{\mu}{2} [1 - s c \chi (2v^r - s^r)] \right\} \cdot v^{r + \psi(1-r)}$$

per $v < s$

[30]

$$v(Z) = s^{(r-1)/2} \exp \left\{ \frac{\mu}{2} \left[1 - s^r \sec \chi (2 \exp(-Z) - 1) \right] - (1 - \psi) Z \right\}$$

per $Z \geq 0$

[31]

Si vede dalla [31] che $v(Z)$ ha un massimo alla quota

$$Z_m = \log \frac{\mu s^r \sec \chi}{1 - \psi}$$

[32]

Se si richiede che il massimo di v sia *sempre* a quota superiore a c deve essere evidentemente, indicando con χ_0 il minimo valore diurno di χ ,

$$\mu s^r \sec \chi_0 > 1 - \psi \quad [33]$$

Si nota altresì che la $v(Z)$ presenta un effettivo massimo per $\psi < 1$ mentre per ogni altro valore di ψ essa risulta crescente indefinitamente con la quota.

Nel caso $\psi < 1$ il valore v_m del massimo si scrive nella forma

$$v_m = M \exp \left[-\frac{\mu}{2} \left(1 - s^r \sec \chi \right) \right] \cdot ccs \chi^{(1-\psi)} \quad [34]$$

con

$$M = s^{(r-1)/2} \left(\frac{\mu s^r}{1-\psi} \right)^{-(1-\psi)} \exp[\mu + \psi - 1] \quad [35]$$

In quanto al caso $\psi = 1$, che è quello che più ci interessa dato che allora la [22] si identifica con l'espressione usata da Mitra, si può vedere facilmente che, allorché si considera il caso non stazionario cioè si risolve la equazione completa [29], la $v(Z)$ ha un massimo anche se $\psi = 1$. Noi nel seguito supporremo senz'altro $\psi = 0,9$, sia nel caso stazionario che in quello della [29], allo scopo di poter meglio confrontare i risultati numerici che otterremo in seguito; del resto l'effettivo andamento di v per $\psi = 1$ che pure abbiamo valutato non è sensibilmente diverso da quello calcolato per $\psi = 0,9$.

Dalla [34] deriva altresì che il valore v_m , considerato funzione dell'angolo χ , ha un minimo per $\cos \chi = \frac{\mu}{2} \frac{s^r}{1-\psi}$ purché naturalmente sia $\frac{\mu}{2} \frac{s^r}{1-\psi} \leq 1$; altrimenti è una funzione crescente di χ avente perciò un valore minimo in corrispondenza del minimo di χ cioè a mezzogiorno. Con maggiore approssimazione, ma sempre nelle ore meridiane, possiamo scrivere, indicando con v_s le soluzioni [30] e [31],

$$\sigma \frac{d v_s}{d \Phi} = F - \varphi v_s \quad [36]$$

da cui si ricava

$$\nu = \frac{F - \sigma \frac{d\nu_e}{d\Phi}}{\varphi \nu_e} \quad [37]$$

In quanto al comportamento notturno di ν , si hanno, immediatamente dall'equazione [29], le soluzioni esatte

$$\nu(v) = \nu_t(v) \left[1 + \frac{\nu_{ct}(\Phi - \Phi_t)}{\sigma} \right]^{-(s/v)^2 + \psi(1-v)} \quad [38]$$

$$\nu(Z) = \nu_t(Z) \left[1 + \frac{\nu_{ct}(\Phi - \Phi_t)}{\sigma} \right]^{-\exp(-\psi Z)} \quad [39]$$

ove si è indicata con $\nu_t(v)$ e $\nu_t(Z)$ la distribuzione « iniziale » di ν al tramonto, con ν_{ct} il valore di ν_t per $z = c$ e con Φ_t l'istante del tramonto.

Le precedenti espressioni mostrano che, stante la diminuzione del coefficiente di ricombinazione durante la notte, la densità elettronica ν varia, a ogni quota, più lentamente che nel caso di Chapman e ciò è qualitativamente conforme ai risultati sperimentali.

Allo scopo di studiare ulteriormente il modello di ionosfera sopra indicato abbiamo pure effettuato il calcolo di ν integrando numericamente la equazione [29] per un giorno solstiziale estivo e per un giorno solstiziale invernale alla latitudine di 45° , con $s = 1,582$, $r = -2$, $1 + pz^* = 2$, per due valori di $\sigma \left(\frac{1}{5} \text{ e } \frac{1}{25} \right)$, nell'ipotesi che, nel corso delle 24 ore, la temperatura rimanga funzione solo della quota e non del tempo.

Dai risultati ottenuti si traggono certe conclusioni che sono riportate più oltre in sede di discussione e di confronto con i dati sperimentali; di tali risultati riportiamo nelle figure 5, 6 (relative al solstizio estivo) e 7, 8 (relative al solstizio invernale), gli andamenti della densità elettronica massima ν_m e della altezza Z_m alla quale tale massimo si verifica, grandezze queste che, per la stessa definizione, vanno riferite alla parte « anomala » della regione F cioè allo strato F_2 ; nelle fig. 5 e 6, le linee tratteggiate mostrano l'andamento di ν_m e di Z_m per il caso stazionario: è ben evidente come tale caso sia atto a descrivere solo con limitata approssimazione l'andamento di ν_m ; che se poi ci riferiamo a Z_m essa risulta minima a mezzogiorno, laddove nel caso non stazionario è pressoché massima; ne deriva che lo studio

del caso stazionario, soprattutto relativamente alla parte alta della regione F , porta a risultati aventi (e neppure tutti!) carattere qualitativo.

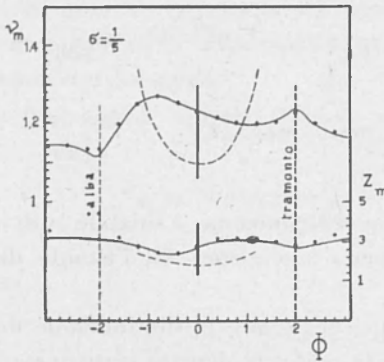


Fig. 5

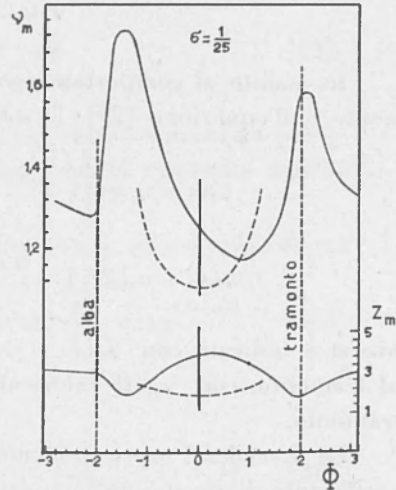


Fig. 6

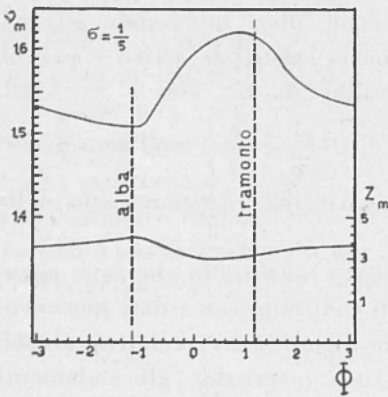


Fig. 7

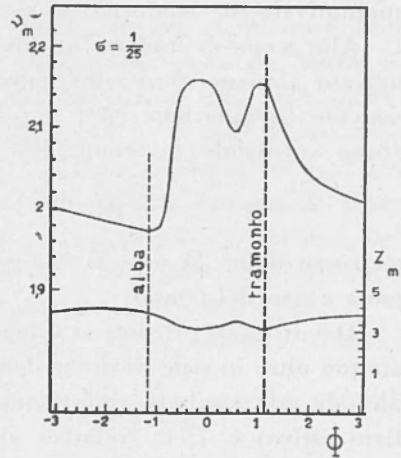


Fig. 8

Si rileva che l'andamento estivo di v_m presenta in ogni caso due massimi, l'uno sempre verso il tramonto e l'altro nella prima mattina (caso $\sigma = \frac{1}{25}$) oppure circa equidistante dal mezzogiorno e dall'alba (caso $\sigma = \frac{1}{5}$); d'inverno, peraltro, nel caso $\sigma = \frac{1}{5}$ si ha un solo

massimo diurno verso il tramonto mentre nel caso $\sigma = \frac{1}{25}$ si hanno ancora due massimi e l'andamento è di tipo estivo.

Nella fig. 5 i punti rappresentano i valori di ν_m e di Z_m calcolati tenendo conto dell'effetto della curvatura terrestre sulla intensità di ionizzazione I : si vede che gli effetti su ν_m (e quindi sulla frequenza

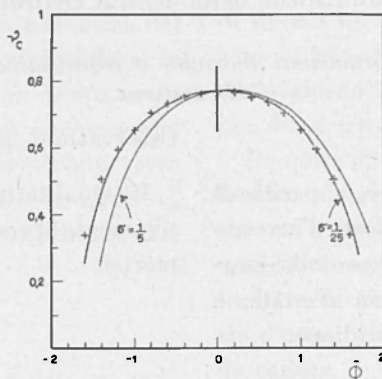


Fig. 9

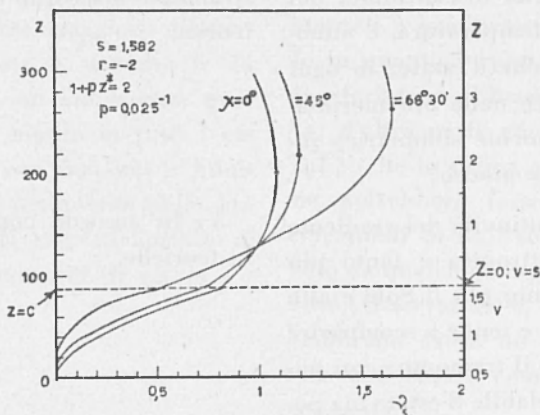


Fig. 10

critica) sono minimi e così pure quelli sull'altezza Z_m tranne intorno all'alba.

Occorre notare che l'escursione diurna della ν_m , che nelle figg. 5, 6, 7, 8 appare notevolmente limitata, varia molto sensibilmente specie al variare dei parametri s e σ , sempre però mantenendo gli andamenti qualitativi mostrati in figura.

Nella fig. 9 riportiamo l'andamento di ν_c , che nel nostro modello

è proporzionale a $(f_0 F_1)^2$, calcolato integrando numericamente la [29] e quello dedotto nel caso stazionario (punti rappresentati con crocette): come si vede, per la parte inferiore della regione F , la considerazione del caso stazionario porta a risultati notevolmente più vicini al vero che non per la sua parte superiore; nella fig. 10, infine, riportiamo l'andamento di v_e : risultano ben delineate per le quote più basse ($z < c$) le caratteristiche della densità elettronica nello strato F_1 .

Confronto tra previsioni teoriche e osservazioni sperimentali e discussione.

Previsioni teoriche

Osservazioni sperimentali

1) La quota $h'F_1$ è, a parità di ora, di poco maggiore d'inverno che d'estate; nel corso della giornata, sia d'inverno sia d'estate, è minima nelle ore meridiane.

1') Qualitativamente e quantitativamente d'accordo con i risultati teorici.

2) La densità $v_e \sim (f_0 F_1)^2$, corrispondente alla discontinuità del gradiente di temperatura, è minore d'inverno che d'estate; in ogni caso, maggiore nelle ore meridiane e sensibilmente simmetrica intorno al mezzogiorno.

2') Qualitativamente e quantitativamente d'accordo con i risultati teorici.

3) La discontinuità del gradiente di densità elettronica è tanto più sensibile quanto più il Sole è alto sull'orizzonte e tende a scomparire verso l'alba e il tramonto; così pure, è ben rivelabile d'estate ma poco o affatto d'inverno e, comunque, tanto più quanto più è bassa la latitudine del luogo d'osservazione.

3') In accordo con le previsioni teoriche.

4) La densità $v_m \sim (f_0 F_2)^2$ è sistematicamente maggiore d'estate che d'inverno, sia di giorno che di notte.

4') In accordo qualitativo durante il giorno, ma in disaccordo durante la notte.

5) La densità ν_m , durante il giorno estivo, ha un minimo qualche ora dopo il mezzogiorno e un massimo antimeridiano maggiore di quello pomeridiano conseguiti piuttosto presto nella mattina e verso il tramonto. Durante il giorno invernale, invece, a seconda del valore di σ , possono riprodursi le fattezze di un giorno estivo con i due massimi, ovvero anche aversi un solo massimo localizzato verso il tramonto. Durante la notte ν_m decresce assai lentamente sia d'estate sia d'inverno.

6) L'altezza Z_m del massimo ν_m tende ad essere maggiore d'inverno che d'estate e, durante le 24 ore, presenta un andamento qualitativamente simile in tutti i casi esaminati con massimi e minimi approssimativamente nelle ore corrispondenti rispettivamente ai minimi e ai massimi di ν_m .

5') Sperimentalmente si osserva di norma un massimo più alto nel pomeriggio o verso il tramonto; in quanto al massimo antimeridiano esso si verifica di norma non più di due o tre ore prima del mezzogiorno. Nel giorno invernale si ha di norma un solo massimo localizzato in prossimità o poco dopo il mezzogiorno ma, non di rado, anche due o tre ore dopo.

Di notte inoltre la densità elettronica decresce più lentamente che nel caso di Chapman; infine, qualche tempo prima dell'alba al suolo, essa presenta, in generale, sia d'estate sia d'inverno una rapida caduta.

6') Il confronto con i dati sperimentali è praticamente impossibile in quanto i valori di $h'F_2$ non si riferiscono al massimo di densità; d'altra parte anche i valori di $h_p F_2$ (che in prima approssimazione potrebbero forse confrontarsi con quelli di Z_m) sono pubblicati solo da qualche tempo e da pochissimi Osservatori e, in più, non sembrano avere un significato fisico così chiaro come di solito si ammette.

In quanto all'effetto della curvatura terrestre sulla ν_m può meravigliare, a prima vista, il fatto che praticamente non si hanno differenze apprezzabili nei due casi in cui il raggio R della Terra venga considerato finito o infinito; in realtà la apparente discordanza con i risultati ottenuti in altra nota ⁽¹⁶⁾ va attribuita al fatto che essenzialmente diversa è, nei due casi, la forma analitica del coefficiente di ricombinazione: nel caso considerato in questo lavoro l'importanza

del termine $\varphi v_c v$ nella equazione [29] è, verso i crepuscoli, ancora abbastanza grande rispetto al termine F cosicché le piccole differenze *assolute* (non relative) che presenta la F stessa per angoli zenitali superiori ai 60° - 70° considerando R come finito oppure infinito, vengono ad avere un peso trascurabile sulla legge di variazione con la quota e con il tempo della densità elettronica massima v_m .

Da tutta la precedente discussione si può stabilire che c'è una serie di fatti sperimentali che può essere interpretata con un modello di regione F del tipo sopra studiato ma che ci sono però anche talune discordanze di rilievo, indicate ai punti 4 e 5, tra previsioni teoriche e fatti sperimentali; per quanto riguarda il punto 5 conviene osservare che, pur con le rilevate discordanze, la teoria sembra capace di inquadrare, sia pure qualitativamente, in un unico schema l'andamento estivo a due massimi di v e l'andamento invernale a un solo massimo.

Ci sembra pertanto utile riassumere qui le ipotesi su cui principalmente si basano le nostre deduzioni:

a) andamento della temperatura con la quota in accordo con la [21] e sua invariabilità nel corso delle 24 ore e, in particolare, intorno all'alba e al tramonto oltreché durante la notte; in realtà anche se la [21] può considerarsi come una buona approssimazione del vero sono purtuttavia probabili delle deviazioni più o meno sensibili dallo schema che essa rappresenta; inoltre le conclusioni del paragrafo 2 sono valide, almeno « a priori », solo nelle ore meridiane e, d'altra parte, anche durante tali ore possono aversi *piccole* variazioni di temperatura.

b) costanza del valore α_c del coefficiente di ricombinazione generalizzato alla quota c e costanza della quota c stessa nel corso delle 24 ore; in realtà, anche in questo caso, le ipotesi suddette possono a rigore essere sostenibili solo in ore meridiane; « a priori » esse potrebbero risultare non del tutto valide in altre ore.

c) c'è infine da osservare il fatto di non aver considerato l'effetto della diffusione ioni-elettroni che però sembra trascurabile ⁽²⁾ e quello delle maree ionosferiche considerate da Martyn ⁽¹⁷⁾.

Per concludere, esprimiamo l'opinione che il modello di regione F sopra esaminato, opportunamente *corretto* per gli effetti di marea (che però sarebbero una causa *concomitante* ma non l'*unica* delle anomalie dello strato F_2) e precisando meglio le ipotesi di cui ai punti a) e b), possa costituire una base per la comprensione e lo studio delle caratteristiche fisiche della regione F . Strettamente legata al nostro problema rimane, ovviamente, la questione di sapere se la regione F è costituita da un

solo tipo di ioni come noi sopra abbiamo supposto oppure da due tipi diversi; nel primo caso cadrebbe, evidentemente, l'ipotesi della sovrapposizione ⁽¹⁸⁾ ipotesi che avrebbe invece ben diverso rilievo nel secondo caso; tale questione è tuttora sub iudice ma è lecito sperare che le informazioni ottenute mediante l'uso di rocket, sebbene sporadiche e limitate a certe ore della giornata e a certi luoghi, siano però in un prossimo futuro atte a fornire una risposta al quesito.

Nel frattempo utili e continuative informazioni potranno dedursi, previa opportuni miglioramenti nella precisione dei dati sperimentali forniti dalle ionosonde, dalla interpretazione *corretta* degli ionogrammi basata sulla riduzione delle altezze virtuali alle altezze vere mediante metodi numerici astratti da particolari modelli di ionosfera.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Settembre 1955.

RIASSUNTO

Nella presente nota, a partire dalla equazione fondamentale che regola la densità elettronica N nella ionosfera, si esamina la possibilità che le ben note anomalie dello strato F₂ siano in qualche modo interpretabili come conseguenza di variazioni diurne (o stagionali) della temperatura: prendendo in esame i vari modelli proposti anche recentemente da vari autori e introducendo nella equazione fondamentale il termine correttivo che tiene conto della dilatazione e delle contrazioni termiche si constata che, a dispetto delle notevoli variazioni diurne di temperatura supposte da tali autori si riscontra, per il giorno estivo, solo sotto condizioni assai restrittive un andamento della densità massima ν_m con due massimi diurni, di cui però quello antimeridiano sistematicamente e sensibilmente maggiore di quello pomeridiano; ove poi si consideri la diminuzione del coefficiente di combinazione con il crescere della quota, la ν_m presenta un solo massimo in prossimità del mezzogiorno; da questa e da altre considerazioni sulle altezze del massimo di densità e sulla forma del termine correttivo si conclude essere improbabili variazioni diurne di temperatura superiori a quelle, invero assai modeste, previste teoricamente.

Si studia quindi un modello di regione F prodotta per un unico processo di ionizzazione: usando una espressione approssimata del coefficiente di ricombinazione generalizzato e attribuendo la distinzione fra strato F₁ e strato F₂ a una discontinuità del gradiente di densità

elettronica provocata da una discontinuità del gradiente di temperatura, e assumendo quest'ultimo come costante nel corso delle 24 ore, si esamina la possibilità di spiegare, sotto tali ipotesi, il comportamento della regione F nel suo complesso. Il confronto delle previsioni che tale modello consente di fare con i dati sperimentali porta alle seguenti principali conclusioni:

a) *La altezza calcolata $h'F_1$ e la densità elettronica massima ν_c nello strato F_1 presentano un comportamento diurno e stagionale in soddisfacente accordo con i valori sperimentali.*

b) *La densità elettronica massima ν_m dello strato F_2 è sistematicamente maggiore d'inverno che d'estate; di giorno, in condizioni di tipo estivo, presenta di norma due massimi, l'uno verso il tramonto e l'altro piuttosto presto nella mattina ma alquanto maggiore di quello pomeridiano; in condizioni di tipo invernale è possibile invece ottenere anche un andamento di ν_m con un solo massimo che però appare sensibilmente spostato dopo il mezzogiorno. L'altezza del massimo di densità è in ogni caso minima allorché ν_m ha un massimo e viceversa.*

Taluni dei risultati teorici indicati in b) non sono in accordo con l'esperienza; però esprimiamo l'opinione che, tenendo nel dovuto conto le variazioni di temperatura che possono aversi ai crepuscoli e durante la notte e gli effetti perturbativi dovuti alla diffusione e alle maree ionosferiche il modello considerato possa costituire una utile base per la interpretazione del comportamento fisico della regione F.

SUMMARY

We start from the more general equation determining the behaviour of the electron density N with the height and the time, proposed by Bates and Massey (1).

After some considerations on the dependence of the generalized recombination coefficient α on the temperature or other parameters (section 1), we proceed (section 2) to the solution of the equation [1]. Several Authors have more or less qualitatively suggested that the anomalies of the F_2 layer may be explained if one assumes some appropriate diurnal (and seasonal) variation of the temperature: in these schemes the diurnal anomaly is essentially explained by a meridian diminution of the ionization intensity $I(z)$; we consider this question in a general form including the corrective term for the thermal dila-

tation or contraction of the F_2 layer: usually this term is assumed in the form $-\frac{N}{T} \frac{dT}{dt}$ which is strictly valid in the « isobaric » case, so that

it has to be substituted ⁽³⁾ by the more general term $\frac{N}{n} \frac{dn}{dt}$. We, as

a first step, solve the equation [1] for the stationary case assuming a maximum value of the temperature at noon and show that, in the hypothesis of a meridian diminution of $I(z)$, the electron density $\nu(z)$ exhibits a postmeridian maximum larger than the antemeridian one only in the isobaric case and assuming a constant value for the coefficient α ;

if one considers the case $\alpha \sim \frac{1}{T}$ the density ν exhibits only a meridian

maximum. If then one considers the corrective term $\frac{N}{n} \frac{dn}{dt}$ the even-

tual postmeridian maximum is very smaller than the antemeridian one. These last results are obviously emphasized if one assumes a maximum value of the temperature after noon.

We come to the conclusion that the large time variations of the temperature, required in order to attribute the anomalies of the F_2 layer to thermal effects, are not likely; obviously some minor time variation of the temperature may be present during the day, as the theoretical consideration of the thermodynamical behaviour of the atmosphere seems to suggest; moreover we cannot draw certain conclusions on the night or crepuscular variations of the temperature.

If one wants to explain the anomalies of the F_2 layer some different hypothesis is necessary: we consider the possibility that both F_1 and F_2 layers are originated by the same ionization process; the formation of the F_2 layer is determined by a quite height diminution of the recombination coefficient: Mitra, in a recent paper ⁽¹⁴⁾, assumes two different analytical forms of the coefficient α in the two layers. We think instead, that the analytical form of α has to be the same in the two layers, especially if they are constituted by the same type of ions; we hence consider a F region in which the temperature exhibits a height variation of the type [21] and attribute the discontinuity of the virtual height $h' (f)$ experimentally observed, to the discontinuity of the grad ν produced, after all, by the discontinuity of the grad T and by the corresponding discontinuity of the recombination coefficient, which has the analytical form [22].

The scheme of T variation above proposed may be suggested by the experimental observation that the ionospheric temperature at the heights of 600-700 km has the value 1000-1500 °K, smaller or equal than the values normally assumed for the F_2 layer.

We moreover assume, as we have shown in a preceding paper, that α has a constant value at a constant level c , during the day.

We discuss the equation [29] which determines the electron density ν : as the experimental facts seem to require, the equation is linear with respect to the variable ν in the upper part of the F_o layer and approximately quadratic at heights near the height c which, in our scheme, corresponds to the height of separation of F_1 and F_2 layers and hence to the reflection height of the critical frequency $f_o F_1$ of the F_1 layer.

We first consider the stationary case; successively we proceed to the numerical solution of the complete equation [29] for two values of the parameter σ ($\sigma = \frac{1}{5}$ and $\sigma = \frac{1}{25}$), at the latitude of 45° for a summer and a winter solstitial day. From the analysis of the results we deduce the following principal features:

a) the calculated minimum height $h'F_1$ and the electron density ν_c at the height c exhibit a diurnal and a seasonal behaviour like the experimental one;

b) the modalities of the diurnal and seasonal appearance and disappearance of the F_1 layer are satisfactorily explained;

c) the winter maximum electron density of the F_2 layer is systematically larger than the summer one; the height of the maximum electron density ν_m of the F_o layer (considered as a function of the zenithal angle χ) has a maximum value approximately when ν_m has a minimum value and viceversa;

d) the diurnal maximum electron density of the F_2 layer exhibits a summer meridian minimum and two maxima about the sunset and rather early during the morning; this maximum is somewhat larger than the postmeridian one; moreover the winter maximum electron density, according the value of the parameter σ , exhibits a behaviour of summer or winter type. These last results do not completely agree with the experimental data; we however express the opinion that, if the F region is constituted by only a type of ions, the proposed scheme may be very useful in order to explain the characteristics of the F region; obviously the hypotheses we have considered have to be better defined, especially those relating the sunrise and sunset temperature

variations and the time variation of α_c and of height c ; at last we must also consider the effects of the diffusion (which however seem rather small) ⁽²⁾ and those of the ionospheric tides (which however, in our scheme, may represent a collateral but not the unique cause of the anomalies of the F₂ layer).

BIBLIOGRAFIA

- (1) BATES D. R., MASSEY H. S. W., Proc. Roy. Soc., 187-261 (1946).
- (2) MARIANI F., Ann. Geofis., 9-219 (1956).
- (3) GERSON N. C., Nature, 163-491 (1951).
- (4) SEATON S. L., Phys. Rev., 71-557 (1947).
- (5) YONEZAWA T., Rep. Ionosph. Res. in Japan, 4-79 (1950).
- (6) BRADBURY N. E., Terr. Magn., 43-55 (1938).
- (7) GERSON N. C., Rep. Progr. Phys., 14-316 (1951).
- (8) BARAL S. S., MITRA A. P., J. Atmos. Terr. Phys., 1-95 (1950).
- (9) DOMINICI P., Ann. Geofis., 9-107 (1956).
- (10) YONEZAWA T., J. Radio Res. Labor, n. 3 e 4 (1954).
- (11) AKASOFU S., Sci. Rep. Tok. Univ., V series, 5-123 (1953).
- (12) KAMIYAMA H., Sci. Rep. Tok. Univ., V series, 6-11 (1954).
- (13) MOHLER F. L., Bur. Stand. J. Res., 25-507 (1940).
- (14) MITRA A. P., Indian J. Phys., 35-79 (1952).
- (15) MARIANI F., Ann. Geofis., 8-59 (1955).
- (16) MARIANI F., Ann. Geofis., 9-43 (1956).
- (17) MARTYN D. F., Proc. Roy. Soc. A, 189-241 (1947); 190-273 (1947); 194-429 e 445 (1948).
- (18) MARIANI F., Ann. Geofis., 6-21 e 533 (1953).