

Scheer Mare

2/01/69

INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3, avenue Circulaire, UCCLE - BRUXELLES 18

AERONOMICA ACTA

A - N° 12 - 1961

Introduction à l'étude de l'aéronomie (4^{ème} partie)

par M. NICOLET

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3, Ringlaan, UKKEL - BRUSSEL 18

AVANT-PROPOS

Cette quatrième partie de l'introduction à l'étude de l'Aéronomie (Aeronomica Acta A 12) est la suite de l'exposé (Aeronomica Acta A 7, A 10, et A 11) et est consacrée au problème de l'ionosphère. Les conditions de l'homosphère (AA - A 7), la photoionisation, la photodissociation et le rayonnement solaire et ses effets (AA - A 10), le problème des collisions et réactions ont été étudiés dans les trois premières parties. Ces divers exposés sont extraits d'un volume du Handbuch der Physik que je publie en anglais. La traduction française est de G. Kockarts.

M. NICOLET.

VOORWOORD

Dit vierde deel van de "Introduction à l'étude de l'Aéronomie" (Aeronomica Acta A 12) is het vervolg van de uiteenzettingen verschenen in Aeronomica Acta A-7, A-10, en A-11 en is gewijd aan de studie van de ionosfeer. De toestand van de homosfeer (AA -A-7), de fotofonisatie, de fotodissociatie, de zonnestraling en haar invloed (AA - A-10); de studie der botsingen en reacties (AA - A-11) werden bestudeerd in de eerste drie delen. Deze onderscheidene uiteenzettingen zijn uittreksels van een boekdeel van het "Handbuch der Physik" welke ik in het engels uitgeef. De franse vertaling is van G. Kockarts.

M. NICOLET.

FOREWORD

This fourth part (Aeronomica Acta A 12) of the "Introduction à l'Etude de l'Aéronomie" is the continuation of the Aeronomica Acta A 7, A 10 and A 11 and it deals with the problem of the ionosphere. The conditions in the homosphere (AA - A 7), the photoionisation, the photodissociation and the solar radiation and its effects (AA - A 10), the problem of collisions and reactions (AA - A 11) have been studied in the three first parts. These reports are taken from a paper to be published in English in the Handbook of Physics. The French translation is from G. Kockarts.

M. NICOLET.

VORWORT

Dieser vierte Teil (Aeronomica Acta A 12) aus "Introduction à l'Etude de l'Aéronomie" ist die Folge der Aeronomica Acta A 7, A 10 und A 11 und behandelt das Problem der Ionosphäre. Die Eigenschaften der Homosphäre (AA - A 7), die Photoionisation, die Photodissociation und die Sonnenstrahlung sowie ihre Wirkungen (AA - A 10) und das Problem der Stösse und der Reaktionen wurden in den drei ersten Teilen studiert. Diese verschiedene Aufträge sind Auszüge eines englischen Text aus einem Band des Handbuchs der Physik. Die französische Übersetzung ist von G. Kockarts.

M. NICOLET.

INTRODUCTION A L'ETUDE DE L'AERONOMIE

par

Marcel NICOLET

TABLE DES MATIERES

Première partie : Aeronomica Acta A - n° 7

I. Introduction générale

1. Etat de la question
2. La densité atmosphérique
3. La température
4. La masse moléculaire
5. L'ionosphère
6. Les régions de l'atmosphère

II. La composition de l'homosphère

1. Introduction
2. Les constituants permanents principaux
3. Les gaz nobles
4. La composition moléculaire
5. La composition isotopique

III. Les conditions physiques normales de l'homosphère

1. Introduction
2. Valeurs numériques entre 30 km et 100 km.
3. La thermosphère inférieure

IV. La dissociation de l'oxygène

1. Introduction
2. Le problème théorique
3. La formation de l'ozone
4. La durée de vie de l'oxygène atomique
5. L'atome d'oxygène à 100 km

V. Le gradient de température dans la thermosphère

1. Introduction
2. Les conditions à 150 km et à 200 km
3. Les diverses énergies dans la thermosphère
4. Les conditions aux très hautes altitudes

Deuxième partie : Aeronomica Acta A - n° 10

VI. La photoionisation

1. Introduction
2. Absorption des rayons X entre 1 A et 10 A
3. Absorption des rayons X entre 10 A et 100 A
4. Absorption des radiations ultraviolettes de longueur d'onde inférieure à 1000 A
5. Ionisation par l'ultraviolet de longueur d'onde supérieure à 1000 A

VII. La photodissociation

1. Introduction
2. L'oxygène moléculaire
3. L'ozone
4. La vapeur d'eau
5. L'anhydride carbonique
6. Autres constituants

VIII. Le rayonnement solaire et ses effets

1. Introduction
2. Emissions du corps noir et du Soleil
3. Lyman- α et Lyman- β
4. Les rayons X
5. Le rayonnement ultraviolet de longueur d'onde inférieure à 1050 A
6. Les variations de l'émission solaire

Troisième partie : Aeronomica Acta A - n° 11

IX. Collisions et réactions

1. Introduction
2. Collisions entre sphères élastiques
3. Collisions élastiques entre électrons et particules neutres
4. Collisions élastiques entre ions et particules neutres
5. Recombinaison radiative
6. Recombinaison par collision triple
7. Déplacement d'atomes dans les formations moléculaires
8. Ions positifs et électrons
9. Ions négatifs
10. Echange de charge entre ions et atomes

X. Réactions aéronomiques

1. Introduction
2. Dissociation de l'oxygène
3. Dissociation de l'azote
4. Formation de la molécule NO
5. Production ionosphérique de N et NO
6. La molécule NO dans la mésosphère
7. Les composés de l'hydrogène

Quatrième partie : Aeronomica Acta A - n° 12

XI. L'ionosphère

1. Introduction
2. Les processus ionosphériques
3. La production de l'ionisation normale
 - 3.1. L'absorption dans l'atmosphère
 - 3.2. Lois de la distribution verticale de l'absorption
 - 3.3. Lois de la distribution verticale des électrons
4. La concentration électronique en présence d'ions négatifs
5. La concentration électronique en présence d'échange de charges
6. L'origine de l'ionisation de la région D
7. L'origine de l'ionisation de la région E.
8. L'origine de l'ionisation de la région F

INTRODUCTION A L'ETUDE DE L'AERONOMIE

(quatrième partie)

par

Marcel NICOLET.

XI. L'IONOSPHERE.

1. Introduction.

L'analyse physique de l'ionosphère a été très souvent limitée par l'emploi de paramètres différents dans les résultats d'observation et dans les études théoriques. Tout d'abord, l'interprétation du sondage ionosphérique est en général liée à des conventions tendant à rendre comparables les résultats d'observations. Ensuite, l'interprétation est également liée à l'adoption d'une théorie mathématique de la propagation des ondes. En outre, la valeur de la concentration électronique et ses variations sont très souvent interprétées sous une forme conventionnelle. Enfin, les conclusions tirées de l'analyse n'étant pas toujours concordantes, il est très difficile de déduire les paramètres physiques nécessaires à une étude aéronomique. C'est pourquoi, il apparaît nécessaire à l'heure actuelle de ne considérer que l'aspect général des phénomènes physiques possibles qui pourraient fournir quelques règles générales, sans pouvoir expliquer les irrégularités présentées par les techniques d'observations.

Dans ces conditions, il convient de rappeler que les observations sont interprétées par une loi conventionnelle

$$\frac{dn_e}{dt} = q - \alpha n_e^2 \quad (11.1)$$

indiquant que la variation de la concentration électronique dépend de la production effective q et de la recombinaison effective αn_e^2 , où α est un coefficient équivalent de recombinaison. Si les phénomènes de transport interviennent, l'équation de continuité est utilisée

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{dn_e}{dt} - \text{div} (n_e V) \quad (11.2)$$

où V est le vecteur vitesse des électrons. Ce transport des électrons peut être dû à différentes causes, comme la diffusion ou les forces électromagnétiques ou un transport atmosphérique.

Les difficultés d'interprétation de (11.2) sont nombreuses puisqu'il s'agit d'une équation à plusieurs inconnues. Les solutions adoptées dépendent souvent de l'imprécision des valeurs admises pour certains paramètres nécessaires pour déterminer d'autres inconnues. Du point de vue purement physique, il faut donc essayer de dégager les phénomènes essentiels en tenant compte des principales conclusions des chapitres suivants.

2. Les processus ionosphériques.

L'ionisation apparaît normalement dans l'atmosphère sous l'influence de la radiation solaire photoionisant les divers constituants. L'effet le plus important est dû aux radiations solaires de longueur d'onde $\lambda < 1026 \text{ \AA}$, capables d'ioniser l'oxygène et l'azote. Le rayonnement cosmique primaire peut jouer un certain rôle et le rayonnement corpusculaire doit être introduit surtout lorsqu'il s'agit de considérer l'effet des perturbations solaires. Les radiations de $\lambda > 1050 \text{ \AA}$ peuvent avoir un effet ionisant sur les constituants secondaires.

La disparition des électrons dépend d'un ensemble de processus de recombinaison liés à l'efficacité et à la nature des collisions des électrons avec les particules neutres et les ions.

Ainsi, il faut d'abord étudier quelles sont les propriétés d'absorption des divers constituants atmosphériques en fonction de la longueur d'onde tout en précisant la distribution spectrale du spectre solaire. Dans les chapitres précédents, on a considéré quels pouvaient être les nombres de photons émis par le Soleil dans des domaines spectraux correspondant à l'ionisation des principaux constituants atmosphériques. On a vu comment l'oxygène et l'azote pouvaient être ionisés. Ensuite, une analyse élémentaire du spectre solaire a permis d'indiquer comment les variations de l'activité solaire peuvent se manifester dans le domaine des rayons X. Enfin, l'ensemble des processus de collisions est tel-

lement compliqué que le coefficient de recombinaison α doit être analysé dans chaque cas en fonction des réactions possibles entre les particules neutres et les ions. Il faut donc essayer de présenter les différents phénomènes physiques séparément avant de tenter de rechercher des explications de l'origine de la formation des diverses régions de l'ionosphère. En d'autres termes, il faut déterminer comment l'ionisation peut apparaître dans la région D (altitudes inférieures à 85 km), dans la région E (altitudes inférieures à 130 km) et dans la région F (altitudes supérieures à 150 km).

3. La production de l'ionisation normale.

3.1 L'absorption dans l'atmosphère.

Puisque la variation diurne de l'ionisation et la variation au cours des éclipses solaires montrent que la production électronique est due à un rayonnement électromagnétique, il faut déterminer quelles sont les radiations pénétrant au sein des différentes régions ionosphériques.

On voit immédiatement en tenant compte des valeurs des coefficients d'absorption et de la densité atmosphérique que l'ionosphère peut être divisée en trois régions :

(i) La région D, où la section efficace d'absorption atomique est inférieure à $10^{-19} \frac{2}{\text{cm}}$. Le rayonnement solaire de longueurs d'onde inférieures à 10 Å et de longueurs d'onde supérieures à 1750 Å est absorbé dans cette région. Il y a une exception pour la radiation Lyman-alpha et quelques radiations moins importantes dans ce même domaine spectral, Ainsi, les rayons X pourront ioniser l'azote et l'oxygène, tandis que Lyman-alpha ne peut ioniser qu'un constituant à faible potentiel d'ionisation comme NO.

(ii) La région E, où la valeur de la section efficace d'absorption est inférieure à $5 \times 10^{-18} \frac{2}{\text{cm}}$. Le rayonnement solaire de longueurs d'onde supérieures à 800 Å doit être considéré de même que les rayons X de longueurs d'onde inférieures à 100 Å. Ainsi, le rayonnement ultraviolet permettant l'ionisation de l'oxygène moléculaire (à partir de Lyman-β à 1025 Å et C III à 977 Å) et de l'oxygène atomique (à partir du continuum de Lyman à 910 Å) intervient dans la région E.

(iii) La région F, où les coefficients d'absorption atomique sont de l'ordre ou supérieurs à 10^{-17} cm². Le rayonnement ultraviolet de longueurs d'onde inférieures à 800 Å (à partir du premier potentiel d'ionisation de N₂ à 796 Å) constitue le rayonnement efficace pour l'ionisation de la région F.

Aux effets du rayonnement solaire, il faut ajouter l'effet d'ionisation résultant du rayonnement cosmique primaire. On peut montrer qu'aux latitudes moyennes le coefficient d'ionisation est de l'ordre de 10^{-17} sec⁻¹ par molécule. Ainsi, en tenant compte de l'ensemble des coefficients d'ionisation (voir VI) l'effet du rayonnement cosmique doit se manifester dans la partie inférieure de la région D.

3.2 Lois de la distribution verticale de l'absorption

Le nombre de photons $dq(\nu)$ de fréquence ν absorbé par unité de temps et par unité de volume dans une couche élémentaire d'épaisseur dz est

$$dq(\nu) = q(\nu) n K(\nu) dz \sec \chi \tag{11.3}$$

où $q(\nu)$ est le nombre de photons de fréquence ν , χ la distance zénithale et $K(\nu)$ la section efficace d'absorption monochromatique. $\sec \chi$, représentant la fonction pour une couche horizontale, est changée en une fonction adéquate (1) lorsque $\chi > 75^\circ$.

Afin de déterminer la distribution verticale de $q(\nu)$, on écrit, en utilisant (3.1) et (3.2)

$$\frac{p}{p_0} = \frac{n g H}{n_0 g_0 H_0} e^{-\xi} \tag{11.4}$$

car on peut poser

$$\frac{dH}{H} = \beta d\xi = \zeta d\beta + \beta d\zeta \tag{11.5}$$

où

$$\frac{H}{H_0} \equiv e^{\beta \zeta} \tag{11.6}$$

Ainsi, $\xi = \zeta$ lorsque $\beta = \text{constante}$.

La variation de $q(\nu)$ avec l'altitude est obtenue en intégrant (11.3) avec l'aide de (11.4)

$$Q = Q_\infty e^{-n K H_0 (g_0/\bar{g}) \sec \chi e^{-\xi}} \tag{11.7}$$

Q remplace $q(\nu)$ quand on utilise une valeur constante dans un domaine spectral et Q_∞ est le nombre de photons au sommet de l'atmosphère.

Dès lors, le nombre d'ionisations par unité de temps et de volume $\mathcal{K} = n K Q$ devient par (11.4) et (11.7)

$$\mathcal{K} = n_0 H_0 (g_0/\bar{g}) K Q_\infty (e^{-\xi}/H) e^{-n K H_0 (g_0/\bar{g}) \sec \chi e^{-\xi}} \tag{11.8}$$

 (1) Chapman, Proc. Phys. Soc., 43, 483, 1931

En introduisant la condition d'un maximum de χ dans (11.8), on obtient, en négligeant la variation de g ,

$$n_M K H_M \sec \chi = 1 + \beta \quad (11.9)$$

où M correspond à l'altitude à laquelle le maximum de production χ_M est

$$\chi_M = \frac{(1+\beta) Q_\infty \cos \chi}{H_M e^{(1+\beta)}} \quad (11.10)$$

Lorsque le Soleil est au zénith, $\chi = 0$, et (11.9) et (11.10) s'écrivent

$$n_M^* K H_M^* = 1 + \beta \quad (11.11)$$

et
$$\chi_M^* = \frac{(1+\beta) Q_\infty}{H_M^* e^{(1+\beta)}} \quad (11.12)$$

Les formules (11.11) et (11.12) permettent d'obtenir une première idée de l'origine de l'ionisation atmosphérique. Comme nH est le nombre total de molécules dans une colonne verticale, la formule (11.11) détermine la région dans laquelle a lieu l'absorption maximum, si on connaît la section efficace d'absorption. La production maximum d'électrons peut être obtenue par (11.12) pour une certaine région, si on connaît le nombre de photons disponibles.

Ainsi, la distribution verticale de l'absorption (ou de la production électronique si l'absorption correspond à une ionisation) s'écrit à partir de (11.8) et (11.12)

$$\chi = \chi_M^* e^{\beta \xi} \left(\frac{H_M^*}{H} \right) e^{(1+\beta)(1 - \xi - \sec \chi e^{-\xi})} \quad (11.13)$$

Si β est une constante, on peut utiliser (11.6) et (11.13) devient

$$\chi = \chi_M^* e^{(1+\beta)(1 - \xi - \sec \chi e^{-\xi})} \quad (11.14)$$

et dès lors (11.10) et (11.12) donnent

$$\chi_M = \chi_M^* (\cos \chi)^{1+\beta} \quad (11.15)$$

Cette relation indique comment la production maximum varie en fonction de la distance zénithale lorsque $\beta = \text{constante}$.

On retrouve évidemment à partir de (11.9) à (11.15) les formules classiques de Chapman pour une atmosphère à hauteur d'échelle $H = \text{constante}$ si $\beta = 0$ et $\zeta = (z - z_M^*)/H$. Il faut noter que les lois sont différentes suivant que la hauteur d'échelle atmosphérique est constante ou suivant qu'il y a un gradient β très élevé.

3.3 Lois de la distribution verticale des électrons

En considérant que le coefficient de recombinaison s'exprime par

$$\alpha = \alpha_M^* (n/n_M^*)^\eta = \alpha_M^* e^{-\eta(1+\beta)\zeta} \quad (11.16)$$

la valeur d'équilibre pour $n_e = (\mathcal{G}/\alpha)^{1/2}$ s'écrit à l'aide de (11.14)

$$n_e = \left(\frac{\mathcal{G}_M^*}{\alpha_M^*} \right)^{1/2} e^{\frac{1}{2}(1+\beta) [1 - \zeta(1-\eta) - \sec \chi e^{-\zeta}]} \quad (11.17)$$

Ainsi (11.17) représente la concentration électronique si on admet l'équilibre d'ionisation. On voit qu'un maximum de concentration ne peut apparaître que sous certaines conditions. En effet, la condition pour un maximum dans (11.17) s'exprime par

$$e^{-\zeta_M} = (1-\eta) \cos \chi \quad (11.18)$$

et dès lors il faut que $\eta < 1$ pour qu'un maximum puisse apparaître.

Lorsque $\eta = 0$, le coefficient de recombinaison est constant et le maximum de concentration électronique apparaît à l'altitude du maximum de production électronique. Toute valeur de η comprise entre zéro et l'unité conduit donc à un maximum d'autant plus éloigné du maximum de production que η se rapproche de l'unité. En particulier, si le coefficient de recombinaison est proportionnel à la pression on obtient comme condition

$$e^{-\zeta_M} = \frac{\beta}{1+\beta} \cos \chi \quad (11.19)$$

indiquant que le maximum de concentration électronique est d'autant plus éloigné du maximum de production que le gradient β est faible.

Afin de se rendre compte de l'effet de transformation d'une couche ionosphérique sous l'effet d'une recombinaison variable par rapport à une recombinaison constante, il est nécessaire d'intégrer l'équation (11.17). Dans ce but, nous posons

$$y \equiv \frac{1}{2} (1+\beta) e^{-\zeta} \sec \chi \quad (11.20)$$

et dès lors

$$y_M \equiv \frac{1}{2} (1+\beta) (1-\eta) \quad (11.21)$$

Ceci nous permet d'intégrer (11.17) pour obtenir le nombre total d'électrons,

$$N = (n_e)_M^* \frac{e^{(1+\beta)/2}}{[\frac{1}{2}(1+\beta)]^{y_M}} \left[\int_{y_M}^{\infty} y^{y_M-1} e^{-y} dy + \int_0^{y_M} y^{y_M-1} e^{-y} dy \right] (\cos \chi)^{y_M} \quad (11.22)$$

Les deux intégrales de (11.22) sont respectivement

$$N_e = N_1 + N_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} n_e dz = \int_{-\infty}^{z_M} n_e dz + \int_{z_M}^{\infty} n_e dz \quad (11.23)$$

Le calcul montre que le rapport N_e/N_1 c'est-à-dire le rapport de la quantité totale d'électrons N_e de la couche à la quantité N_1 présente au-dessous du maximum, varie entre 6 et 3 si y_M varie entre 0,1 et 0,6. La courbe de la figure 35 indique les conditions dans lesquelles le rapport N_e/N_1 peut varier de 3 à 6. L'effet du gradient β , quand α est constant, n'est pas très important car $N_e/N_1 \leq 3$. Mais, l'effet du gradient est très différent, si α est proportionnel à la pression. Lorsqu'il y a deux constituants en présence, l'un de masse m_1 pour l'ionisation et l'autre de masse m pour la recombinaison, le rapport N_e/N_1 est modifié. Un rapport de masse m_1/m diminuant, a pour effet de faire décroître le rapport N_e/N_1 . En particulier, si $m_1/m = 0,5$, on obtient la valeur de $N_e/N_1 = 4$.

Ainsi, on constate que la distribution verticale des électrons peut prendre diverses formes lorsque le coefficient de recombinaison n'est pas constant. Par suite de la diversité des paramètres il est très difficile de déterminer quelle est la distribution réelle, même dans le cas d'un état permanent. Des observations in situ sont nécessaires afin d'obtenir les informations désirées.

4. La concentration électronique en présence d'ions négatifs.

Afin de déterminer quelles peuvent être les lois déterminant la concentration électronique, il faut reprendre tous les processus valables dans lesquels interviennent les ions et les électrons.

Afin de faciliter l'analyse, il est préférable d'effectuer une séparation entre les régions où les ions négatifs jouent un rôle et celles où l'échange de charges entre ions et atomes est le caractère essentiel. Ainsi, on admet implicitement que dans la région inférieure les ions atomiques ne jouent pas un rôle important, contrairement aux ions négatifs moléculaires. On néglige par exemple les réactions (9.81) à (9.84). On écrira, dès lors, les équations suivantes pour un constituant :

$$\frac{dn^+}{dt} = nI - \alpha_D n^+ n_e - \alpha_i n^+ n^- \quad (11.24)$$

$$\frac{dn^-}{dt} = a n n_e - n^- (d + f n + \alpha_i n^+) \quad (11.25)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = nI - \alpha_D n^+ n_e - a n n_e + n^- (d + f n) \quad (11.26)$$

où les coefficients ont les significations suivantes :

- α_D = recombinaison dissociative
- α_i = neutralisation mutuelle des ions
- a = attachement électronique
- d = détachement par radiation solaire
- f = détachement par collision (formation moléculaire)
- I = coefficient de photoionisation

En posant

$$n^+ = n^- + n_e = (1 + \lambda) n_e \quad (11.27)$$

on obtient à partir de (11.24) et (11.25)

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{nI}{1+\lambda} - (\alpha_D + \lambda\alpha_i) n_e^2 - \frac{n_e}{1+\lambda} \frac{d\lambda}{dt} \quad (11.28)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{a n n_e}{\lambda} - n_e [d + fn + (1+\lambda)\alpha_i n_e] - \frac{n_e}{\lambda} \frac{d\lambda}{dt} \quad (11.29)$$

Ces deux dernières équations permettent d'écrire l'expression du rapport $\lambda = n^-/n_e$ des concentrations des ions négatifs et des électrons.

$$\frac{1}{\lambda(1+\lambda)} \frac{d\lambda}{dt} = \left[\frac{an}{\lambda} - (d + fn) \right] - \left[\frac{nI}{(1+\lambda)n_e} + (\alpha_i - \alpha_D)n_e \right] \quad (11.30)$$

L'expression (11.30) est une équation de Riccati dont la solution indépendante du temps est

(i) pour une atmosphère éclairée par le Soleil, λ_{sd}

$$\lambda_{sd} = \frac{a n - \frac{\lambda}{1+\lambda} \frac{nI}{n_e}}{d + fn + (\alpha_i - \alpha_D) n_e} \quad (11.31)$$

(ii) pour les conditions crépusculaires, λ_{st}

$$\lambda_{st} = \frac{a n}{d + fn + (\alpha_i - \alpha_D) n_e} \quad (11.32)$$

puisqu'il n'y a plus de rayonnement ultraviolet

(iii) pour les conditions de nuit, λ_{sn}

$$\lambda_{sn} = \frac{a n}{fn + (\alpha_i - \alpha_D) n_e} \quad (11.33)$$

puisqu'il n'y a pas de photodétachement

Les expressions (11.31), (11.32) et (11.33) correspondent à la condition suivante :

$$\frac{dn^+}{n^+} = \frac{dn^-}{n^-} = \frac{dn_e}{n_e} \quad (11.34)$$

En écrivant l'expression (11.31) sous la forme suivante

$$\lambda_{sd} = \frac{a n}{d + pn} \left/ \left[1 + \frac{n I}{(1 + \lambda) n_e (d + fn)} + \frac{(\alpha_i - \alpha_D) n_e}{d + fn} \right] \right. \quad (11.35)$$

on voit que le deuxième et le troisième terme du dénominateur sont toujours de peu d'importance par rapport à l'unité, comme on peut s'en rendre compte en utilisant les valeurs numériques calculées aux chapitres précédents. Ainsi, la valeur stationnaire du rapport $\lambda_s = n^-/n_e$ est toujours exprimée avec suffisamment de précision lorsqu'on écrit

$$\lambda_s = \frac{an}{d + fn} \quad (11.36)$$

Ce rapport des concentrations des ions négatifs à celles des électrons dépend essentiellement de l'attachement des électrons aux particules neutres et du détachement par radiation et par collisions avec des particules neutres. Ces considérations indiquent donc qu'au lieu de l'équation générale (11.30), on peut utiliser l'expression suivante :

$$\frac{d\lambda}{dt} = (1 + \lambda) a n - (1 + \lambda) \lambda (d + fn) \quad (11.37)$$

dont une solution particulière est donnée par $\lambda = -1$. La solution générale de (11.37) est donnée par

$$\lambda = \frac{an}{d + fn} \frac{1 - \frac{an - (d + fn)\lambda_0}{an(1 + \lambda_0)} e^{-[d + (a + f)n] t}}{\frac{an - (d + fn)\lambda_0}{(d + fn)(1 + \lambda_0)} e^{-[d + (a + f)n] t}} \quad (11.38)$$

si λ_0 est la valeur de λ au temps $t = 0$.

Le temps nécessaire $\tau(\lambda_s)$ pour arriver à l'équilibre λ_s est donné (50 % de la valeur) par

$$\tau(\lambda_s) = 0,7 / [d + (a + f)n] \quad (11.39)$$

En se référant à (9.69) et (9.70), donnant les valeurs des coefficients de photodétachement de O_2^- et O^- , on voit que pendant le jour

$$\tau(\lambda_{sd}) \leq 2 \text{ sec} \quad (11.39a)$$

Ainsi, l'équilibre est pratiquement atteint à tout instant lorsque l'atmosphère est éclairée par le Soleil. Dans le cas de conditions nocturnes, il faut considérer l'attachement. Lorsque O_2^- est l'ion principal, (11.39) donne

$$\tau(\lambda_{sn}) = 5 \times 10^{29} / n^2(O_2) \quad (11.39b)$$

D'après (11.39b), $\tau(\lambda_{sn})$ passe de 3 secondes à 70 km à 1 minute à 80 km pour atteindre quelque 2000 secondes à 90 km. On peut donc dire que dans la région D l'équilibre est pratiquement instantané dans toutes les conditions entre électrons et ions négatifs. Comme le détachement associatif est dû à l'oxygène atomique, la valeur stationnaire de λ_{sn} , où il n'y a pas d'oxygène atomique, serait d'après (9.74)

$$\lambda_{sn} = 4 \times 10^{-11} n(O_2) \quad (11.40)$$

c'est-à-dire dans la stratosphère et la mésosphère inférieure. Toutefois, aux environs et en-dessous de la mésopause, où l'oxygène atomique n'est pas complètement transformé en ozone, l'expression

$$\lambda_{sn} = \frac{1,5 \times 10^{-30} n^2(O_2)}{f n(O)} \quad (11.41)$$

représente la valeur stationnaire pour des conditions nocturnes.

Dès lors, dans la région D, (11.28) s'écrit

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{nI}{1 + \lambda} - (\alpha_D + \lambda\alpha_i) n_e^2 \quad (11.42)$$

où

$$\lambda = \frac{an}{d + fn} \quad (11.43)$$

Mais dans la région E

$$\frac{dn_e}{dt} = nI - (\alpha_D + \lambda\alpha_i) n_e^2 \quad (11.44)$$

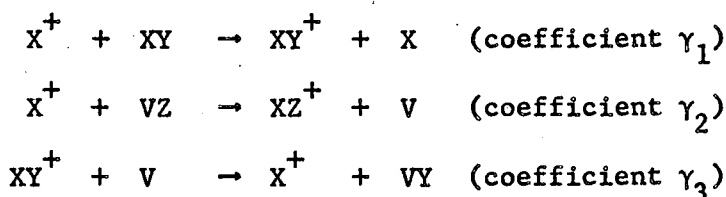
où $\lambda\alpha_i$ doit être négligé par rapport à α_D . Cependant, comme l'ionisation est due à la présence de plusieurs constituants, il s'agit de tenir compte de l'ensemble des processus. Au lieu de (11.44), on écrit

$$\frac{dn_e}{dt} = \sum \frac{n_i I_i}{1 + \lambda} - \frac{n_e}{1 + \lambda} \sum (\alpha_{D,j} + \lambda\alpha_{i,j}) n_j^+ \quad (11.45)$$

où λ est toujours donné par (11.43) si le seul ion négatif est celui de la molécule d'oxygène. Cette dernière équation correspond aux conditions de la région D et peut être appliquée à la région E, si λ est négligé. Toutefois, dans cette région l'échange de charge entre ions et atomes joue un rôle important.

5. La concentration électronique en présence d'échange de charges.

Si nous négligeons les ions négatifs et si nous introduisons les effets d'échange de charges, les ions atomiques deviennent importants. Ceux-ci ne pouvant recombinaison avec les électrons que sous forme de recombinaison radiative dont le coefficient est très faible, il est donc nécessaire de considérer l'effet d'échange de charges conduisant à des ions moléculaires sujets à la recombinaison dissociative. Afin d'expliquer la situation sous une forme générale, admettons d'abord, l'existence d'un ion atomique X^+ et de deux molécules VZ et XZ donnant les processus



On doit écrire les équations:

$$\frac{dn^+(XY)}{dt} = n(XY)I_{XY} - \alpha_{XY} n^+(XY)n_e + \gamma_1 n(XY)n^+(X) - \gamma_3 n(V) n^+(XY) \quad (11.46)$$

$$\frac{dn^+(X)}{dt} = n(X) I_X + \gamma_3 n(V)n^+(XY) - [\gamma_1 n(XY) + \gamma_2 n(VZ)] n^+(X) \quad (11.47)$$

$$\frac{dn^+(XZ)}{dt} = \gamma_2 n(VZ) n^+(X) - \alpha_{XZ} n^+(XZ) n_e \quad (11.48)$$

et dès lors

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{dn^+}{dt} = n(XY) I_{XY} + n(X) I_X - n_e [\alpha_{XZ} n^+(XZ) + \alpha_{XY} n^+(XY)] \quad (11.49)$$

Il est clair que la concentration électronique dépend d'abord de la production directe des ions XY^+ . Mais, le bilan est aussi lié à la transformation de X^+ en XZ^+ , même si la molécule XZ n'existe pas dans l'ionosphère. L'échange de charge dépend de la concentration des molécules XY et VZ et des coefficients γ . Comme $n^+(X)$ dépend aussi de $\gamma_3 n(V) n^+(XY)$, il est nécessaire de voir quelles valeurs ce terme peut atteindre. Dans la couche E, il est certainement négligeable d'après (9.88). Dans ces conditions en intégrant l'équation (11.47) on obtient la solution

$$n^+(X) = n_o^+(X) e^{-\gamma n t} + \frac{n(X)I_X}{\gamma n} [1 - e^{-\gamma n t}] \quad (11.50)$$

où $n_o^+(X)$ est la concentration de X^+ au temps $t = 0$ et $\gamma n = \gamma_1 n(XY) + \gamma_2 n(VZ)$

Le temps $\tau[n^+(X)]$ nécessaire pour arriver à 50 % de la valeur d'équilibre est donc

$$\tau[n^+(X)] = 0,7/\gamma n \quad (11.51)$$

Même pour des valeurs de γ de l'ordre de $10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, le temps nécessaire pour atteindre les conditions d'équilibre est court dans la région E et la concentration de $n^+(X)$ est petite en comparaison de la concentration électronique. D'après (11.47), la valeur d'équilibre de $n^+(X)$ est

$$n^+(X) = \frac{n(X) I_X + \gamma_3 n(V) n^+(XY)}{\gamma_1 n(XY) + \gamma_2 n(VZ)} \quad (11.52)$$

En introduisant cette valeur dans (11.46) et (11.48), on obtient

$$\frac{dn^+(XY)}{dt} = n(XY) I_{XY} + n(X) I_X - \gamma_2 n(VZ) n^+(X) - \alpha_{XY} n^+(XY) n_e \quad (11.53)$$

et

$$\frac{dn^+(XY)}{dt} + \frac{dn^+(XZ)}{dt} = n(XY) I_{XY} + n(X) I_X - n_e [\alpha_{XY} n^+(XY) + \alpha_{XZ} n^+(XZ)] \quad (11.54)$$

qui est identique à (11.49).

Lorsque X^+ est un ion mineur (11.54) est la loi de variation de la concentration électronique dans la couche E.

Lorsque la concentration moléculaire devient suffisamment faible, il est impossible d'atteindre les conditions d'équilibre pour les ions atomiques; (11.51) deviendrait trop long. Dès lors, la concentration électronique ne peut atteindre une valeur d'équilibre dans un temps suffisamment court et on ne peut utiliser (11.52).

Quand les ions moléculaires sont plus importants que les ions atomiques on obtient la recombinaison nocturne d'après les équations précédentes, dans lesquelles on néglige les processus de photoionisation. Dans une région ionosphérique où, après le coucher du Soleil, on a

$$n^+(X) = n_o^+(X) e^{-[\gamma_1 n(XY) + \gamma_2 n(VZ)] t} \quad (11.55)$$

Cette formule entraîne rapidement une concentration $n^+(X)$ négligeable et les lois de recombinaison des ions moléculaires deviennent

$$\frac{dn^+(XY)}{dt} = -\alpha_{XY} n^+(XY) n_e \quad (11.56)$$

$$\frac{dn^+(XZ)}{dt} = -\alpha_{XZ} n^+(XZ) n_e \quad (11.57)$$

Si $n^+(XY) < n_e$, (11.56) donne

$$n^+(XY) = n_o^+(XY) e^{-\alpha_{XY} n_e t} \quad (11.58)$$

montrant que $\frac{dn_e}{dt} = -\alpha_{XZ} n^+(XZ) n_e$ (11.59)

Après un certain temps, la recombinaison dépend de l'ion moléculaire qui a le plus petit coefficient de recombinaison. Toutefois, il doit être suffisamment abondant au début de la nuit. Lorsque les coefficients ne sont pas bien connus, on ne sait pas faire une analyse exacte car la loi de recombinaison

$$\frac{dn_e}{dt} = -[\alpha_{XY} n^+(XY) + \alpha_{XZ} n^+(XZ)] n_e \quad (11.60)$$

est très sensible au rapport des coefficients de recombinaison.

Dans chaque cas, (11.60) représente la loi à appliquer dans les régions E et F₁, puisque la transformation suivante

$$n_e = [n^+(XZ) + n^+(XY) + n^+(X)] \rightarrow [n^+(XZ) + n^+(XY)] \rightarrow n^+(XZ) \quad (11.61)$$

donne finalement

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha_{XZ} n_e^2 \quad (11.62)$$

Aux altitudes suffisamment élevées où

$$n^+(XY) < n^+(X) \leq n_e \quad (11.63)$$

le temps nécessaire $\tau [n^+(XY)]$ nécessaire pour atteindre les conditions d'équilibre (50 %) vaut

$$\tau [n^+(XY)] = 0,7 / [\alpha_{XY} n_e + \gamma_3 n(V)] \quad (11.64)$$

Les coefficients de recombinaison entre $3 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ et $3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ donnent

$$\tau [n^+(XY)] < 2,3 \times 10^8 / n_e \text{ à } 2,3 \times 10^7 / n_e \quad (11.65)$$

c'est-à-dire des temps très courts, inférieurs à 500. secondes lorsque la concen-

tration électronique n'est pas inférieure à $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. La loi donnant la perte en ions atomiques positifs aura la forme suivante

$$n^+(X) = n_o^+(X) e^{-\gamma n(XZ)t} \quad (11.66)$$

lorsque $n^+(XZ) = \gamma n(XZ)/\alpha_{XZ}$ (11.67)

Dès lors la recombinaison change suivant la région considérée. Dans la région D, intervient l'attachement électronique; dans la région E, la recombinaison dissociative est le processus essentiel et dans la région F₂, l'échange de charge entre ion et atome doit se faire avant la recombinaison des électrons.

6. L'origine de l'ionisation de la région D.

L'analyse des conditions d'absorption de la radiation solaire a démontré que les rayons X de longueurs d'onde inférieures à 10 Å sont efficaces pour produire l'ionisation de O₂ et N₂. En outre, la pénétration de Lyman-α à 1215,7 Å (voir tableau XVII) permet l'ionisation de la molécule NO produite au niveau de la mésopause par l'effet indirect de rayons X. Enfin, le rayonnement cosmique primaire produit une ionisation proportionnelle à la concentration totale dans la mésosphère. Dans une première analyse, on néglige l'effet d'ionisation résultant de radiations de longueurs d'onde supérieures à 1750 Å et celui pouvant provenir de l'ionisation de l'oxygène atomique par les rayons X. De même l'ionisation de l'argon est éliminée en considérant que le transfert de charges est suffisamment important.

Comme les divers processus sont très rapides, l'équation (11.45) est considérée avec $dn_e/dt = 0$. Ainsi, en écrivant

$$n_e = \frac{n_1 I_1}{(\alpha_{i1}\lambda + \alpha_{D1}) n_1^+} = \frac{n_2 I_2}{(\alpha_{i2}\lambda + \alpha_{D2}) n_2^+} = \dots \quad (11.68)$$

on peut adopter pour la région D

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{n(O_2) I(O_2)}{[\alpha_i(O_2)\lambda + \alpha_D(O_2)] n^+(O_2)} = \frac{n(N_2) I(N_2)}{[\alpha_i(N_2)\lambda + \alpha_D(N_2)] n^+(N_2)} \\ &= \frac{n(NO) I(NO)}{[\alpha_i(NO)\lambda + \alpha_D(NO)] n^+(NO)} \end{aligned} \quad (11.69)$$

Des calculs ont été effectués ⁽¹⁾ à partir des données présentées aux chapitres précédents et en particulier en adoptant les valeurs suivantes

$$\alpha_i = 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (11.70)$$

$$\alpha_D(N_2) = 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (11.71)$$

$$\alpha_D(O_2) = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (11.72)$$

$$\alpha_D(NO) = 3 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (11.73)$$

Les résultats sont présentés aux figures 36, 37 et 38. On voit que le rapport des concentrations des ions négatifs et des électrons dans une atmosphère éclairée par le Soleil décroît très rapidement avec l'altitude et devient négligeable au niveau de la mésopause (fig. 36). Les courbes de la figure 37 montrent l'ionisation de O_2 et N_2 par le rayonnement cosmique et le rayonnement X et l'ionisation de NO par Lyman- α ; ce graphique indique que l'ionisation normale dans la partie inférieure de la région D est due au rayonnement cosmique primaire. Toutefois, lorsqu'il y a production de NO^+ , la concentration électronique dépend de la recombinaison de chaque ion (voir 11.69). La figure 28 donne l'effet de chaque radiation dans le bilan final de l'ionisation de la région D, pour un Soleil calme. Lorsque le Soleil est perturbé, l'effet des rayons X pour $\lambda < 10 \text{ A}$ devient apparent et la fig. 39 montre les divers effets pour un Soleil au zénith à une latitude géomagnétique d'environ 50° . L'effet des flambes solaires est très important.

L'ionisation de la région D est essentiellement due à l'ionisation de NO par Lyman- α dans la partie supérieure et à l'ionisation de O_2 et N_2 par le rayonnement cosmique primaire dans la partie inférieure. L'augmentation de la concentration électronique durant les flambes solaires est due aux rayons X. S'il y a un accroissement de NO^+ , il doit être dû à une augmentation de NO et pas nécessairement à un accroissement de l'intensité de Lyman- α (fig. 33).

Il est clair que les résultats théoriques précédents ne doivent être utilisés que comme une illustration des propriétés physiques de la région D. Tout d'abord, les coefficients utilisés et en particulier celui donné par (11.70) ne

(1) Nicolet and Aikin, J. Geophys. Res., 65, 1469, 1960.

peuvent être des valeurs réelles puisque les données expérimentales ou théoriques ne sont pas suffisantes. Ensuite, il n'est pas possible d'introduire l'effet de constituants mineurs comme Na et Ca puisque nous ne connaissons pas les réactions possibles avec les particules neutres ou chargées. De plus, il faut tenir compte des diverses variations dans la concentration de NO en fonction de l'activité solaire et des mouvements de brassage atmosphérique dans la mésosphère. Au surplus, l'effet du rayonnement cosmique primaire, dépendant de la latitude, indique une variation d'un facteur 10 entre l'équateur et 60°. Enfin, les perturbations dues à un accroissement du rayonnement corpusculaire modifient le problème de l'ionisation de la région D.

Les conditions nocturnes de la région D sont complètement différentes des conditions de jour. La concentration électronique est fortement réduite parce que le processus d'attachement électronique devient important (voir 9.74) lorsque la concentration en oxygène atomique est suffisamment faible. Les conditions nocturnes peuvent être étudiées lorsqu'il est possible de déduire la variation temporelle de la concentration en oxygène atomique. La disparition de l'oxygène atomique dans la mésosphère dépend de réactions telles que (9.37) et (9.39) et il est clair que l'oxygène atomique a une durée de vie très courte dans la mésosphère inférieure après le crépuscule. Le rapport n^-/n_e est lié à $n(O)$ d'après (9.74). Il est certain que les électrons de la région D disparaissent durant la nuit par attachement à l'oxygène moléculaire. Mais il est impossible de fixer les niveaux où le détachement par collisions commence à jouer un rôle, car le coefficient de (9.73) n'est pas encore connu. Néanmoins, la zone de transition entre l'attachement électronique et la recombinaison dissociative comme processus de disparition des électrons, correspond à la transition entre la région D et la région E nocturne.

7. L'origine de l'ionisation de la région E.

En reprenant l'examen de l'ensemble des processus d'ionisation des constituants de la région E, on constate que l'ionisation est due essentiellement

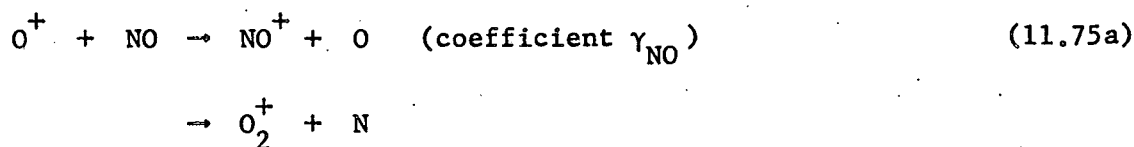
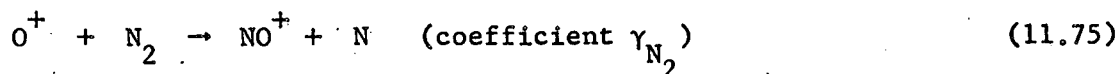
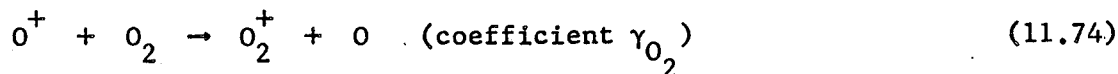
(1) à la molécule d'oxygène photoionisée par les rayons X de 31 à 100 Å, par le rayonnement ultraviolet du type Lyman- β et par le continuum de Lyman à $\lambda < 910 \text{ Å}$.

(2) à la molécule d'azote ionisée uniquement par les rayons X de 31 à 100 Å.

(3) à l'atome d'oxygène ionisé par les rayons X et par le rayonnement ultraviolet correspondant au continuum de Lyman à $\lambda \leq 910$ Å.

On considère qu'en première approximation la photoionisation de NO, de N et de Ca n'est pas essentielle à la formation de l'ionisation normale de la région E. De plus, l'effet des radiations de $\lambda < 800$ Å ionisant N₂ a lieu dans la région F₁ et, dès lors, cette ionisation ne doit intervenir que lorsqu'on détermine le passage de la région E à la région F₁.

Dans la région E, on peut négliger l'effet des ions négatifs car (9.74) et (9.75) montrent que le rapport n^-/n_e est très petit. Mais le processus important qu'il s'agit de considérer est l'échange de charge par suite de la formation de O⁺ dans la région E. De l'ensemble des réactions (9.81) à (9.95) on ne doit retenir que les suivantes pour la région E :



(11.75a) sera négligé dans la couche E car $n(O_2)$ et $n(N_2)$ sont supérieurs à $n(NO)$. D'autres réactions dans lesquelles intervient l'échange de charge sont négligées, (11.52) donne d'après (9.96)

$$n^+(O) = \frac{n(O) I(O)}{\gamma_{O_2} n(O_2) + \gamma_{N_2} n(N_2)} \quad (11.76)$$

et d'après (9.98)

$$\frac{n^+(N)}{n^+(N_2)} \propto \frac{n(N)}{n(O_2)} < 1 \quad (11.77)$$

En d'autres termes, comme $\gamma_{O_2} n(O_2)$ est > 1 dans la région E, $n^+(O)$ sera un ion secondaire et $n^+(O) < 10^3 \text{ cm}^{-3}$. De la même manière on peut montrer que $n^+(N)$ est négligeable.

La recombinaison des ions moléculaires dans la couche E est donnée par une recombinaison dissociative



et nous devons considérer les ions suivants



Les coefficients (11.71) à (11.73) seront adoptés dans la région pour avoir un exemple de calcul. (11.49) sera la loi type de la variation de la concentration électronique. Mais en négligeant (11.74) devant (11.75), on peut écrire dans les conditions d'équilibre

$$n_e = \frac{n(O_2) I(O_2)}{\alpha_D(O_2) n^+(O_2)} = \frac{n(N_2) I(N_2)}{\alpha_D(N_2) n^+(N_2)} = \frac{n(O) I(O)}{\alpha_D(NO) n^+(NO)} \quad (11.82)$$

Tout d'abord, il convient de montrer comment l'effet de la distribution spectrale dans le domaine des rayons X joue un rôle en présence de Lyman- β ionisant uniquement O_2 . En se référant aux conditions d'absorption du tableau XII et en utilisant pour 70 A, 50 A et 35 A un rapport d'énergie 8 : 4 : 1, on obtient la production par $\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ représentée à la figure 40. On voit ainsi que le rôle de Lyman- β est de déterminer le premier maximum de production électronique dans la région puisque son effet se superpose à l'ionisation par rayons X. Comme la section efficace d'absorption de C III (λ 977 A) vaut $3,2 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, c'est-à-dire 2 fois celle de Lyman- β , les maxima d'ionisation de ces deux radiations diffèrent de 5 km. La forme de la distribution verticale de la concentration électronique dépendra de la forme de la distribution spectrale des rayons X. Ainsi, la partie inférieure de la région E aux environs de la mésopause dépendra essentiellement de l'émission

du rayonnement X dans le domaine spectral 31 - 40 A.

La production des ions O⁺, conduisant à NO⁺, dépend de l'ionisation de l'oxygène atomique par les rayons X et le rayonnement ultraviolet de λ < 910 A. Comme la section efficace d'absorption de O₂ est de l'ordre de 5 x 10⁻¹⁸ cm² (voir figure 12), la profondeur optique entre 100 km et 105 km est de l'ordre de 10 et l'ionisation de l'oxygène atomique est seulement due aux rayons X. Dès lors la présence de NO⁺ à 100 km et en-dessous ne peut être expliquée par un effet de rayonnement ultraviolet et montre que l'ionisation par les rayons X est certainement efficace dans la région E. Au-dessus de 110 km, la profondeur optique de l'oxygène moléculaire pour λ ≤ 910 A est inférieure à 3 et l'accroissement de NO⁺/O₂⁺ serait dû à un effet d'ionisation de l'oxygène atomique par le rayonnement ultraviolet.

La concentration électronique déduite de (11.82) est représentée à la figure 41. Au-dessus de 115 km, les radiations de λ > 150 A provoquent une ionisation supplémentaire. Toutefois une concentration de 2 x 10⁵ électrons cm⁻³ à 110 km représente les conditions maxima car on a négligé la réaction (11.74). Lorsqu'on introduit son effet, la concentration électronique totale décroît ainsi que la concentration de NO⁺. Actuellement il n'est pas utile d'essayer d'interpréter les observations car les paramètres ne sont pas suffisamment connus. Le rapport n(NO⁺)/n(O₂⁺) est une fonction de l'énergie solaire, du rapport α_{O₂}/α_{NO} des coefficients de recombinaison et du rapport γ_{O₂}/γ_{N₂} des coefficients d'échange de charge.

Lorsqu'il y a trois paramètres inconnus, il est toujours possible d'être en accord avec les résultats observés. D'après (11.74) et (11.75), une équation comme (11.82) donne

$$\frac{n^+(O_2)}{n^+(NO)} = \frac{\alpha_D(NO)}{\alpha_D(O_2)} \frac{\gamma(O_2) n(O_2)}{\gamma(N_2) n(N_2)} \left[1 + \frac{n(O_2) I(O_2)}{n(O) I(O)} \frac{\gamma(N_2) n(N_2) + \gamma(O_2) n(O_2)}{\gamma(O_2) n(O_2)} \right] \quad (11.83)$$

Cette relation entre n⁺(O₂) et n⁺(NO) montre la difficulté d'obtenir des valeurs numériques sans une connaissance complète de tous les paramètres. Il est

clair que le coefficient de recombinaison effective α_E de la région E sera tel que

$$\frac{dn_e}{dt} = -[\alpha_D(N_2) n^+(N_2) + \alpha_D(O_2) n^+(O_2) + \alpha_D(NO) n^+(NO)] n_e = -\alpha_E n_e^2 \quad (11.84)$$

α_E est une fonction des rapports $n^+(NO) : n^+(O_2) : n^+(N_2)$. Après le coucher du Soleil, les ions aux coefficients de recombinaison les plus élevés disparaissent en premier lieu; ainsi NO^+ reste plus longtemps ionisé que N_2^+ et O_2^+ .

Il faut noter que durant les flambes solaires, le rapport $n^+(O_2)/n^+(NO)$ change car O_2^+ varie dans ce cas. Comme exemple, la figure 42 montre l'effet des rayons X pour $\lambda < 10 \text{ A}$, même s'il y a un accroissement d'un facteur 4 dans la région $\lambda > 31 \text{ A}$. A 90 km, il faut un accroissement d'un facteur 100 pour $\lambda > 31 \text{ A}$, afin de produire un effet marquant. A 95 km, il faut encore un facteur 10. Ce résultat montre que l'effet des flambes solaires, qui se manifeste surtout par un accroissement des rayons X de $\lambda < 10 \text{ A}$ dans la région D, modifiera plus la forme de la couche E inférieure que les radiations de $\lambda > 31 \text{ A}$.

Finalement, les observations des figures 43a et b, représentant des conditions nocturnes, s'expliquent par un coefficient de recombinaison de NO^+ plus faible que celui de O_2^+ . Une valeur $\alpha(NO) = 3 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ n'est pas impossible, mais n'est pas nécessairement la valeur exacte.

Le tableau XXVI donne un exemple d'une distribution possible pour les ions. O_2^+ et NO^+ sont les ions principaux, tandis que N_2^+ est un ion secondaire à cause de son coefficient de recombinaison élevé.

La présence de NO^+ dans la partie inférieure de la région E est surtout due à la transformation de O^+ produit par les rayons X. Au-dessus de 100 km, NO^+ provient de O^+ produit par le rayonnement ultraviolet de $\lambda \leq 910 \text{ A}$. La valeur exacte du rapport O_2^+/NO^+ n'est pas connue car le rapport $\gamma_{O_2}/\gamma_{N_2}$ de (11.74) et (11.75) n'a pas encore été bien déterminé. Pour cette raison, $n^+(NO)$ doit être considéré comme un maximum dans le tableau XXVIII et $n^+(O_2)$ comme un minimum lorsque leur coefficient de recombinaison est donné par (11.72) et (11.73).

8. L'origine de l'ionisation de la région F.

D'après la décroissance exponentielle de l'azote et de l'oxygène, le rayonnement solaire entre 800 Å et 200 Å est absorbé au-dessus de 120 km et il y a un maximum d'absorption vers 170 km pour une fraction importante du spectre lorsque le Soleil est au zénith.

Comme les constituants principaux sont nécessairement l'azote et l'oxygène sous leur forme atomique ou moléculaire et avec une section efficace d'absorption $\sim 10^{-17} \text{ cm}^2$, le problème de la production électronique n'est pas très différent de celui de la région E.

Si on considère les coefficients d'ionisation du tableau XXIII, il est clair que tous les constituants thermosphériques jouent un rôle suivant l'importance de leur concentration. Bien que la précision des coefficients d'ionisation ne soit pas très élevée et bien que la valeur absolue des concentrations ne soit pas tout à fait certaine, on peut affirmer que la concentration électronique finale doit être associée à l'ion O^+ . La principale difficulté pour déterminer la distribution verticale de l'ionisation provient d'une connaissance insuffisante des valeurs absolues intervenant dans les réactions ioniques.

Une analyse générale, comme dans les équations (9.96) à (9.100) indique clairement que les réactions (9.81) à (9.95) jouent un rôle différent suivant la composition atmosphérique. Une première simplification consiste à négliger les réactions (9.93), (9.94) et (9.95) qui font intervenir des niveaux de vibration d'énergie trop élevée. D'autres réactions comme (9.87) peuvent être éliminées, ainsi que celles où interviennent des ions mineurs.

Considérons en premier lieu les ions secondaires tels que N_2^+ et N^+ pour lesquels⁽¹⁾ $n^+(O)/n^+(N) > 10$ et $n^+(O)/n^+(N_2) > 50$. Comme l'équilibre d'ionisation est rapidement atteint pour des ions moléculaires, (9.99) donne

$$n^+(N_2) = \frac{n(N_2) I(N_2) + \gamma_9 n(NO) n^+(N)}{\alpha(N_2) n_e + \gamma_{10} n(N)} \quad (11.85)$$

(1) Bates and Nicolet, J. Atm. Terr. Phys., 18, 65, 1960.

La variation de $n^+(N)$ est obtenue à partir de (9.98) et en tenant compte de (11.85)

$$\frac{dn^+(N)}{dt} = n(N_2) I(N_2) - \alpha(N_2) n^+(N_2) n_e + n(N) I(N) - \gamma_{12} n(O_2) n^+(N) \quad (11.86)$$

Pour les conditions d'équilibre, on a

$$n^+(N) = \frac{n(N) [I(N) + \gamma_{10} n^+(N_2)]}{\gamma_9 n(NO) + \gamma_{12} n(O_2)} \quad (11.87)$$

Comme $n^+(N)$ est une fraction de $n^+(O)$, l'azote atomique doit être moins abondant que l'oxygène atomique.

Pour un équilibre photochimique, les équations (9.96) à (9.100) donnent

$$\begin{aligned} & n(O) I(O) + n(O_2) I(O_2) + n(N_2) I(N_2) + n(NO) I(NO) + n(N) I(N) \\ &= n_e [\alpha(N_2) n^+(N_2) + \alpha(O_2) n^+(O_2) + \alpha(NO) n^+(NO)] \end{aligned} \quad (11.88)$$

Cette équation montre que le coefficient de recombinaison effective dépend seulement des ions moléculaires.

La recombinaison de N_2^+ est si rapide que les conditions d'équilibre sont pratiquement instantanées et (11.85) devient en première approximation

$$n(N_2) I(N_2) = \alpha(N_2) n^+(N_2) n_e \quad (11.89)$$

A l'aide de (11.89), la variation de $n^+(N)$ donnée par (11.86) devient

$$\frac{dn^+(N)}{dt} = n(N) I(N) - \gamma_{12} n(O_2) n^+(N) \quad (11.90)$$

et l'azote atomique sera distribué en fonction de la loi

$$n^+(N) = \frac{n(N) I(N)}{\gamma_{12} n(O_2)} [1 - e^{-\gamma_{12} n(O_2) t}] \quad (11.91)$$

où $n^+(N) = 0$ au temps $t = 0$.

Cette équation donne une concentration $n^+(N)$ toujours inférieure à $\frac{1}{10} n^+(O)$;

ce résultat est en accord avec les observations⁽¹⁾. Cette condition exige que le rapport $n(N)/n(O_2)$ soit suffisamment petit quand la diffusion de N^+ n'intervient pas.

Lorsque les conditions d'équilibre ne sont plus applicables, c'est-à-dire quand un ion atomique comme O^+ prédomine, il est encore possible de considérer un équilibre pour O_2^+ et NO^+ . Les rapports $n^+(O_2)/n^+(O)$ et $n^+(NO)/n^+(O)$ sont obtenus d'après (9.97) et (9.100) par les relations

$$\frac{n^+(O_2)}{n^+(O)} = \frac{\gamma_2 n(O_2) + \gamma_4 n(NO) + n(O_2) I(O_2)/n^+(O)}{\alpha(O_2) n_e + (\gamma_6 + \gamma_8^*) n(N)} \quad (11.92)$$

et

$$\frac{n^+(NO)}{n^+(O)} = \frac{\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)}{\alpha(NO) n_e} \left[1 + \frac{\gamma_6 n(N)}{\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)} \frac{n^+(O_2)}{n^+(O)} \right] \quad (11.93)$$

Deux valeurs extrêmes sont possibles pour les termes entre crochets de (11.93). Si le premier terme est important, (11.93) devient

$$\frac{n^+(NO)}{n^+(O)} = \frac{\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)}{\alpha(NO) n_e} \quad (11.94)$$

L'autre possibilité extrême donne

$$\frac{n^+(NO)}{n^+(O_2)} = \frac{\gamma_6 n(N)}{\alpha(NO) n_e} \quad (11.95)$$

La densité atmosphérique vers 200 km, n'admet pas des concentrations en azote atomique supérieures à 10^{10} cm^{-3} . Comme $\alpha(NO) n_e \geq 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ et comme $n^+(NO)$ et $n^+(O_2)$ sont du même ordre de grandeur, le coefficient γ_6 ne peut pas être supérieur à $10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$. Si on admet une valeur élevée pour γ_6 , il faut adopter une faible concentration en azote atomique. Dans ce cas, il n'est pas possible que le second terme entre crochets de (11.93) devienne le plus important

(1) Istomin, V.G., Iskusstvennye Sputniki Zemli, Akad. Nauk SSSR, 4, 171, 1960
Johnson, C.Y., voir fig. 43 b.

et l'expression normale du rapport $n^+(\text{NO})/n^+(\text{O})$ sera donnée par (11.94) qui fournira un rapport minimum dans tous les cas.

Lorsque $n^+(\text{O})$ est environ égal à n_e , (11.94) donne

$$n^+(\text{NO}) = [\gamma_1 n(\text{N}_2) + \gamma_3 n(\text{NO})]/\alpha(\text{NO}) \quad (11.96)$$

Dans les mêmes conditions, (11.92) donne

$$n^+(\text{O}_2) = [\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_4 n(\text{NO})]/\alpha(\text{O}_2) \quad (11.97)$$

Le rapport maximum $n^+(\text{O}_2)/n^+(\text{NO})$ est donné par

$$\frac{n^+(\text{O}_2)}{n^+(\text{NO})} = \frac{\alpha(\text{NO})}{\alpha(\text{O}_2)} \cdot \frac{\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_4 n(\text{NO})}{\gamma_1 n(\text{N}_2) + \gamma_3 n(\text{NO})} \left[1 + \frac{n(\text{O}_2) I(\text{O}_2)}{n^+(\text{O}) [\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_4 n(\text{NO})]} \right] \quad (11.98)$$

Pour des conditions nocturnes, (11.98) devient

$$\frac{n^+(\text{O}_2)}{n^+(\text{NO})} = \frac{\alpha(\text{NO})}{\alpha(\text{O}_2)} \frac{\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_4 n(\text{NO})}{\gamma_1 n(\text{N}_2) + \gamma_3 n(\text{NO})} \quad (11.99)$$

L'effet des coefficients γ apparaît à la figure 44 qui donne les distributions de n_e et $n^+(\text{O})$ pour diverses valeurs de γ_{N_2} . Lorsque N_2 est présent, de trop grandes valeurs de γ_{N_2} excluent la possibilité d'une couche F_2 . Comme l'azote moléculaire diffuse dans la couche F, il est impossible d'éviter sa présence à l'altitude du maximum F_2 . On peut donc affirmer que γ_{N_2} est nettement inférieur à $10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$.

Quand on applique (9.97) aux conditions d'équilibre, la loi de variation de $n^+(\text{O})$ prend dans la couche F_2 la forme suivante d'après (9.96)

$$\frac{dn^+(\text{O})}{dt} = n(\text{O}) I(\text{O}) + n(\text{O}_2) I(\text{O}_2) \frac{\gamma_8^* n(\text{N})}{(\gamma_6 + \gamma_8^*) n(\text{N}) + \alpha(\text{O}_2) n_e} \quad (11.100)$$

$$- n^+(\text{O}) \left\{ [\gamma_1 n(\text{N}_2) + \gamma_3 n(\text{NO})] + [\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_4 n(\text{NO})] \left[1 - \frac{\gamma_8^* n(\text{N})}{(\gamma_6 + \gamma_8^*) n(\text{N}) + \alpha(\text{O}_2) n_e} \right] \right\}$$

On peut envisager deux cas extrêmes suivant la valeur relative de $\gamma_8^* n(\text{N})$. Si $\gamma_8^* n(\text{N})$ est très important, (11.100) devient

$$\frac{dn^+(O)}{dt} = n(O) I(O) + n(O_2) I(O_2) - n^+(O) [\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)] \quad (11.101)$$

Si $\gamma_8^* n(N)$ est très petit, (11.100) devient

$$\frac{dn^+(O)}{dt} = n(O) I(O) - n^+(O) [\gamma_1 n(N_2) + \gamma_2 n(O_2) + \gamma_3 n(NO) + \gamma_4 n(NO)] \quad (11.102)$$

Dès lors, le temps pour atteindre l'équilibre (50 %) augmente avec l'altitude d'après la loi

$$\tau(O^+) = 0,7 / [\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)] \quad (11.103)$$

ou

$$\tau(O^+) = 0,7 / [\gamma_1 n(N_2) + \gamma_2 n(O_2) + \gamma_3 n(NO) + \gamma_4 n(NO)] \quad (11.104)$$

suivant (11.101) et (11.102) respectivement. $\tau(O^+)$ dépend des concentrations moléculaires de N_2 , O_2 , NO et des coefficients intervenant dans les réactions d'échange de charge.

Comme la valeur d'équilibre de $n(NO)$ est donnée par (10.16) ou (10.45), il est possible d'écrire (11.104) sous la forme

$$\tau(O^+) = 0,7 / \left[\gamma_1 n(N_2) + n(O_2) \left\{ \gamma_2 + (\gamma_3 + \gamma_4) 10^{-2} e^{-3120/T} \right\} \right] \quad (11.105)$$

Cette expression montre combien il est difficile de déduire une loi exacte résultant de l'échange de charge, si on ne dispose pas de valeurs précises des coefficients γ . Diverses solutions ont été suggérées suivant les valeurs admises pour γ_1 , γ_2 , γ_3 et γ_4 . Nous n'avons pas l'intention d'envisager toutes les possibilités. Toutefois, il est possible⁽¹⁾ de montrer que certains processus d'échange de charge sont très lents. L'expression entre crochets dans (11.105), qui représente le paramètre ionosphérique β appelé improprement coefficient d'attachement, montre qu'une variation diurne joue un certain rôle. Des prédictions quantitatives au sujet de cette variation ne sont pas possibles à l'heure actuelle, car elles

(1) Bates and Nicolet, J. Atm. Terr. Phys., 18, 65, 1960.

exigent des valeurs exactes des coefficients.

Comme le coefficient de recombinaison effective décroît avec l'altitude, un maximum de la concentration $n^+(0)$ ne peut être obtenu sans introduire un processus de transport. La diffusion doit intervenir pour expliquer le maximum F_2 , car le temps de diffusion devient plus court que le temps de recombinaison des électrons. Au maximum F_1 , le temps $\tau^+(0)$ donné par (11.104) est assez court pour maintenir une recombinaison analogue à celle de la région E ; les processus d'ionisation sont néanmoins différents.

En conclusion, on connaît la nature des processus intervenant dans l'ionosphère. Mais une analyse détaillée permet seulement de faire des prédictions qualitatives. Il faut encore de nombreuses données expérimentales avant d'essayer d'expliquer le comportement ionosphérique sans se servir des paramètres aéronautiques.

TABLEAU XXVIII.- Exemple de pourcentages possibles pour les concentrations des

ions dans la couche E. Atmosphère éclairée par le Soleil.

Altitude (km)	O ₂ ⁺	NO ⁺	N ₂ ⁺
85	36	59	5
90	65	27	8
95	78	20	2
100	68	31	1
105	66	32	2
110	53	44	2
115	43	54	2
120	28	69	2

TABLEAU XXIX. - Exemple de pourcentages possibles pour les concentrations des

 ions dans la couche F. Atmosphère éclairée par le Soleil.

Altitude (km)	O^+	O_2^+	NO^+	N_2^+
		(minimum)	(maximum)	
130	1	18	77	4
140	3	14	79	4
150	5	12	79	4
160	8	11	78	3
170	12	9	76	3
180	16	8	74	2
190	22	6	70	2
200	27	5	66	2
210	33	4	61	2
220	40	3	56	1
250	60	2	37	1
300	87	0	13	0
350	97	0	3	0

LEGENDES DES FIGURES.

- Fig. 35.- Rapport de la quantité totale d'électrons à la quantité en-dessous du maximum influencé par la recombinaison.
- Fig. 36.- Rapports des ions positifs aux électrons et des ions négatifs aux électrons dans une atmosphère éclairée par le Soleil.
- Fig. 37.- Production d'électrons par les rayons cosmiques, les rayons X et Lyman- α ionisant O_2 , N_2 et NO.
- Fig. 38.- Concentration électronique dans la région D pour les conditions du Soleil calme à une latitude géomagnétique de 50° .
- Fig. 39.- Effet du Soleil perturbé et des éruptions solaires sur la concentration électronique de la région D.
- Fig. 40.- Production d'électrons dans la couche E par les rayons X entre 31 A et 90 A et par Lyman- β .
- Fig. 41.- Distribution verticale de la concentration électronique dans la couche E durant un maximum d'activité solaire; le Soleil est supposé au zénith.
- Fig. 42.- Effet de l'activité solaire sur la forme de la partie inférieure de la couche E.
- Fig. 43a.- Pourcentage des principaux ions positifs au-dessus de Fort Churchill, Canada, d'après Johnson et al., J. Geophys. Res., 63, 443, 1958.
- Fig. 43b.- Distribution verticale moyenne des ions positifs déduite des données de Johnson, Annales Géophys., 17, 100, 1961. Conditions nocturnes à Fort Churchill le 21 février 1958 à 2002 CST. Ions : NO^+ , O_2^+ , O^+ , N_2^+ , N^+ .
- Fig. 44.- Effet de diverses valeurs du coefficient des réactions entre l'azote moléculaire et l'ion d'oxygène atomique.

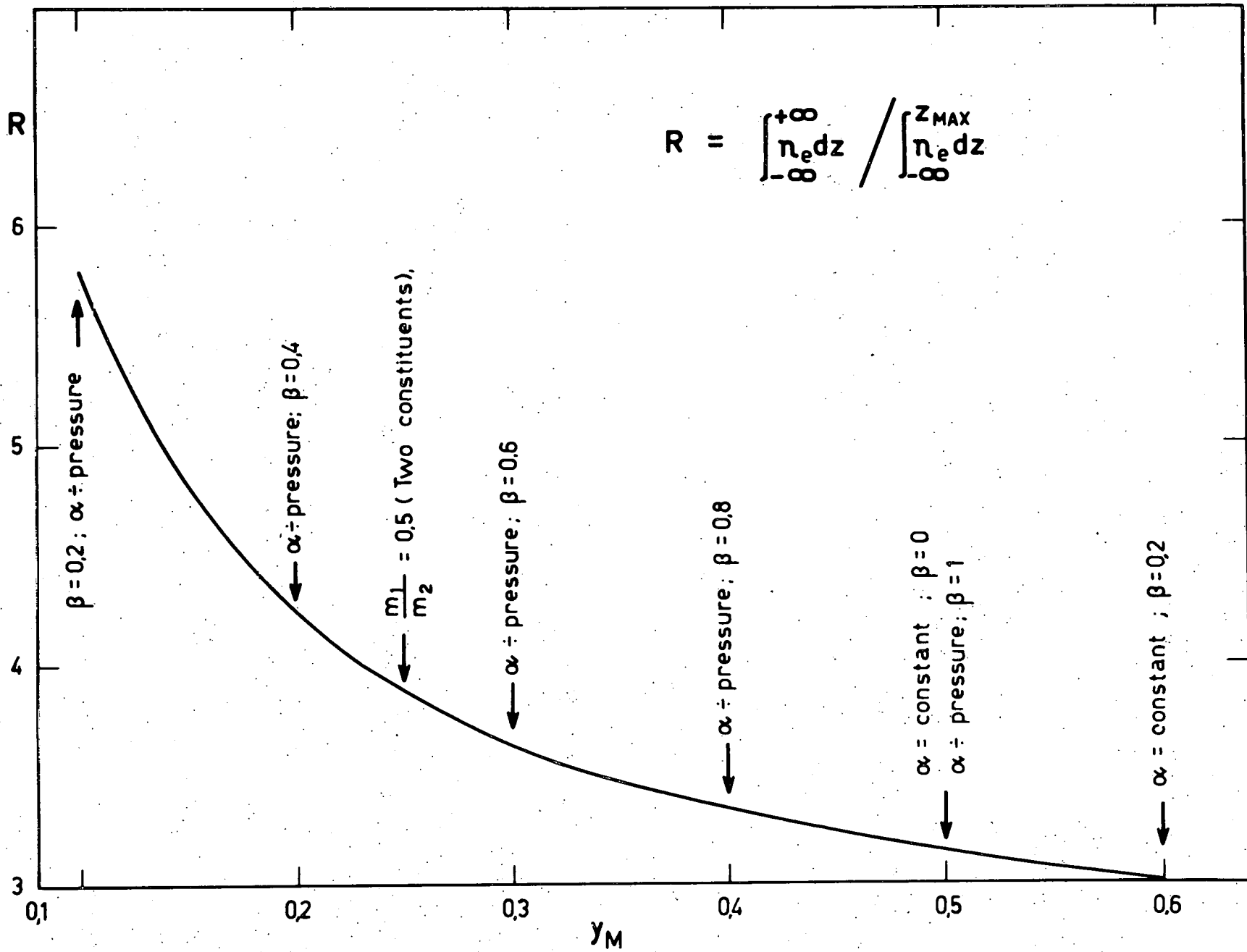


Figure 35

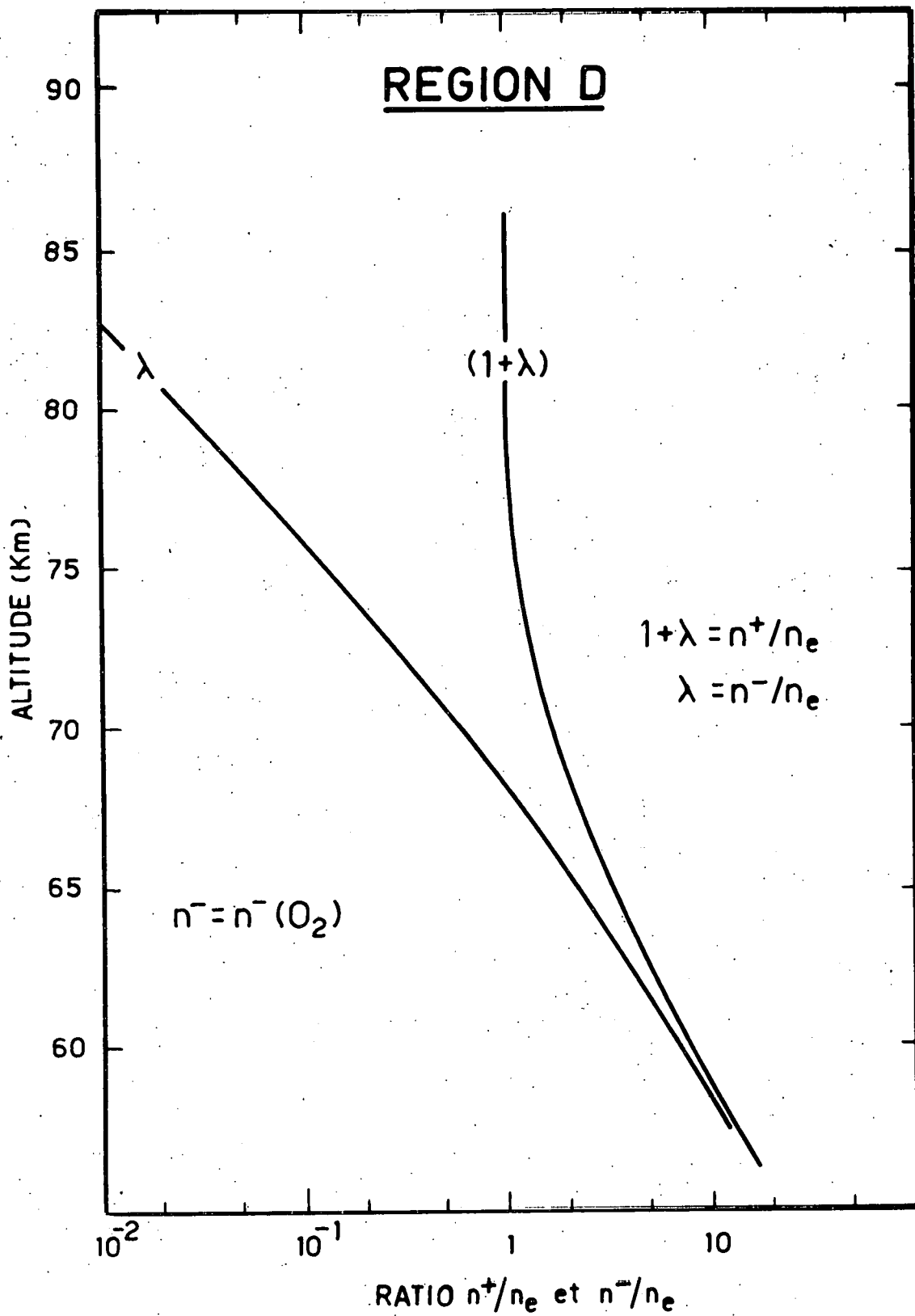


Figure 36

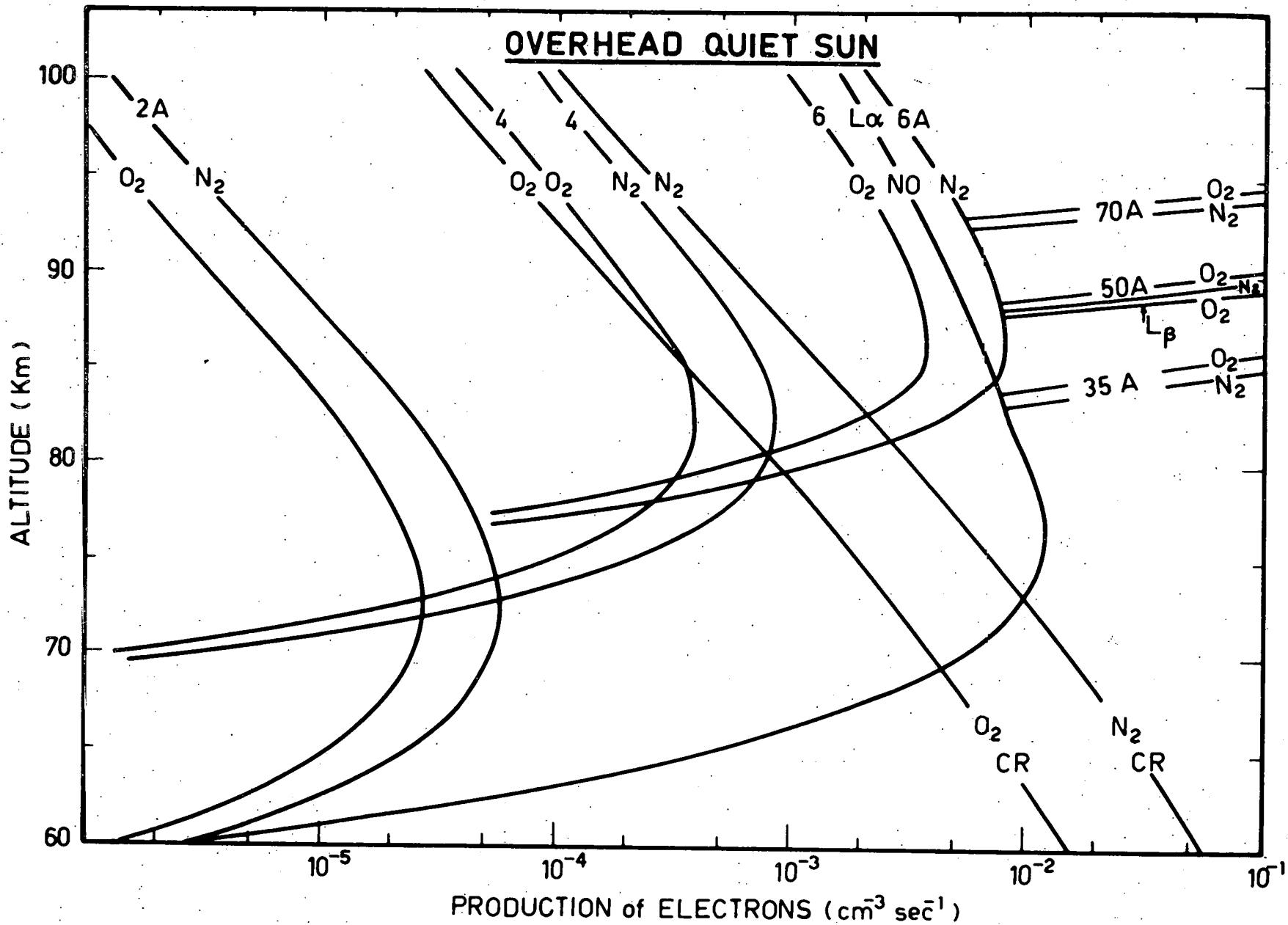


Figure 37

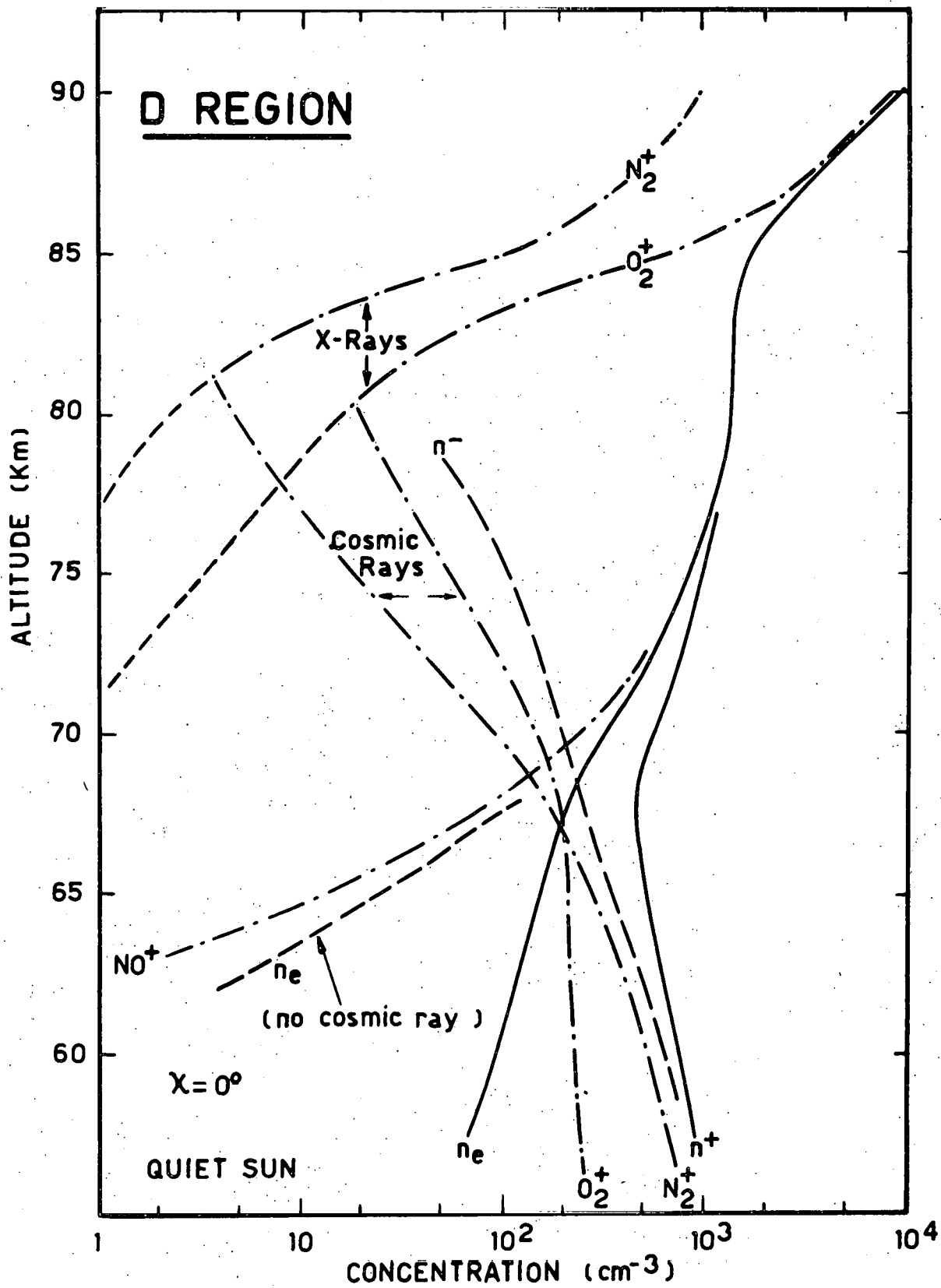


Figure 38

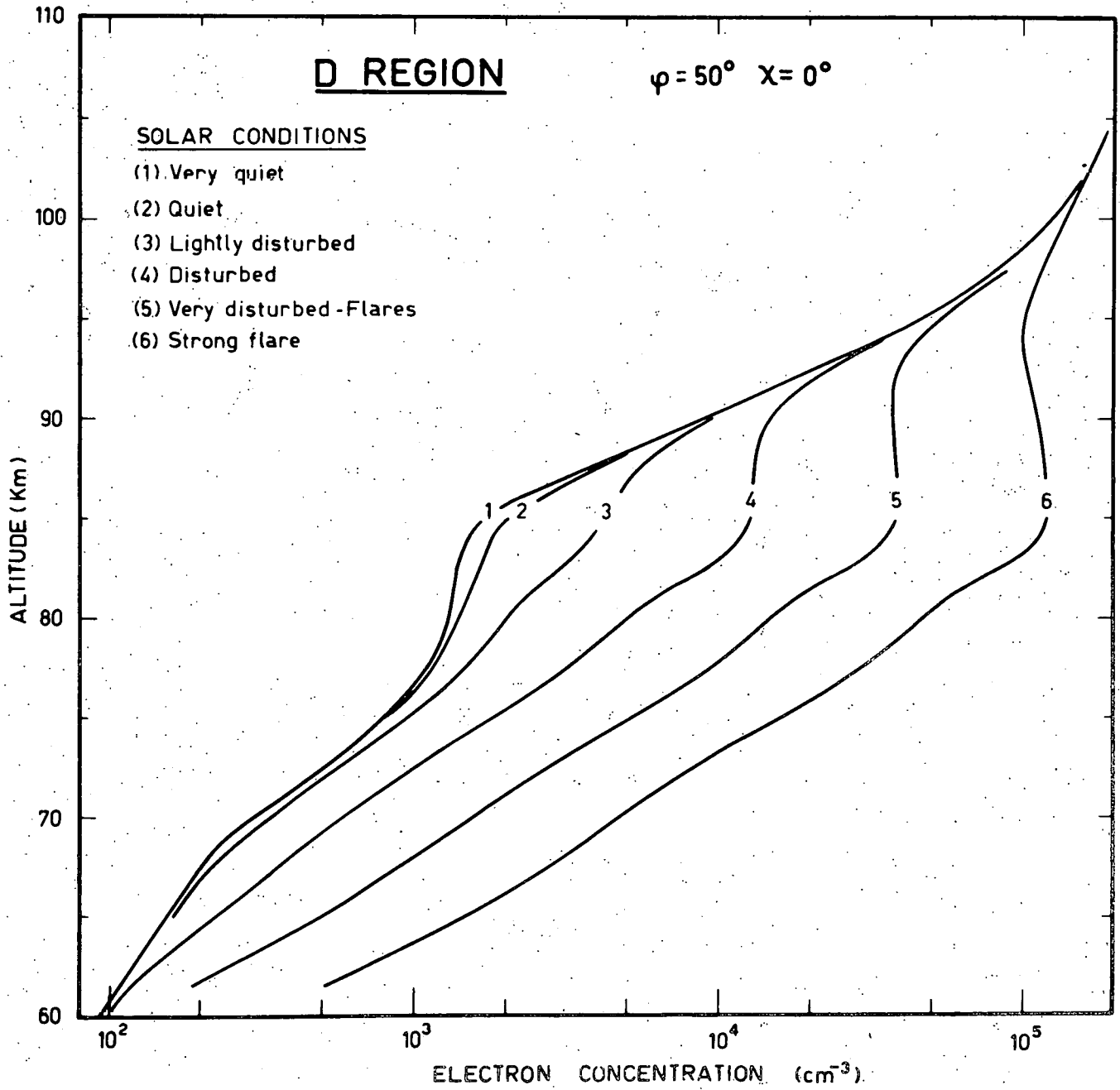


Figure 39

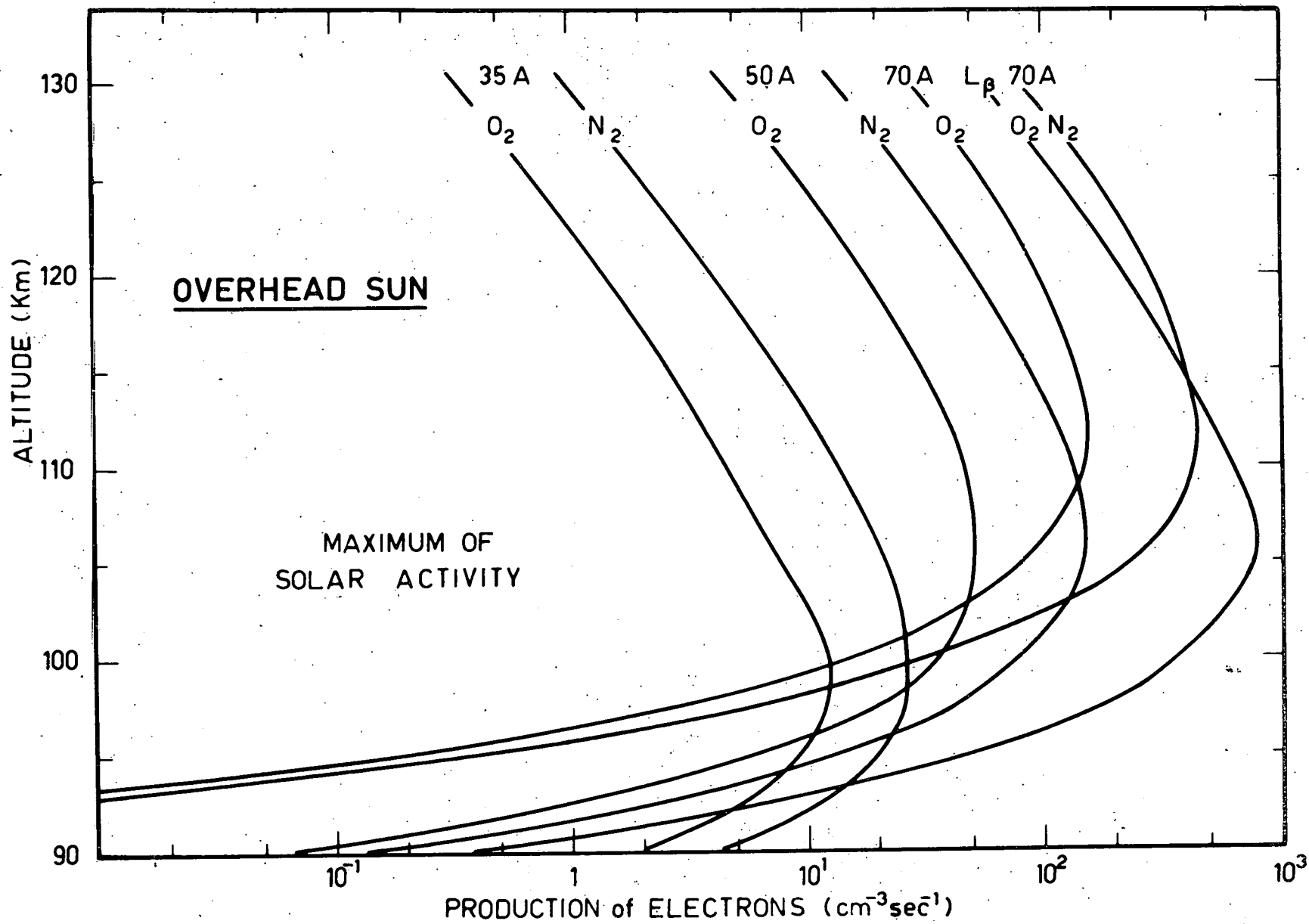


Figure 40

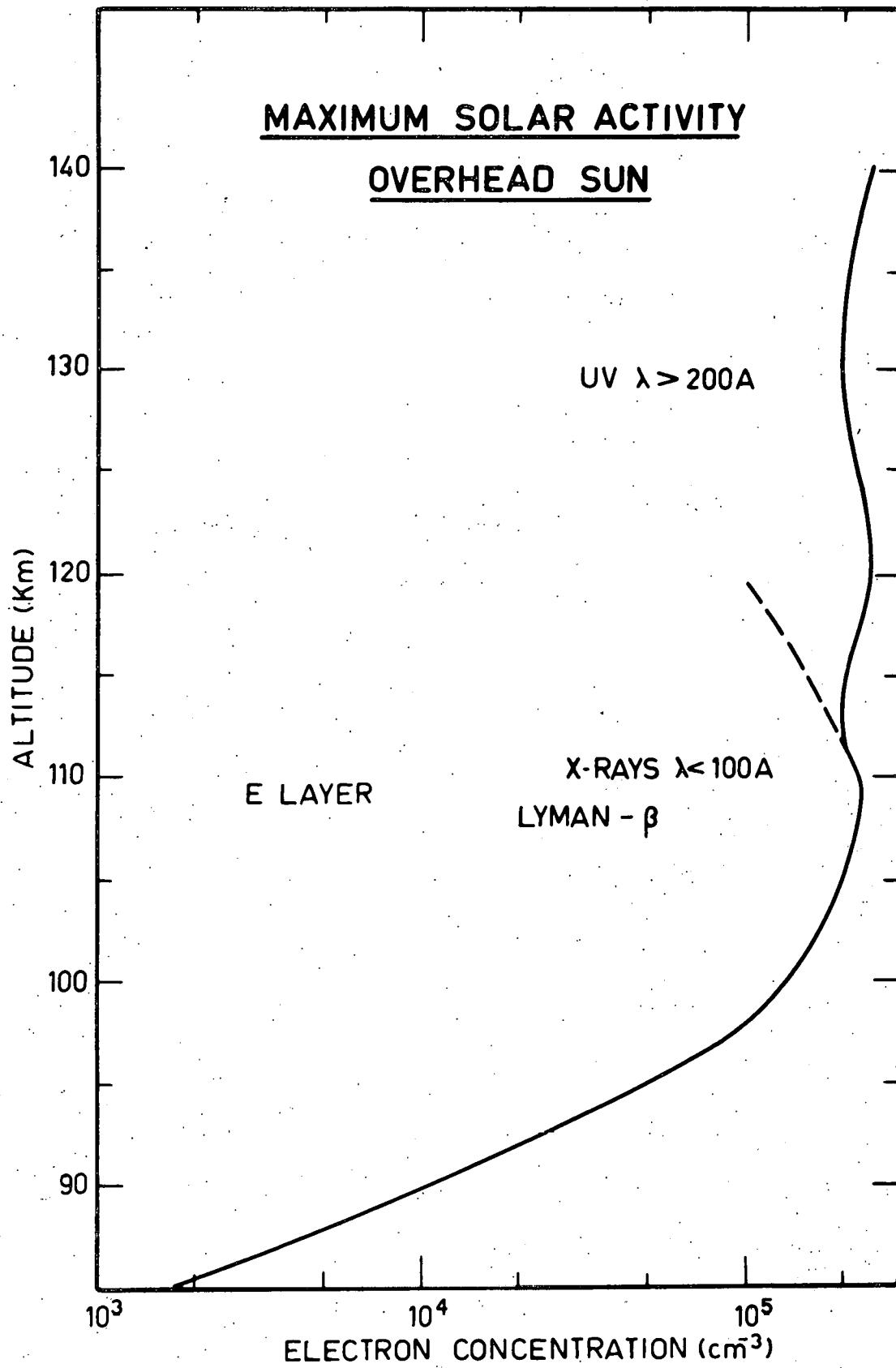


Figure 41

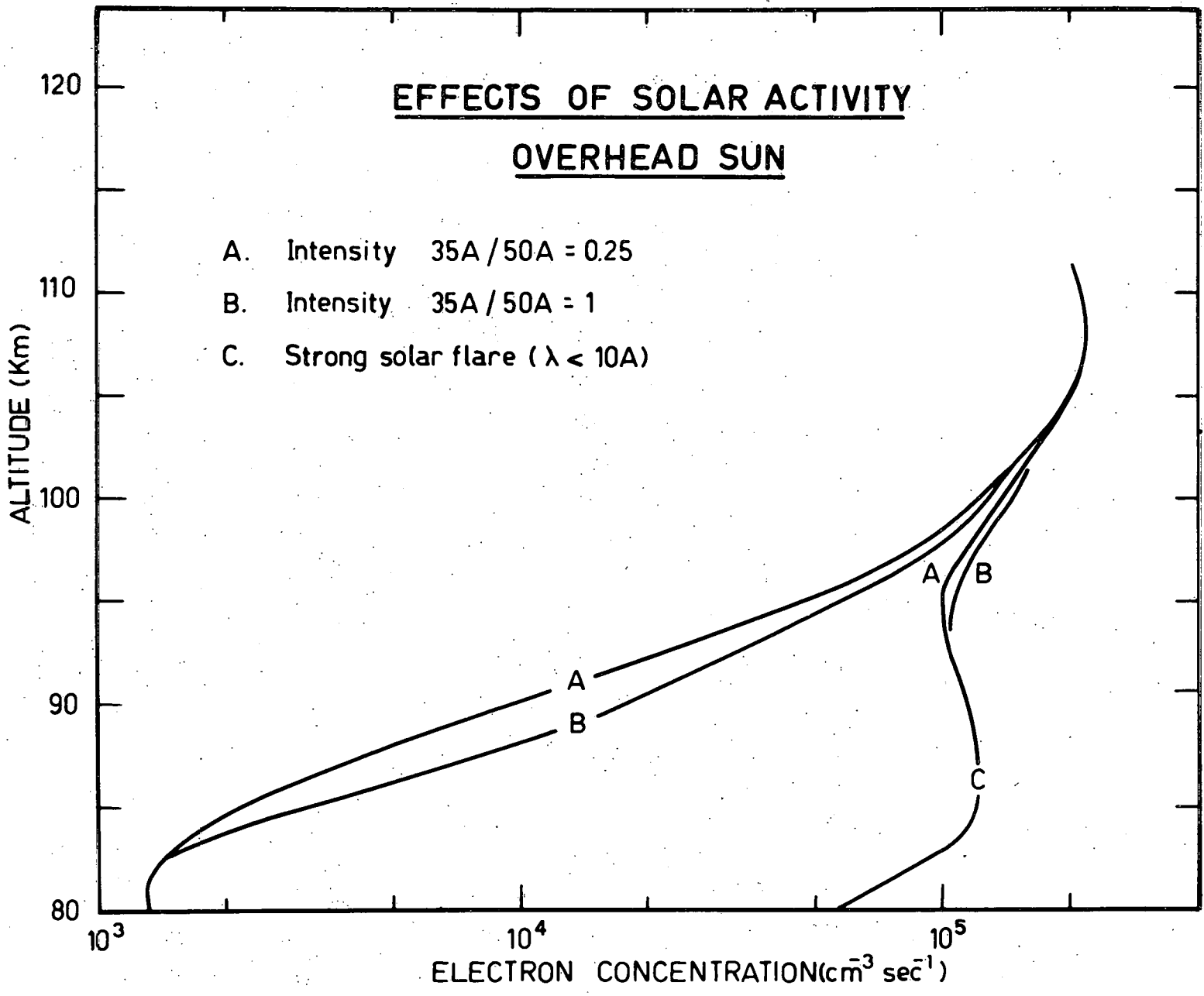


Figure 42

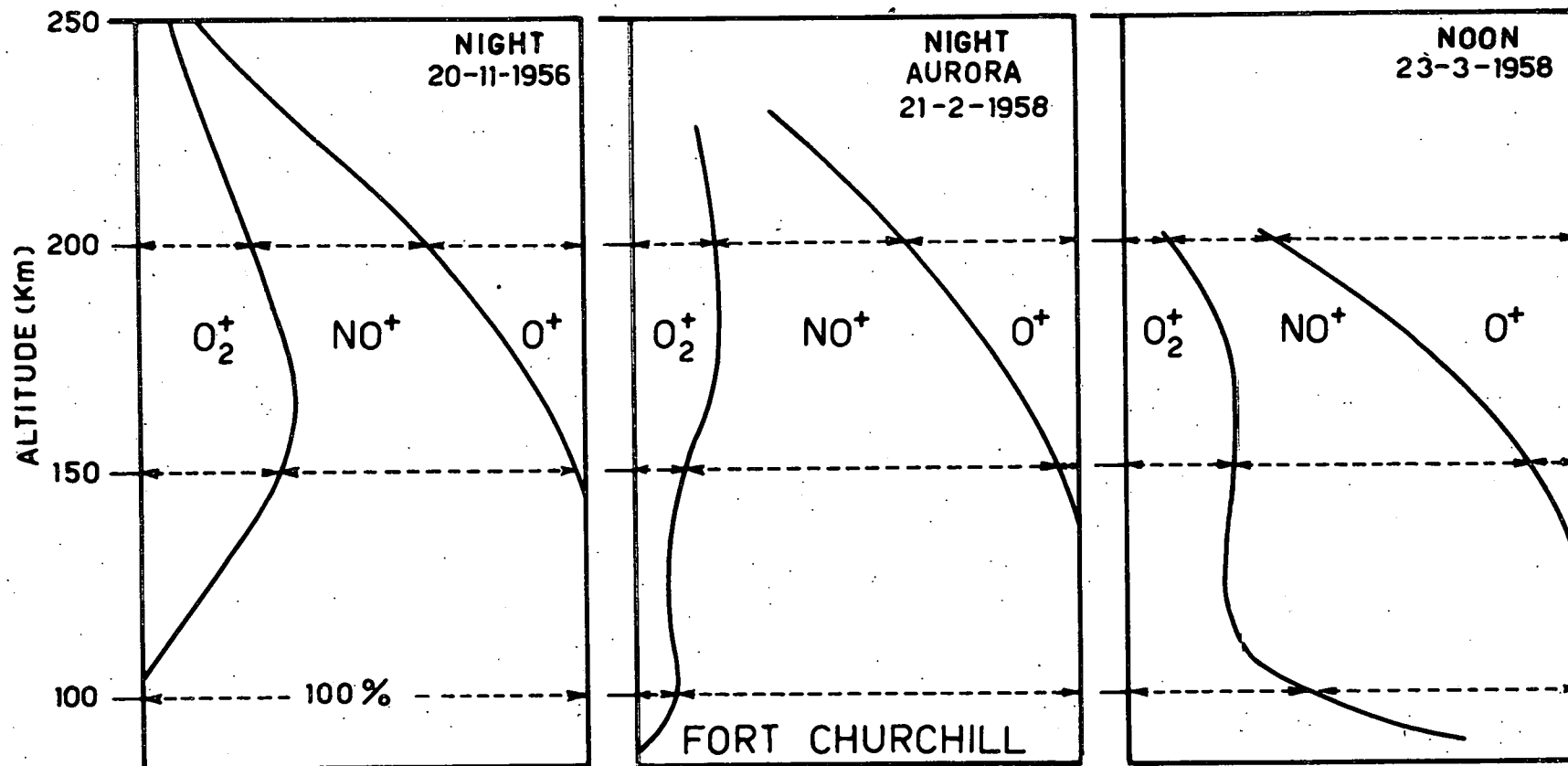


Figure 43a

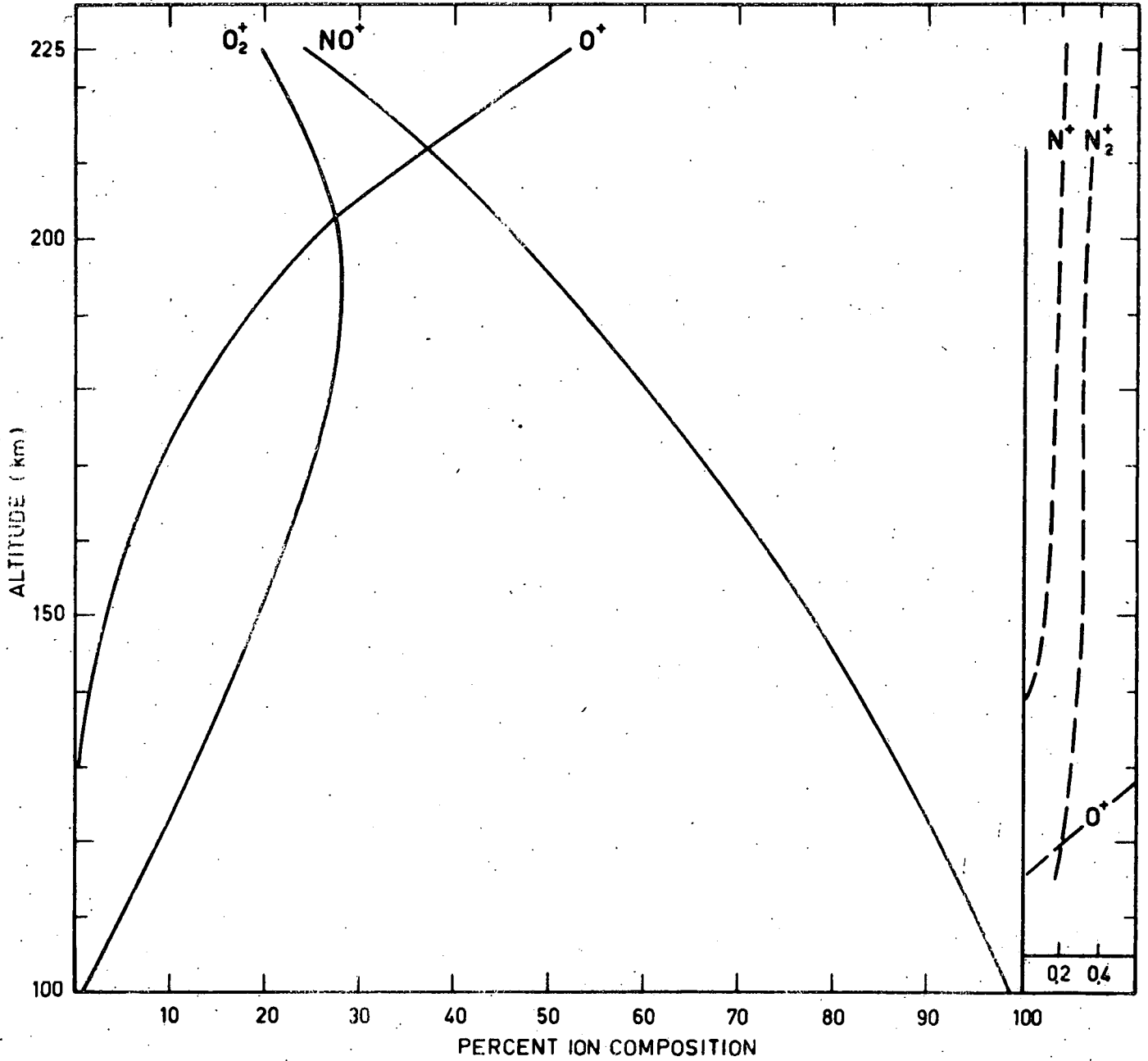


Figure 43b

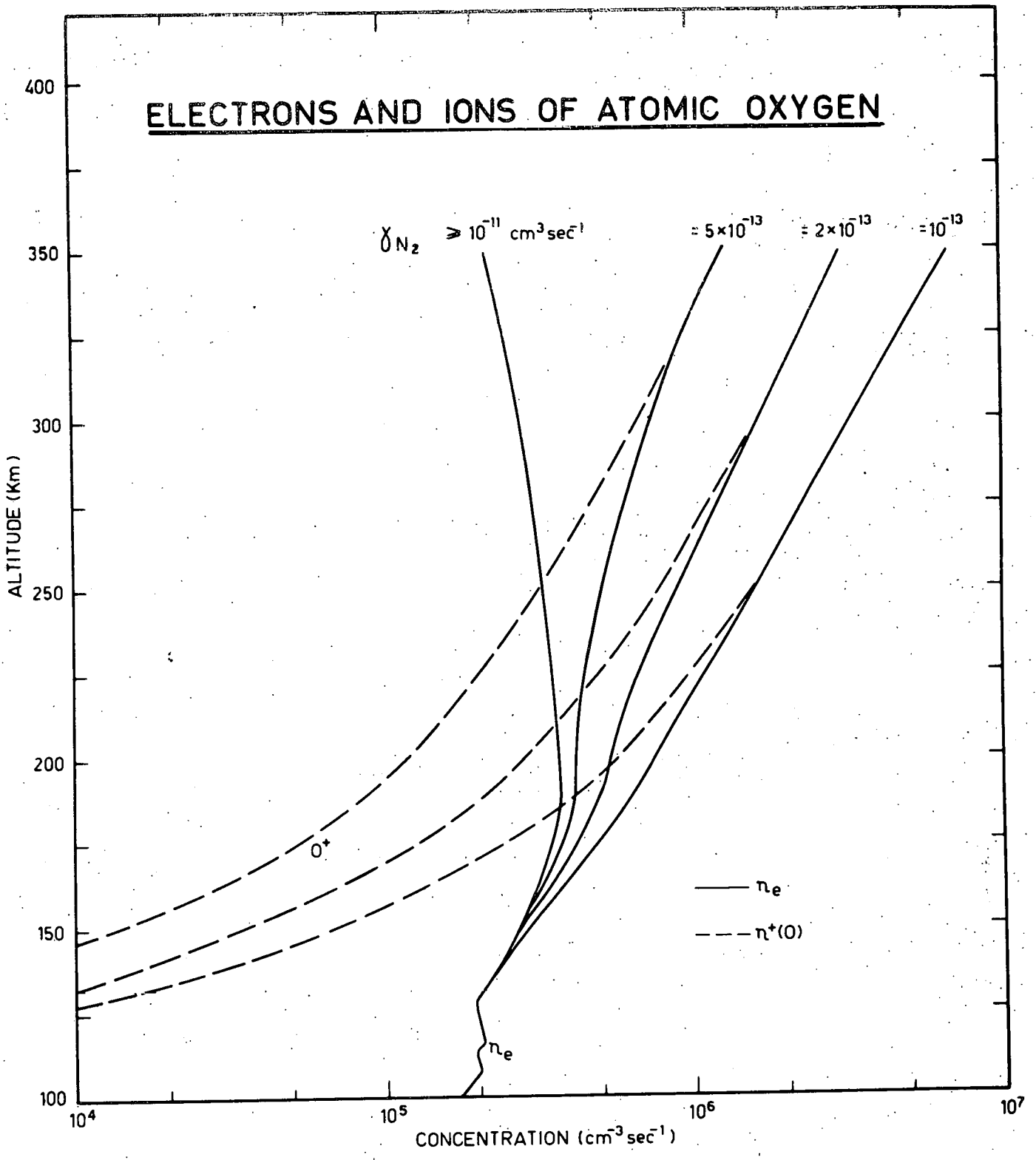


Figure 44